

3.2.2	L'effet thermique	43
3.2.3	L'effet cinétique	44
3.3	Spectres exacts de l'effet SZ	44
3.3.1	Distribution thermique d'électrons relativistes	44
3.3.2	Intégration numérique de l'équation de Boltzmann	45
3.3.3	Inclusion de la vitesse particulière	47
3.4	Autres sources d'effet SZ	48
3.4.1	Halos de quasars et systèmes L_{α}	48
3.4.2	Fond de confusion SZ	48
3.4.3	Processus non thermiques et halos radio	48
3.5	Instruments et méthodes de détection	49
3.5.1	L'atmosphère	49
3.5.2	Techniques et détecteurs	49
3.5.3	Instruments	50
3.6	Implications astrophysiques	50
3.6.1	Sélection d'amas de galaxies	51
3.6.2	Mesures de l'effet SZ	53
3.6.3	Mesures de distances et constante de Hubble	53
3.6.4	Propriétés du gaz	54
3.7	conclusion	55
4	Mesures d'effet SZ avec DiaBolo	57
4.1	Le photomètre DiaBolo	58
4.1.1	Le système optique	58
4.1.2	Le système cryogénique	59
4.1.3	Le système de détection	61
4.2	Observations avec DiaBolo	61
4.2.1	Atmosphère et modulation	61
4.2.2	Campagnes et sites d'observations	62
4.2.3	Objectifs scientifiques	63
4.3	Observation de RXJ1347-1145	64
4.3.1	RXJ1347-1145	64
4.3.2	Campagne de décembre 1997 à l'IRAM	66
4.3.3	Procédure de réduction des données	66
4.3.4	Lobes et Etalonnages	67
4.3.5	Caractérisation du bruit	68
4.3.6	Résultats	69
4.3.7	Discussion	73
4.4	Observations de Janvier 1999	75
4.4.1	Sources et stratégie d'observation	75
4.4.2	Analyse préliminaire pour RXJ1347-1145	75
	Papier I: A Sunyaev-Zel'dovich map of the massive core of the luminous X-ray cluster RXJ1347-1145	78
5	De l'infrarouge lointain au millimétrique	85
5.1	Emission en infrarouge lointain	86
5.1.1	Les observations ISO	86
5.1.2	Traitement des données	86
5.1.3	Emission en direction des amas	89
5.2	PRONAOS	90
5.2.1	Description	90
5.2.2	Objectifs scientifiques	91
5.2.3	Stratégie d'observation pour les amas de galaxies	91
5.3	Le spectre d'Abell 2163	92
5.3.1	Observations d'A2163	92

5.3.2	Analyse et résultats	93
5.4	Conclusion	96
Papier II: First measurements of the submillimeter Sunyaev-Zel'dovich effect		98
6	Détermination de la température du gaz intergalactique	105
6.1	Précision des déterminations en X	106
6.1.1	Détermination de température avec ASCA	106
6.1.2	Les futures missions X: XMM et Chandra	106
6.2	Les satellites submillimétriques	107
6.2.1	Planck Surveyor	107
6.2.2	FIRST	109
6.3	Simulations d'observations d'amas	109
6.3.1	Estimation du bruit	109
6.3.2	Les composantes du signal	110
6.3.3	La simulation	111
6.3.4	Restitution des paramètres de l'amas	113
6.4	Simulations sur des amas réels	115
6.5	Conclusion	116
Papier II: Determination of the hot intracluster gas temperature from submillimeter measurements		118
Conclusion		125
Bibliographie		129

Acronymes

ASCA	A dvanced S atellite for C osmology and A strophysics
BIMA	B erkeley– I llinois– M aryland A ssociation
CALTECH	C ALifornia Institut of T ECHnology
CDM	C old D ark M atter
CESR	C entre d’ E tude S patiale des R ayonnments
COBE	C OSmic B ackground E xplorer
CRTBT	C entre de R echerche en T rès B asses T empératures
DIRBE	D iffuse I nfrered B ackground E xplorer
DMR	D ifferential M icrowave R adiometer
EMSS	E instein M edium D eep S urvey
ESO	E uropean S outh O bservatory
FCS	F ine C alibration S ources
FIRAS	F ar I nfra R ed A bsolute S pectrometer
FIRST	F ar I nfrared and S ubmillimeter S pace T elescope
FRC	F ond de R ayonnement C osmologique
FWHM	F ull W idth H alf M aximum
GIS	G as I maging S pectrometers
HFI	H igh F requency I nstrument
HIFI	H eterodyne I nstrument for F IRST
HRI	H igh R esolution I mager
HST	H ubble S pace T elescope
IAS	I nstitut d’ A strophysique S patiale
IR	I nfra R ouge
IRAM	I nstitut de R adio– A stronomie M illimétrique
IRAS	I nfra R ed A stronomical S atellite

ISO	I nfrared S pace O bservatory
ISOPHOT	I SO P HOTometer
JCMT	J ames– M axwell– C lark T elescope
LAOG	L aboratoire d’ A strophysique de l’ O bservatoire de G renoble
LFI	L ow F requency I nstrument
MITO	M illimeter T elescope O bservatory
NEP	N oise E quivalent P ower
NEB	N oise E quivalent B rightness
NRAO	N ational R adio A stronomical O bservatory
NRO	N obeyama R adio O bservatory
NVSS	N RAO V LA S ky S urvey
OVRO	O wens V alley R adio O bservatory
PACS	P hotoconductor A rray C amera and S pectrometer
PAH	P olycyclic A romatic H ydrocarbons
PIA	P HOT I nteractive A nalysis
POM2	P etit O bservatoire M illimétrique 2
PRONAOS	P ROjet N ATIONAL d’ O bservations S ubmillimétriques
PSPC	P osition S ensitive P roportional C ounter
RJ	R ayleigh– J eans
ROSAT	R öntgen S ATellite
RT	R yle T elescope
SCUBA	S ubmillimeter C ommon– U ser B olometer A rray
SEST	S wedish E SO S ubmillimeter T elescope
SIS	S olid–state I maging S pectrometers
SuZIE	S unyaev– Z el’dovich I nfrared E xperiment
SPIRE	S pectral and P hotometer I maging R Eceiver
SPM	S pectro P hotomètre M ulti–bandes
SZ	S unyaev– Z el’dovich
ULIRG	U ltra L uminous I nfra R ed G alaxies
UV	U ltra– V iolet
VLA	V ery L arge A rray
XMM	X –ray M ulti– M irrors M ission

Introduction

C'est via l'étude du spectre électromagnétique que nous sondons le contenu et l'étendue de l'univers. Depuis le début du siècle, la vision que nous en avons a énormément changé. Ses limites ont été repoussées au delà de celles de la Galaxie. Aujourd'hui, la source la plus lointaine de rayonnement électromagnétique nous provient du Fond de Rayonnement Cosmologique (FRC). Omniprésent dans toutes les directions, il donne une image du champ de densité primordial au moment du découplage rayonnement-matière. Ce champ évolue avec le temps. Il est le géniteur des structures observées actuellement.

Parmi elles, les amas de galaxies sont les plus grands objets astrophysiques *bornés* en quasi-équilibre hydrostatique. Leur cohérence physique pose de fortes contraintes sur les modèles cosmologiques et sur les modèles de formation des grandes structures. Caractérisés initialement comme des regroupements de quelques dizaines à quelques centaines de galaxies, ils contiennent aussi de grandes quantités de gaz très chaud. Néanmoins, ces deux composantes cumulées ne suffisent pas à expliquer les champs gravitationnels observés en direction des amas. L'amplitude de ces derniers sous-tend une masse gravitationnelle suggérant la présence d'une source de gravité non identifiée. C'est une preuve de l'existence de ce qu'il est convenu d'appeler la matière noire, composante de matière sensible à la gravitation mais pas aux interactions coulombiennes. La traduction observationnelle de cette matière noire se trouve dans les valeurs des rapports masse gravitationnelle sur masse lumineuse de l'ordre de 50 à 500 et masse gravitationnelle sur masse de gaz de l'ordre de 2 à 10. Parce qu'elle génère le potentiel gravitationnel, son importance est capitale en cosmologie. La question de sa nature y est tout aussi fondamentale qu'en physique des particules, puisqu'à l'heure actuelle aucune des particules détectées ne constitue de candidat valable pour expliciter la matière noire. Par ailleurs, nous ne sommes actuellement pas capable de détecter les ondes gravitationnelles qu'elle est supposée émettre. Observationnellement, les galaxies ou le gaz en sont donc des indicateurs indirects, si l'on fait l'hypothèse que les galaxies comme le gaz suivent sa distribution dans le potentiel (Les trois composantes sont sensibles à la gravitation).

En cosmologie observationnelle, les amas de galaxies se présentent donc comme des traceurs de la géométrie de l'univers. En effet, leur nombre en fonction de leur masse et/ou de leur distance est le produit de l'évolution d'une distribution initiale de matière quasi homogène suivant une géométrie donnée. Ainsi les univers dit "ouverts", dont la densité réduite totale est inférieure à 1, favorisent la formation des grandes structures massives relativement tôt dans l'histoire de l'univers. A l'opposé, les univers dit "plats", dont la densité réduite totale est égale à 1, tendent à limiter ce type d'objet et à les former plus tard. De nombreuses simulations numériques mettent en oeuvre ces différents modèles cosmologiques et confrontent leur capacité à générer les grandes structures de l'univers telles que nous les observons (masses, distribution spatiale, abondance,...). Dans leur ensemble, elles reproduisent et forment sans équivoque des amas de galaxies, qui prennent leur place aux noeuds (intersections) des grandes structures filamentaires cosmiques. Elles sous-tendent un certain nombre de conséquences, concernant notamment la nature (filaments), l'abondance ou la distribution spatiale de ces structures. Si certaines de ces conséquences sont déjà vérifiables, d'autres demandent encore à être confirmées ou infirmées observationnellement.

Une autre approche de l'étude des amas de galaxies peut se faire via leur dynamique interne. En effet, les conditions thermodynamiques, la distribution des galaxies ou encore la distribution spatiale du gaz intra-amas sont autant de thématiques actuelles concernant les amas. Par des observables telles la température du gaz, sa densité, son abondance en éléments lourds, il est possible d'étudier l'historique du milieu intra-amas et celle du potentiel gravitationnel de l'amas : évènements de fusion, de collision, chocs,...

Ce gaz intra-amas, très chaud et présent en grande quantité, est largement observé aux longueurs d'onde X. Cependant, il peut aussi être étudié par la distorsion qu'il imprime sur le spectre du FRC, dont il diffuse les photons. Cette distorsion, dite effet Sunyaev-Zeldovich (SZ), est détectable par l'observation du FRC des longueurs d'onde centimétriques aux longueurs d'onde submillimétriques. C'est dans ce cadre scientifique que s'inscrit ce travail de thèse. Il tente de refléter l'importance et l'utilité de l'effet SZ pour l'étude des caractéristiques physiques des amas de galaxies. Il a permis de se doter d'outils adéquats pour le traitement d'observations SZ (spectres exacts). Il présente

aussi un certain nombre de données (DiaBolo, ISO, PRONAOS) originales, relatives aux amas de galaxies, mettant en exergue la particularité et la puissance des informations astrophysiques véhiculées par le signal SZ.

Sur la base de ces données observationnelles (réelles ou simulées), qui y sont présentées, l'organisation de ce mémoire peut être considérée comme un parcours du spectre de l'effet SZ du millimétrique vers le submillimétrique et l'infrarouge lointain, ainsi que de son observation du sol vers l'espace.

Dans les deux premiers chapitres, nous donnons une description générale du contexte cosmologique et des amas de galaxies. Leurs propriétés, ainsi que les outils nécessaires à notre étude, y sont détaillés.

Dans une troisième partie, nous présentons une méthode numérique de type Monte Carlo pour l'obtention de spectres de l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Les implications de cette méthode sont discutées. Sa nécessité pour le traitement d'observations submillimétriques et millimétriques, est illustrée dans les chapitres suivants.

Dans le chapitre 4, nous détaillons le photomètre millimétrique DiaBolo et les résultats de ses observations en direction de l'amas RXJ1347-1145, dont la cartographie a permis la détection du plus fort signal SZ observé jusqu'à présent.

La compilation de données de plusieurs instruments, nous a permis de tracer le spectre des émissions en direction de l'amas d'Abell 2163 de l'infrarouge au millimétrique. Cette analyse multi-longueurs d'onde est décrite dans un cinquième chapitre.

Enfin dans la dernière partie, nous montrons que les données SZ en direction des amas peuvent être auto-suffisantes pour l'étude des propriétés physiques des amas. Sur la base de l'analyse multi-longueurs d'onde, nous avons quantifié la faisabilité de ce type d'étude par la simulation d'observations d'amas avec les futurs satellites submillimétriques Planck Surveyor et FIRST.

Chapitre 1

Un peu de cosmologie...

1.1 Le Fond de rayonnement cosmologique

L'univers se refroidit au cours du temps de par son expansion. Quand sa température fut de l'ordre de 10000 K, protons et électrons commencèrent à se recombiner pour former des atomes d'hydrogène (puis d'hélium, de deutérium, de lithium, ...). A une température voisine de 3000 K, la proportion de matière neutre augmentant, le nombre d'électrons libres ne fut bientôt plus suffisant pour conserver l'équilibre thermodynamique. L'univers précédemment opaque devint transparent aux rayonnements électromagnétiques. C'est le moment du découplage du rayonnement et de la matière, dont l'endroit est dit surface de dernière diffusion.

Prévu par la théorie (Gamow, 1948a; Gamow, 1948b; Alpher et Herman, 1948), comme signature astrophysique du découplage rayonnement-matière, le Fond de Rayonnement Cosmologique (FRC) n'a été détecté qu'en 1965 par Penzias et Wilson (Penzias et Wilson, 1965). Cette détection fortuite fut fondamentale compte tenu de l'outil capital qu'est le FRC pour la cosmologie.

L'étape suivante a été franchie par l'avènement du satellite COBE¹, équipé de trois instruments: DIRBE² opérant de 1.25 à 300 μm avec 40' de résolution, FIRAS³, de 105 μm à 1 cm) avec 7° et DMR⁴, à 3.3, 5.7 et 9.5 mm avec 7° (Boggess et al., 1992). En dehors des bandes courtes longueurs d'onde de DIRBE communes à celle d'IRAS, le domaine spectral couvert par COBE était jusqu'alors vierge de toute cartographie exhaustive. COBE a permis de montrer que le spectre du FRC est celui d'un corps noir quasiment parfait de température $T_r = 2.728 \pm 0.004$ K (Mather et al., 1994; Mather et al., 1994; Fixsen et al., 1996; Fixsen et al., 1997). Son intensité spécifique est alors :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_r}} - 1} \quad (\text{W/m}^2/\text{sr/Hz}) \quad (1.1)$$

où ν est la fréquence du rayonnement, T_r est la température du FRC. h , k et c sont respectivement la constante de Planck, la constante de Boltzman et la célérité de la lumière⁵.

COBE a aussi permis de montrer que la distribution spatiale du FRC est quasi isotrope. Les écarts à l'isotropie sont de l'ordre de 10^{-5} K. Ils revêtent cependant une importance capitale en cosmologie, puisqu'ils trouvent leur place dans la théorie du modèle standard en tant que reflet direct des fluctuations primordiales de densité, génitrices des structures observables aujourd'hui.

1.2 Grandeurs et paramètres cosmologiques

1.2.1 Paramètres cosmologiques

Les équations d'Einstein associées à la métrique de Robertson-Walker, qui décrit un univers conforme au principe cosmologique (ie: univers homogène et isotrope), permettent d'établir les équations régissant l'évolution du paramètre d'échelle de l'univers, $R(t)$ (Weinberg, 1972). Elles permettent aussi d'introduire des paramètres, dits cosmologiques (cf. Tab. 1.1, les valeurs données sont des estimées de celles les plus couramment adoptées aujourd'hui⁶ à $z = 0$, pour un univers plat: $k = 0$):

H_0 : $H(t)$, la constante de Hubble relie au premier ordre la vitesse de fuite d'un objet par rapport à un autre à la distance entre ces deux objets : $v = H_0 d$, où H_0 est la constante de Hubble aujourd'hui. Nous devons l'établissement empirique de cette loi à Hubble (1931). Sauf mention contraire nous utiliserons la valeur de $H_0 = 50$ km/s/Mpc tout au long de ce manuscrit. La constante de Hubble réduite sera notée : $h_{50} = \frac{H_0}{50 \text{ km/s/Mpc}}$.

Ω_m : La densité critique de l'univers est définie par : $\rho_c = 3H^2/8\pi G = 4.7 \times 10^{-27} h_{50}^2 \text{ kg/m}^{-3}$. Le rapport de la densité effective (ie: mesurée) à la densité critique est le paramètre Ω_m .

1. *COSmic Background Explorer*

2. *Diffuse InfraRed Background Experiment*

3. *Far Infrared Absolute Spectrophotometer*

4. *Differential Microwave Radiometer*

5. Les notations h , k et c seront adoptées par la suite.

6. Les quantités indicées par 0 font référence aux valeurs aujourd'hui, soit à $z = 0$.

TAB. 1.1 – Paramètres cosmologiques		
$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$	constante de Hubble	20 - 100
$\Omega_m(t) = \frac{\rho}{\rho_c}$	densité de matière réduite	0.2
$\Omega_\Lambda(t) = \frac{\lambda}{3H(t)^2}$	densité d'énergie du vide réduite	0.8
$\Omega_k(t) = -\frac{kc^2}{H(t)^2 R(t)^2}$	densité de courbure réduite	0
$q(t) = -\frac{\ddot{R}(t)R(t)}{\dot{R}(t)^2}$	paramètre de décélération	-0.7

Les valeurs des estimées (colonne de droite) à $z = 0$, sont données pour un univers plat ($k = 0$). La valeur de Ω_m est une valeur probable compte tenu des déterminations issues de l'étude des amas de galaxies (cf Sec. 2.6.1). La valeur de H_0 est donnée en km/s/Mpc

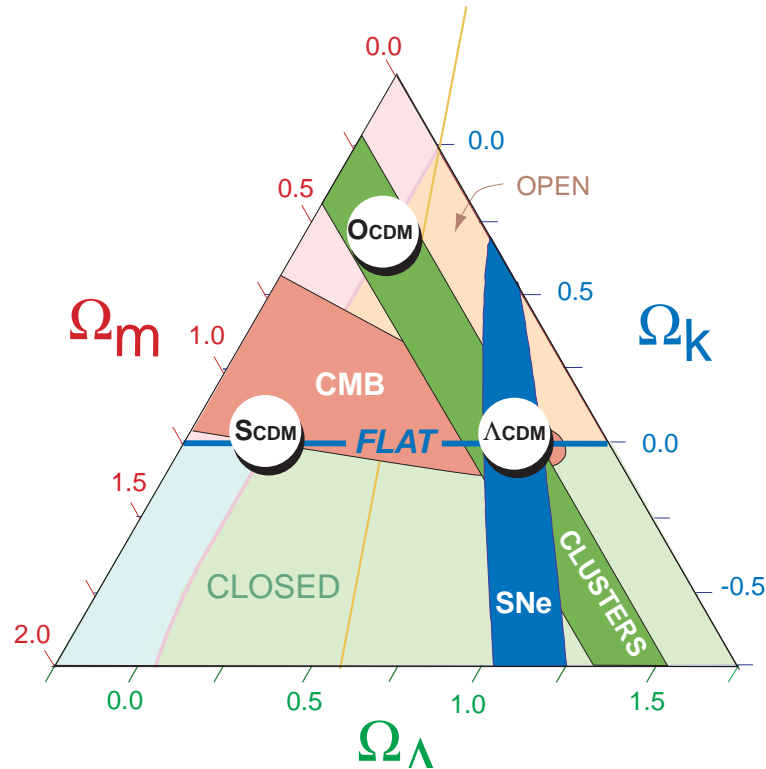


FIG. 1.1 – Le triangle cosmique, représentation schématique de l'interdépendance des trois composantes de densité de l'univers ($\Omega_m, \Omega_\Lambda, \Omega_k$). Les contraintes observationnelles dues au FRC favorisent un univers plat, celles liées aux amas de galaxies favorisent un univers ouvert et celles déduites de l'observation des supernovae de type Ia, un univers en accélération. L'intersection des différentes contraintes conduit à un univers plat avec $\Omega_m \sim 1/3$ et $\Omega_\Lambda \sim 2/3$. Cette figure est tirée de Bahcall et al. (1999).

Ω_Λ : La constante cosmologique Λ introduite par Einstein peut être associée à l'énergie du vide, $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G$, dont le rapport à la densité critique définit la densité de l'énergie du vide. Nous renvoyons à la revue de Carroll & Press (1992) pour une discussion détaillée sur la constante cosmologique.

Ω_k : La densité de courbure de l'univers.

q_0 : Ce paramètre quantifie la décélération de la vitesse d'expansion de l'univers.

Les équations d'Einstein associées à une équation d'état du type $P \propto \rho$ qui relie la pression locale P à la densité ρ ($P = 0$ pour un univers dans lequel la matière domine sur le rayonnement) peuvent être exprimées en fonction des paramètres cosmologiques :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \\ q_0 = \frac{\Omega_m}{2} - \Omega_\Lambda \end{array} \right. , \forall k \quad (1.2)$$

Ces expressions sont valables quelque soit la courbure de l'univers. On peut définir $\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k$ comme la densité totale réduite de l'univers. La représentation du *triangle cosmique* introduite par Bahcall et *al.* (1999) illustre schématiquement les différentes configurations envisageables dans le cadre du modèle standard (cf. Fig 1.1).

Nous renvoyons à la revue de Freedmann (1998) pour une description et un bilan du statut actuel de la détermination des paramètres cosmologiques.

1.2.2 Grandeurs astrophysiques et cosmologiques

Le **redshift**, z , ou encore décalage vers le rouge quantifie le décalage en fréquence de l'émission d'une source due à sa vitesse radiale (effet Doppler). Soit une source émettant une radiation à la fréquence ν_e , qu'un observateur sur Terre reçoit à ν_0 , si la vitesse de fuite⁷ de l'objet est v à une distance d , on écrit :

$$z = \frac{\nu_e - \nu_0}{\nu_0} \simeq \frac{H_0 d}{c} \quad (1.3)$$

Cette formulation n'est vraie que pour les faibles redshifts et pour des objets dont la vitesse particulière (ie: vitesse dans un référentiel comobile avec l'expansion de l'univers) est non relativiste.

La **distance angulaire**, d_A , est définie observationnellement comme le rapport de la taille physique d'un objet (dans la direction transverse à la ligne de visée), R_{obj} , à sa taille angulaire, θ_{obj} , mesurée par l'observateur (dans l'approximation des petits angles). Elle dépend évidemment de la géométrie de l'univers et est directement proportionnelle au facteur d'échelle, $R(t)$. Elle peut s'exprimer en fonction de H_0 , q_0 et du redshift de la source (Weinberg, 1972):

$$d_A = \frac{c}{H_0} \frac{z q_0 + (q_0 - 1) (\sqrt{2q_0 z + 1} - 1)}{q_0^2 (1 + z)^2} \quad (1.4)$$

1.3 Fluctuations de densité

Selon les théories actuelles, les fluctuations primordiales de densité sont à l'origine de toutes les structures de l'univers (galaxies, amas de galaxies,...). Ces dernières seraient créées par effondrement gravitationnel aux endroits où les surdensités de matière sont suffisantes. Cette genèse est envisagée selon deux types de conditions initiales. (1) Les défauts topologiques (cordes cosmiques, textures et monopoles) se formeraient lors des brisures de symétrie de l'univers primordial. Ils sont supposés produire des anisotropies de température du FRC ne suivant pas une statistique gaussienne. (2) Dans le paradigme de l'inflation, les fluctuations de densité de matière, produisant les anisotropies de température du FRC, seraient issues des fluctuations quantiques du vide. Leurs tailles suivent l'expansion exponentielle de l'univers durant les phases d'inflation. Le problème des régions aujourd'hui causalement indépendantes (mais présentant de fortes similarités: déviation à l'uniformité inférieure à 10^{-4}) est ainsi résolu si elles sont causalement liées avant l'inflation. Ces modèles inflationnaires conduisent à des univers plats (ie: $\Omega_0 = 1$) où les fluctuations de densité

⁷. Vitesse d'expansion de l'univers dans le référentiel de l'observateur à l'endroit de la source. Dite encore vitesse du flot de Hubble.

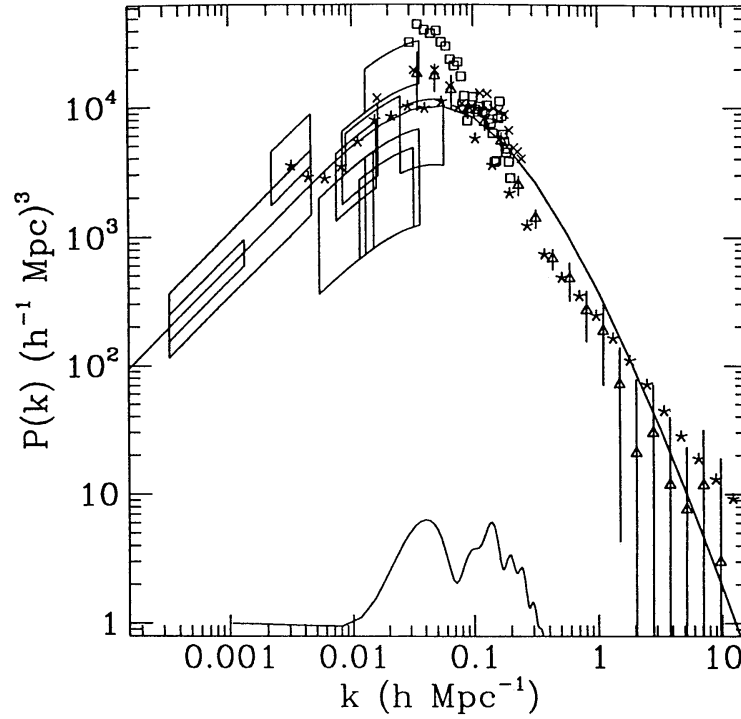


FIG. 1.2 – Spectre de puissance des fluctuations de densité pour un modèle standard Λ CDM illustrant les données actuelles sur les grandes structures et le FRC (Le spectre est normalisé aux données COBE, c'est-à-dire qu'il est forcé à passer dans les boites d'erreurs des mesures COBE, $\sigma_8 = 1$). Les données représentent des petits modes (gauche) vers les plus grands (droite). Les grandes structures (mesures du FRC par COBE) se trouvent à gauche, les amas de galaxies se situent au niveau du maximum de la courbe et les galaxies et les petites structures sont portées par l'aile droite du spectre. Le spectre des fluctuations de température a été tracé pour comparaison. Cette figure est tirée de White, Scott & Silk (1994).

sont des réalisations aléatoires d'un champ gaussien homogène et isotrope (Kolb et Turner, 1990; White et al., 1994; Barreiro, 1999).

La statistique des fluctuations de densité de matière peut être caractérisée par leur spectre de puissance $P(k)$, qui exprime la dépendance de leur amplitude en fonction de l'échelle angulaire. Autrement dit, le degré d'inhomogénéité dans la distribution de masse de l'univers en fonction de l'échelle spatiale. Les théories d'inflation prévoient la forme du spectre de puissance. Il peut s'exprimer en fonction de $\delta(\vec{k})$, la composante d'ordre k de la transformée de Fourier du champ de fluctuations de densité et de n , un indice spectral. Les théories d'inflation supposent que le champ de densité est issu d'un processus aléatoire distribué selon une loi gaussienne. Par conséquent $\delta(\vec{k}) = |\delta_k|e^{i\Phi_k}$ est aussi une fonction aléatoire. En général, la somme est effectuée sur les phases Φ_k (Peebles, 1993) :

$$P(\vec{k}) = \left\langle \left| \delta(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle \propto k^n \quad (1.5)$$

Dans le cas de fluctuations adiabatiques n est égal à 1, le spectre est alors dit d'Harrison-Zel'dovich. Il est dépendant des conditions initiales cosmologiques.

Les mesures en direction du FRC permettent de contraindre l'amplitude et la forme de $P(\vec{k})$ aux plus grandes échelles physiques observables. L'abondance des amas à $z = 0$ le contraint à de plus petites échelles (~ 10 Mpc). Pour les relevés de galaxies, elles s'échelonneront entre 10 et 1000 Mpc. Dans tous les cas, il faut prendre en compte le biais existant entre la densité correspondant à

l'observable (matière lumineuse, gaz, FRC) et la densité de matière totale ($\rho = b\rho_{obs}$). $P(\vec{k})$ est tracé sur la figure 1.2 dans le cadre d'un modèle CDM⁸ incluant de la matière noire froide. Il est normalisé aux données COBE par l'intermédiaire du paramètre σ_8 , exprimant le niveau des fluctuations de densité à l'intérieur d'une sphère de 8 Mpc de rayon.

Les courbes de rotation des galaxies et les différents estimateurs de masse des amas de galaxies (cf. Sec. 2.4) suggèrent l'existence de masse cachée permettant d'expliquer les potentiels gravitationnels observés dans ces structures. Cette masse cachée serait constituée de matière, dite noire, car non lumineuse (ie: n'émettant pas de radiation électromagnétique) mais néanmoins sensible à la gravitation. La nature de cette matière noire reste à ce jour une question fondamentale en cosmologie. Il est ainsi possible de décliner en différentes familles les modèles cosmologiques. Ils peuvent inclure de la matière noire, s'accomoder d'une constante cosmologique, ou bien faire abstraction de l'un et/ou de l'autre. Le type de modèle le plus en vogue actuellement semble être celui des modèles Λ -CDM (en raison des mesures récentes de la distance angulaire de supernovae lointaines.).

1.4 Fluctuations de température

1.4.1 Spectre de puissance du FRC

Le FRC présente une image directe de la distribution spatiale et fréquentielle du rayonnement et par conséquent de la distribution de matière au moment du découplage. Il est possible de décomposer la distribution des anisotropies de température sur la base orthonormée des harmoniques sphériques, en exprimant la déviation relative à la température moyenne dans la direction \vec{n}):

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{n}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\vec{n}) \quad (1.6)$$

où a_{lm} est l'amplitude associée au mode propre (l,m) . Les modes l sont inversement proportionnels aux fréquences spatiales (ie: $l \sim 1/\theta$). On définit le moment d'ordre 2 des a_{lm} par $\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle = C_l \delta_{ll'} \delta_{mm'}$. Pour des fluctuations de température isotropes suivant une statistique gaussienne, le spectre de puissance constitué par l'ensemble des C_l donne une description statistique complète des anisotropies de température. C'est sur ce spectre de puissance que les théories peuvent faire des prédictions. Une propriété intéressante des C_l est :

$$C(\theta) = \left\langle \left(\frac{\Delta T}{T}(\vec{n}_1) \cdot \frac{\Delta T}{T}(\vec{n}_2) \right) \right\rangle = \sum_l \frac{(2l+1)}{4\pi} C_l P_l(\cos \theta) \quad (1.7)$$

où θ est l'angle formé par \vec{n}_1 et \vec{n}_2 . P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l .

Les prédictions sur le spectre des C_l dépendent de la cosmologie de l'univers. Notamment, le paramètre de densité, Ω_0 , régit l'amplitude et la position des pics Doppler. Depuis COBE, de multiples mesures du FRC ont été obtenues avec nombre d'expériences différentes. La figure 1.3 montre l'ensemble de ces mesures explicitement sur un spectre C_l pour un modèle standard CDM, dans les cas d'un univers plat ($\Omega_0 = 1$, courbe pleine) et ouvert ($\Omega_0 = 0.3$, courbe pointillées).

Intéressons-nous aux premières harmoniques du spectre et à leur amplitude telle qu'elles ont été déterminées par le satellite COBE:

Le monopole $l = 0$, est la composante continue du spectre de puissance. Au premier ordre, c'est la température d'un corps noir: $T_r = 2.728 \pm 0.004$ K.

Le dipole $l = 1$, est du à la vitesse de l'observateur (en fait ramené au Soleil) dans le référentiel du FRC. La valeur dérivée des données COBE est 3.353 ± 0.024 mK avec un maximum dans la direction $(\alpha, \delta) = (11^h 12^m 2^s, -06^\circ 3^m 36^s)$ (Fixsen et al., 1996).

Le quadrupole $l = 2$, a été mesuré à $Q_{rms} = 10.0_{-4.0}^{+7.0} \mu\text{K}$ (à 68% de confiance) avec les données DMR. A 95% de confiance, il est compris dans un intervalle $4 \mu\text{m} < Q_{rms} < 28 \mu\text{m}$ (Bennett et al., 1996).

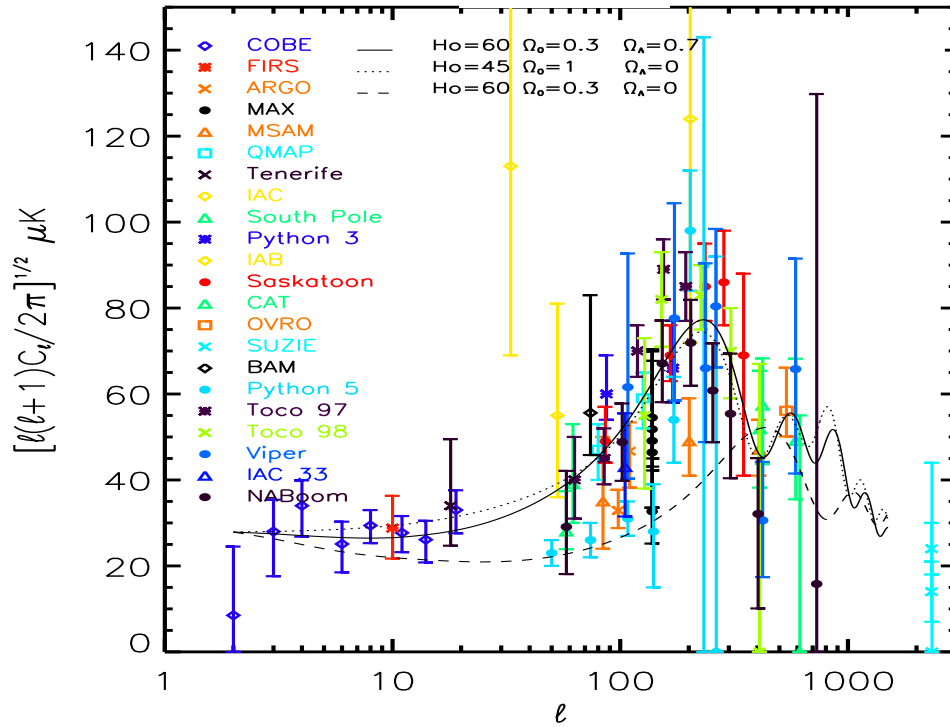


FIG. 1.3 – Statut des observations du FRC accompagnées des prédictions de modèles cosmologiques typiques (© Marian Douspis, observatoire Midi Pyrénées, cf. <http://webast.ast.obs-mip.fr/cosmo/CMB>).

1.4.2 Sources de fluctuations de température

Différents processus induisent des fluctuations sur l'intensité du corps noir cosmologique. Puisque ces effets conservent au rayonnement sa propriété de corps noir, on parle alors de fluctuations ou d'anisotropies de température.

Les anisotropies primaires sont le reflet des fluctuations de densité (matière-rayonnement) avant le découplage (Barreiro, 1999; Hu et al., 1997). Deux autres sources d'anisotropies sont produites avant le découplage : L'effet de redshift gravitationnel correspond à une perte d'énergie du photon lors de son échappement d'un potentiel gravitationnel (ie: effet Sachs-Wolfe (1967)). L'effet Doppler dû au mouvement de la matière diffusant le rayonnement lors de la dernière diffusion.

Les anisotropies secondaires marquent le FRC pendant le parcours des photons de la surface de dernière diffusion à l'observateur. Elles sont principalement le fait de la gravité et de l'ionisation du milieu traversé par les photons du FRC.

Le passage d'un photon au travers d'un puits de potentiel entraîne une distorsion de son énergie si le potentiel gravitationnel est variable durant le passage du photon. Cet effet est appelé effet Sachs-Wolfe intégré (sur la ligne de visée). Si la masse captive du potentiel est suffisante pour provoquer un effet de lentille gravitationnelle (cf. Sec. 2.4.3), la trajectoire du photon sera modifiée. Ces deux effets intégrés sur la ligne de visée tendent à lisser les distributions spatiales et spectrales du FRC aux petites échelles angulaires auxquelles interviennent ces processus (Martinez-Gonzalez et al., 1990; Martinez-Gonzalez et al., 1997).

La reionisation de l'univers (par les photons UV issus de la formation stellaire ou par chauffage direct suite à un effondrement gravitationnel), produit des électrons libres qui vont diffuser les photons du FRC. La diffusion Compton inverse des photons du FRC par les électrons des régions ionisées modifie la trajectoire et l'énergie des photons. Cet effet, proportionnel (au premier ordre) à la température du milieu, est important dans le cas des amas de galaxies ($T_g \sim 10^6 - 10^8$). Dans ce cas, la distorsion fréquentielle induite sur le FRC est dite effet Sunyaev-Zel'dovich thermique (cf.

Chap. 3, page 39) (Zel'dovich et Sunyaev, 1969; Sunyaev et Zel'dovich, 1970; Sunyaev et Zel'dovich, 1972). Cet effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ par la suite) se produit avec une intensité moindre dans les enveloppes ionisées des quasars où $T_g \sim 10^5$ K (Aghanim et al., 1996). L'effet Doppler dû à la vitesse particulière (ie: vitesse dans le référentiel du FRC) des régions ionisées diffusantes produit aussi une modification du spectre du FRC, quelque soit la température du milieu: effet Vishniac (Vishniac, 1987), effet SZ cinétique (Sunyaev et Zel'dovich, 1980) dans le cas des amas de galaxies.

1.4.3 Observations du FRC et contaminations astrophysiques

Trois émissions galactiques diffuses entraînent des problèmes de confusion dans les mesures du FRC. Leurs dépendances spectrales et intensités relatives sont tracées sur la figure 1.4. Ces trois contaminations galactiques du FRC ont un comportement en l^{-3} en terme de spectre des fluctuations de température (Tegmark et Efstathiou, 1996). L'émission de la poussière est maximum entre 10 μ m et 5 mm, l'émission *free-free* entre 4 et 12 cm, au delà c'est l'émission synchrotron qui prévaut. Des revues récentes résument les propriétés de ces différentes composantes astrophysiques (Barreiro, 1999; Bouchet et Gispert, 1999; Smooth, 1999)

Les contaminations extragalactiques sont le fait des sources IR et radio formant respectivement le fond de rayonnement IR et le fond de rayonnement radio.

Emission de poussière

L'émission infrarouge proche et lointaine est due à la poussière présente dans notre galaxie, dans les galaxies extérieures et éventuellement dans le milieu intergalactique sous forme de petits et de gros grains, ainsi que de PAH⁹ (Désert et al., 1990). Les grains, silicatés et carbonés, chauffés par le rayonnement stellaire produisent le continuum IR lointain (Draine et Lee, 1984). La forme spectrale de l'émission de la poussière galactique s'apparente en général à une émission de corps gris d'émissivité n_p et de température T_p : $C \nu^{n_p} B_\nu(T_p)$ (où B_ν est défini par l'Eq. 1.1). La distribution de poussière galactique suit le disque de la galaxie, la quantité de poussière diminue donc avec l'augmentation de la latitude galactique. Du fait de l'importante structuration du milieu galactique à toutes les échelles angulaires, le traitement de l'émission de poussière doit être étudié au cas par cas. Cependant pour les hautes latitudes galactiques ($|b| > 20^\circ$), les données DMR ont permis d'estimer $T_p = 18_{-7}^{+3}$ K et $n_p = 1.9_{-0.5}^{+3.0}$ à 7° de résolution (Kogut et al., 1996a). Pour les mêmes régions, l'étude combinée des données FIRAS et DIRBE sur tout le ciel ont permis d'établir $T_p \simeq 17.5$ K et $n_p \simeq 2$ (Boulanger et al., 1996). Un travail similaire avec les données IRAS¹⁰ et DIRBE à la résolution de $6'$ a conduit à $17 < T_p < 21$ K pour $n_p = 2$ (Schlegel et al., 1998). En terme de spectre de puissance, l'émission de poussière se comporte en l^{-3} entre $2 < l < 300$ (Wright, 1998).

Emission *free-free*

L'émission *free-free* galactique (ie: émission bremsstrahlung, cf. Sec. 2.2.1, page 29) est due à la diffusion d'électrons par les ions dans les régions ionisées ($T_e > 10^4$ K). La distribution du gaz ionisé dans la Galaxie est encore assez mal connue. A hautes latitudes galactiques, son émission *free-free* est faible, mais néanmoins sa présence peut être tracée par l'émission H_α de l'hydrogène neutre (ie: transition Lyman α de l'hydrogène atomique). A partir de la corrélation des cartes DIRBE- 140μ m et DMR-53GHz, Kogut et al. (1996b) ont attribué à l'émission *free-free* une contribution aux fluctuations de température de $\Delta T_{ff} = 7 \pm 1.7 \mu$ K à 7° de résolution. Cependant, cette contribution semble trop importante compte tenu des informations, attenantes au rayonnement *free-free*, déduites des observations H_α (Smooth, 1998). Selon Draine & Lazarian (1998), l'émission, entre 10 et 100 GHz, de petits grains de poussière en rotation pourrait expliquer cette différence. Cette hypothèse semble avoir été récemment renforcée par des observations avec l'expérience de détection du FRC de Tenerife à 10 et 15 GHz (de Oliveira-Costa et al., 1999). Il semblerait donc que le meilleur moyen de caractériser le *free-free* soit l'étude de la distribution du gaz ionisé via son émission H_α (McCullough et al., 1999). Pour des raisons de simplicité nous

9. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons

10. InfraRed Astronomical Satellite

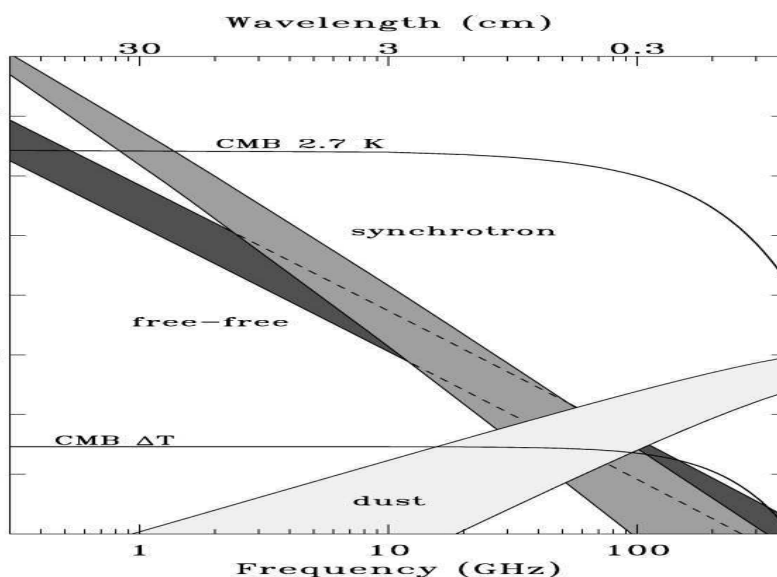


FIG. 1.4 – Dépendances en fréquence et amplitudes relatives des différentes émissions diffuses galactiques, comparées à celles du spectre du FRC et de ses fluctuations. Ce graphe a été obtenu à partir des données COBE-DMR (7° de résolution) pour des latitudes galactiques $|b| < 20^\circ$.

adopterons le résultat de Kogut et *al.* (1996b) : $I_{\nu ff} \propto \nu^{-0.16}$ normalisé sur la mesure COBE-DMR à 53 GHz.

Emission synchrotron

L'émission synchrotron est produite par l'accélération d'électrons relativistes dans un champ magnétique. Entre 400 MHz et 90 GHz, cette émission est produite par des champs magnétiques de 0.2 à 2.5 μ Gauss pour des électrons de 3 à 170 GeV. Son intensité peut aussi être reliée à la fréquence par une loi de puissance : $I_{synch}(\nu) \propto \nu^\alpha$ (Smooth, 1999). Les seules cartographies existantes, sur tout ou partie du ciel, à 408 MHz (Haslam et al., 1982) et 1420 MHz (Reich et Reich, 1986) sont utilisées pour extrapoler la valeur de l'émission synchrotron à plus hautes fréquences. Cette opération est délicate du fait des variations spectrales et spatiales de l'indice α . En associant ces données à celles de DMR, Bennett et *al.* (1992) ont estimé $\alpha \simeq -1$. Récemment Platania et *al.* (1998) ont proposé la valeur de $\alpha = -0.8 \pm 0.1$ à une résolution de 18° entre 1 et 10 GHz. L'analyse des données de Tenerife a donné des valeurs résiduelles de 24 μ K à 10 GHz et 20 μ K à 15 GHz (Davies et al., 1996; Bouchet et Gispert, 1999) conduisant à un index spectral de $\alpha_{synch} \simeq -1$ entre 1.4 et 15 GHz.

Sources infrarouge et radio

Dans le domaine de longueur d'onde du FRC ($\sim 300 \mu\text{m}$ à $\sim 1 \text{ cm}$), l'émission due aux sources ponctuelles présentes sur la ligne de visée constitue aussi un obstacle aux mesures du FRC. Elles contribuent au signal en infrarouge lointain et/ou en radio. Il est fondamental de caractériser leur émission.

Puget et *al.* (1996) ont mis en évidence la présence d'un fond de rayonnement infrarouge (FIR) dans les données FIRAS, semblant indiquer la présence de sources distantes. Cette hypothèse semble être confirmée par les détections de sources en infrarouge lointain (Kawara et al., 1997; Puget et al., 1999) et en submillimétrique (Smail et al., 1997). Les suivis optiques et radio des observations submillimétriques ont montré que les sources détectées jusqu'à présent constituaient une population de galaxies très distantes ($1 < z < 4$) à fort taux de formation d'étoiles (Hughes et Birkinshaw, 1998; Barger et al., 1999; Smail et al., 1999).

Blain, Ivison & Smail (1998b; 1998a) ont étudié l'implication de ces détections sur les observations du FRC, utilisant l'effet de lentille gravitationnelle en direction des amas de galaxies (cf. Sec. 2.4.3).

Récemment, Guiderdoni et *al.* (1998) ont proposé un modèle semi-analytique d'émission des galaxies de l'infrarouge au millimétrique. Prenant en compte les temps caractéristiques de formation des étoiles, ils ont estimé le taux d'énergie réémis à ces longueurs d'onde et donc la fonction de luminosité en fonction du redshift. Ce modèle s'ajuste relativement bien aux données existantes et peut être utilisé pour contraindre la contamination des sources submillimétriques.

Dans le cas des sources radio, l'approche conventionnelle est d'extrapoler à hautes fréquences le signal observé à plus basses fréquences par une loi de puissance. Le comportement spectral des sources radio étant extrêmement variable, il est difficile d'établir une loi d'émission générique (Sokasian et al., 1998). Si dans le cas de COBE, ces sources ne représentaient pas un problème du fait de la faible résolution des instruments, elles seront un obstacle important à l'analyse des données sur le FRC à plus haute résolution.

Chapitre 2

Au sujet des amas de galaxies

Malgré l'hypothèse d'homogénéité, l'univers s'organise à très grandes échelles. Les amas de galaxies sont les plus grandes structures autocohérentes de l'univers. Ils sont constitués de trois composantes:

Les galaxies : Leur nombre peut varier de quelque dizaines à plusieurs centaines. Historiquement, c'est via cette composante galactique que les amas de galaxies ont été mis en évidence. Des recherches systématiques ont été entreprises pour les quantifier et les classer. Le catalogue le plus connu est celui des amas d'Abell (Abell, 1958; Abell et al., 1989). La composante galactique ne contribue, cependant, qu'à un faible pourcentage de la masse de l'amas. Nous renvoyons à Dressler (1984) pour une revue sur l'étude des galaxies des amas.

Le gaz intra-amas : La composante gazeuse a été mise en évidence par son émission aux longueurs d'onde X (dans la gamme d'énergie 0.1-200 keV), auxquelles il a été essentiellement étudié. Les conditions thermodynamiques du milieu intergalactique sont telles que le gaz se trouve être complètement ionisé, il émet donc par rayonnement de freinage. La détection de cette émission en direction de nombreux amas a permis de tracer la distribution spatiale de leur gaz et de mettre en évidence son étendue.

Comme il a été dit précédemment, le milieu intergalactique est un gaz complètement ionisé dont la température est de l'ordre de $T_g \sim 10^6 - 10^8$ K. C'est un plasma de densité faible, $n \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ optiquement mince $\tau \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ et donc faiblement collisionnel :

$$\tau = \sigma_T \int n(l) dl \quad (2.1)$$

La matière noire : Muse des cosmologistes théoriciens, la matière noire, dite encore matière manquante, résulte de l'inadéquation entre la densité de matière observée dans l'univers et la densité critique inévitablement atteinte dans un univers dont l'histoire comprend une phase d'inflation. Pour ce qui est des amas de galaxies, son influence se traduit au niveau des différences entre les estimations de la masse totale de l'amas et celles de sa masse de gaz ou de sa masse lumineuse (cf. Sec. 2.4).

Nous renvoyons à l'ouvrage de Sarazin (1988) qui aborde et détaille un grand nombre de questions relatives aux amas de galaxies et notamment à leur émission X.

2.1 Le milieu intra-amas

L'observation du gaz intergalactique, en comparaison de celle des galaxies, a montré que le rapport de masse de ces deux composantes était $M_{gaz}/M_{gal} \sim 2 - 6$. D'autre part, les études spectroscopiques X du gaz intra-amas ont mis en évidence l'importance de sa métallicité (en moyenne $Z \sim 0.3Z_{\odot}$), notamment par l'observation d'une raie d'émission (~ 6.5 keV) due à des ions du fer (Fe^{24+} , Fe^{25+}). Cette découverte (Mitchell et al., 1976) a confirmé l'origine thermique de l'émission X en provenance des amas. Si le fer est détecté à ~ 6.5 keV par une raie d'émission très forte, d'autres éléments sont présents dans le milieu et sont détectés à plus basses énergies (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar,...). De façon simplifiée et si l'on fait abstraction de la métallicité, on peut considérer que le milieu intra-amas est composé d'hydrogène et d'Hélium dans des proportions grossières de 9 pour 1.

Aucune théorie de formation des structures n'est capable actuellement d'implémenter ces faits de façon satisfaisante. L'image conventionnelle considère l'instabilité gravitationnelle produite autour de petites fluctuations de densité dans un champ de matière. Ces irrégularités accroissent de la matière, qui collapse en structures (galaxies, étoiles), dont les concentrations forment des halos en quasi-équilibre hydrostatique (les forces de pression générées par le mouvement aléatoire de leurs éléments contrebalancent les forces de gravité) (Gunn et Gott, 1972).

L'action de l'effondrement gravitationnel couplée avec celle d'ondes de choc chauffe le milieu intra-amas aux températures observées ($T_g \sim 10^6 - 10^8$ K). Si ce genre de scénarii implique une

grande quantité de gaz, il n'explique en rien la métallicité du gaz. Cette dernière est explicitée par la métallicité ambiante du halo collapsant, qui est alors attribuée à la population III d'étoiles. Cette première génération d'étoiles, constituées à partir du milieu primordial (essentiellement de l'hydrogène) est supposée générer rapidement de nombreuses supernovae. Au cours du temps, les vents de particules produits lors d'explosions de supernovae dans les galaxies de l'amas ont conduit à l'expulsion d'éléments lourds dans le milieu intergalactique et ont contribué à son enrichissement.

Depuis Peebles (1970), de nombreuses simulations numériques ont été menées dans le cadre de l'étude de la formation des structures (Evrard, 1990; Metzler et Evrard, 1994; Frenk et al., 1996). Leur degré de sophistication actuel permet de tenter de reproduire la formation d'éléments lourds (Cen et Ostriker, 1999). Ces simulations arrivent à reproduire dans une certaine mesure la formation de halos donnant naissance aux amas et aux galaxies. Elles commencent aussi à reproduire en partie la structuration aux petites échelles.

Bien qu'elles soient encore relativement approximatives, elles restent néanmoins un des seuls moyens actuels pour ce genre d'études.

2.2 Emissions du gaz intra-amas

2.2.1 Rayonnement de freinage

Aux températures de l'ordre de $T_g \sim 10^8$ K et pour des densités de l'ordre de $n \sim 10^{-3}$ cm⁻³, l'émission bremsstrahlung (free-free) est le processus principal d'émission pour un gaz essentiellement constitué d'hydrogène. L'émissivité monochromatique (luminosité par unité de volume et de fréquence) d'un plasma de température T_g , constitué de i espèces d'ions de charge Z_i , peut s'écrire (Rybicki et Lightman, 1979):

$$\epsilon_\nu = \frac{dL}{dV d\nu} = \frac{2^5 \pi \epsilon^6}{3 m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3 k m_e} \right)^2 n_e T_g^{-1/2} \times \exp\left(-\frac{h\nu}{k T_g}\right) \sum_i Z_i^2 n_i g_{ff}(\nu, Z_i, T_g) \quad (2.2)$$

où n_e est la densité électronique, n_i est celle de l'espèce d'ion i . $g_{ff}(\nu, Z_i, T_g)$ est le facteur de Gaunt, qui permet de corriger des effets quantiques. Nozawa et al. (1998b) et Itoh et al. (1999) ont calculé les valeurs des facteurs de Gaunt dans le cas du milieu intra-amas. L'émissivité s'obtient donc en sommant la contribution de chacune des espèces chimiques présente dans le milieu. Au continuum viennent s'ajouter les raies d'émission des différents composants. Parmi elles, celle du fer est la plus importante aux énergies d'observations.

L'émission bremsstrahlung reproduit bien le continuum observé en direction des amas. Ainsi à partir d'un spectre mesuré dans le domaine X, il est possible de dériver la température du gaz ainsi que la densité électronique. La brillance X, intégrale le long de la ligne de visée de l'émissivité, est proportionnelle à :

$$b_X \propto n_e^2 T_g^{-1/2} R_{amas} \quad (2.3)$$

2.2.2 Comptonisation du FRC

La comptonisation du FRC par les électrons du milieu intergalactique produit une distorsion de son spectre (Zel'dovich et Sunyaev, 1969; Sunyaev et Zel'dovich, 1972). Ce phénomène est proportionnel à la colonne densité d'électrons sur la ligne de visée et à la température électronique du gaz :

$$b_{SZ} \propto n_e T_g R_{amas} \quad (2.4)$$

Les principes et les implications physiques de cet effet sont détaillés dans le chapitre suivant (page 39). La formule 2.4 nous montre que l'effet SZ est directement proportionnel au produit de la masse projetée par la température du gaz (au premier ordre).

2.2.3 Emissions UV

Lieu et *al.* (1996; 1999) ont rapporté la détection d'une émission étendue UV lointaine (ie: 0.065-0.245 keV) en direction des amas Virgo, A2199 et A1795.

L'hypothèse selon laquelle, cette émission pourrait émaner en partie de l'accrétion de gaz refroidi au centre de l'amas (cf. Sec. 2.5) semble peu probable car elle implique des taux d'accrétion de masse peu réalistes (Lieu et al., 1996; Kaastra et al., 1999). Cette émission est étendue et son rapport à l'émission X met en évidence un excès d'émission UV dans les régions externes de l'amas.

Elle pourrait être expliquée par la comptonisation inverse des photons du FRC par une population d'électrons relativistes non thermalisés. Cette population pourrait être produite au sein de l'amas, par des éjections lors d'explosions de supernovae, par les radio-galaxies, des noyaux actifs de galaxies ou des quasars, ou encore par des chocs advenants lors d'événements de collisions/fusions dans le passé du milieu intra-amas (Sarazin et Lieu, 1998; Enßlin et al., 1999).

Une controverse existe néanmoins au sujet de ces émissions. Bowyer, Berghöfer & Korpela (1999) ont effectué une analyse parallèle de ces données et n'ont trouvé d'excès significatif qu'en direction de Virgo et de Coma, mais rien en direction d'A2199 et A1795. Pour eux, les détéctions UV en direction d'A2199 et A1795 rapporté par Lieu et ses collaborateurs, sont un artéfact du traitement de données, notamment dû à la soustraction du fond UV compte tenu de la variation de la réponse du télescope.

2.3 Distribution du gaz

2.3.1 Profil isotherme, le profil- β

Dans la plupart des modèles, le potentiel gravitationnel est assimilé à celui d'une sphère isotherme auto-gravitante. Suivant cette approche, il est raisonnable d'adopter pour la distribution des galaxies l'approximation de King (King, 1966): $n_{gal}(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3/2}$. Si l'on considère que le gaz et les galaxies suivent la distribution de la matière noire dans le potentiel gravitationnel, il est possible d'établir à partir de l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique (cf. Eq. 2.10) une relation entre la distribution de ces deux composantes: $\rho_{gaz} \propto \rho_{gal}^\beta$. β est le rapport de l'énergie des galaxies par unité de masse sur celle du gaz :

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{k T_g} = 0.66 \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{T_g}{10 \text{ keV}} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

pour un gaz thermalisé de température T_g , dont la distribution de vitesse des galaxies est isotrope et a pour dispersion σ_r . $\mu \sim 0.63$ est le poids moyen par particule et m_p est la masse du proton. La distribution du gaz peut alors s'exprimer :

$$n_e(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (2.6)$$

où n_0 est la densité électronique centrale et r_c est le rayon de coeur de l'amas. L'isothermalité du gaz se produit si la conduction dans le milieu est suffisamment rapide pour homogénéiser la température (Sarazin, 1988). Ce modèle suppose que les distributions du gaz et des galaxies sont invariantes. Bien qu'aucune de ces hypothèses ne soit complètement justifiée, surtout en considération des observations indiquant des variations de la distribution de température, le profil- β reste, de par son caractère analytique simple, un outil utile pour l'analyse des données relatives aux amas de galaxies.

Le profil- β a permis d'obtenir des résultats satisfaisants (par exemple dans l'analyse des données des satellites X, *Einstein* (Jones et Forman, 1984; Jones et Forman, 1999), ROSAT¹ ou ASCA²), bien qu'un certain nombre d'observations montre des écarts à cette distribution et nécessite un traitement au cas par cas (modèle- β ellipsoïde ou à composantes multiples,...). D'autre part, sur un

1. Röntgen SATellite

2. Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics

échantillon de 26 amas, Neumann & Arnaud (1999) ont mis en évidence la régularité de l'adéquation de ce profil avec les données (hors des zones centrales). Cette régularité sous-tend un profil universel pour le halo de matière noire tracé par la distribution de gaz dans les amas.

2.3.2 Profil polytropique

Dans le cas où l'homogénéisation thermique du milieu n'est pas atteinte, mais dans l'hypothèse où le gaz est adiabatique, la pression est reliée à la densité par la relation $P \propto \rho^\gamma$, où $\gamma = C_p/C_v$, l'index polytropique, rapport des chaleurs spécifiques, est égal à 5/3 pour un gaz monoatomique parfait ($\gamma = 1$ correspond à un gaz isotherme) (Cavaliere et Fusco-Femiano, 1976; Hughes et al., 1988b). L'équation de l'hydrostatique (Eq. 2.10) permet d'obtenir :

$$\frac{T_g(r)}{T_0} = \left[\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right]^{\gamma-1} = 1 - \frac{3}{2} \frac{\gamma-1}{\gamma} \beta \ln \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

Même si le profil- β est encore largement utilisé et donne des résultats probants, de plus en plus d'observations tendent à montrer un milieu intra-amas non virialisé et remettent ainsi en cause l'hypothèse d'isothermalité du gaz. Les modèles polytropiques, ou les modèles hybrides de ce dernier et du modèle- β , peuvent dans ce cas être mieux adaptés pour reproduire la distribution du gaz. Un profil- β peut être utilisé sur la partie centrale de l'amas jusqu'à un rayon θ_{iso} au delà duquel la température varie et est alors mieux décrite par un profil polytropique (Hughes et al., 1988a; Hughes et al., 1993; Holzapfel et al., 1997a).

Cependant, la précision des mesures actuelles de profils de températures (Markevitch et al., 1996; Markevitch et al., 1998) ne permet pas une analyse fine de la structure thermique du milieu intergalactique et limite par conséquent l'utilisation de ce type de description.

2.3.3 Profil de NFW

A partir de simulations hydrodynamiques à N-corps dans le cadre d'un scénario hiérarchique de formation des structures, Navarro, Frenk & White (1997) ont étudié le collapse gravitationnel des halos de matière noire. Ils ont déterminé un profil "universel" de densité, dont la forme générale est :

$$\rho(r) = \rho_c \frac{\delta_c}{\left(\frac{r}{r_s} \right) \left(1 + \frac{r}{r_s} \right)^2} \quad (2.8)$$

où $\rho_c = 3H_0/8\pi G$ est la densité critique de l'univers à $z = 0$, r_s est un facteur d'échelle caractéristique de l'amas, δ_c est un paramètre de densité (sans dimension) relié au rapport r_n/r_s où r_n est le rayon auquel la densité locale de matière est de n fois la moyenne de l'univers (en général n est pris égal à 200 ou 500). r_n peut être adopté comme valeur du rayon de viriel des amas.

La forme générale de ce profil est indépendante de la masse du halo, du spectre des fluctuations primordiales ainsi que des paramètres cosmologiques Ω_0 et Λ . Si l'on considère que le gaz intra-amas suit la répartition de la matière noire, alors sa distribution peut être contrainte par un profil de NFW.

2.3.4 Modèles d'équilibre ponctuel

Ce type de modèles auto-cohérents tente d'étudier de quelle manière les événements de collision et/ou de fusion des halos de matière noire ont affecté la composante gazeuse du milieu intra-amas (Schindler et Mueller, 1993).

Cette approche, dite aussi de l'équilibre ponctuel, considère des halos de matière noire évoluant dans le cadre de scénarii hiérarchiques de formation des structures. Ces halos accrètent de grandes quantités de gaz dans le cadre d'événements de collision/fusion après lesquels un nouvel équilibre hydrodynamique s'établi. Avant l'événement, le gas contenu dans les sous structures est virialisé.

Au départ, à grands redshifts, le gaz est pré-chauffé par la formation stellaire et par les explosions récurrentes de supernovae (Cavaliere et al., 1999).

Ces modèles nécessitent l'utilisation de simulations numériques. Ils permettent de décrire la distribution du gaz dans le potentiel gravitationnel d'un amas. Les résultats qu'ils produisent sont partiellement biaisés par les conditions initiales et les conditions aux limites liées aux simulations (par exemple, introduction d'hypothèses sur la distribution en température ou en densité).

Dans le cadre de notre étude, nous nous limiterons à l'utilisation du profil- β , d'une part pour sa facilité d'utilisation, et d'autre part du fait des niveaux de sensibilités, de résolutions et de couvertures spatiales des données auxquelles nous allons le confronter (cf. Chap. 4 et 5).

2.4 Masse des amas de galaxies

2.4.1 Dispersion de vitesse et théorème du Viriel

Si les galaxies tracent le potentiel gravitationnel, leur distribution décrit alors la distribution de matière noire sous-tendant ce potentiel. En considérant que l'amas est relaxé, l'équilibre hydrostatique est établi: les forces de pression de radiation contre-balaencent les forces de collapse gravitationnel. Le théorème du viriel et l'équation de l'hydrostatique permettent ainsi de relier la masse totale de l'amas à la dispersion de vitesse des galaxies. Comme c'est la composante radiale de la vitesse qui peut être mesurée, la masse contenue à l'intérieur du rayon gravitationnel de l'amas, R_G , est exprimée en fonction de la dispersion des vitesses radiales des galaxies, σ_r :

$$\begin{cases} M_{viriel} = \frac{3R_G \sigma_r}{\mathcal{G}} \\ = 7.0 \times 10^{14} \left(\frac{R_G}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right) M_\odot \end{cases} \quad (2.9)$$

Le rapport de cette masse totale à la luminosité bolométrique³ des galaxies de l'amas est de l'ordre de quelques centaines de fois le rapport masse-luminosité solaire. La masse lumineuse d'un amas ne représente donc que quelques pourcents de la masse totale. Ces déductions ont conduit à la formulation du problème de masse manquante dans les structures de l'univers.

2.4.2 Equilibre hydrostatique et observations X

L'estimation de la masse d'un amas à partir des observations du gaz intergalactique en X, repose sur l'hypothèse que l'amas est virialisé. L'équation de l'équilibre hydrostatique transcrit le contrebalancement des forces de collapse gravitationnel par les forces de pression:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{\mathcal{G}M(r)}{r^2} \quad (2.10)$$

En assimilant le milieu intergalactique à un gaz parfait, $P = \frac{\rho_{gaz} k T_g}{\mu m_p}$, la masse de l'amas à l'intérieur d'une sphère de rayon r peut donc s'écrire:

$$M_{hydro}(r) = -\frac{k}{\mu m_p \mathcal{G}} r T_g \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T_g}{d \ln r} \right) \quad (2.11)$$

où μ est le poids moyen par particule, m_p est la masse du proton, \mathcal{G} est la constante de gravitation. ρ est la densité de matière de l'amas. Cette détermination de masse nécessite la connaissance de la densité et de la température du milieu. Ces deux paramètres sont communément déduits de la

3. Luminosité intégrée sur tout le spectre électromagnétique.

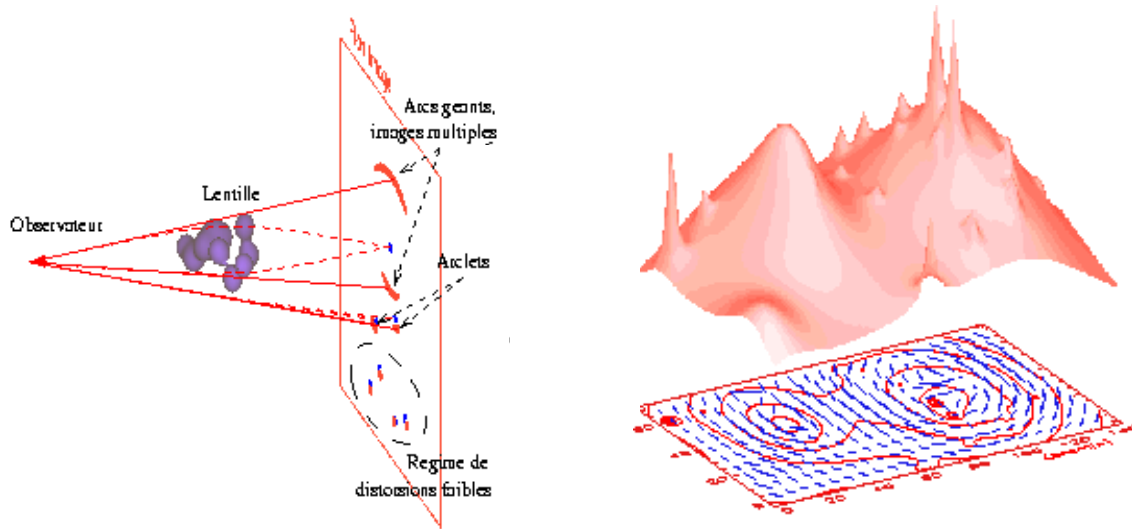


FIG. 2.1 – *Illustration des différents régimes de lentilles gravitationnelles (gauche). Carte de cisaillement et profil de masse reconstruit de l'amas A2218 (droite).* (© Yannick Mellier, IAP).

spectroscopie X de l'amas (cf. Eq. 2.2). Il est possible d'estimer cette masse dans le cas du profil- β (cf. Sec. 2.3.1) et du gaz isotherme :

$$M_{\beta}(r) = 1.1 \times 10^{15} \beta \left(\frac{T_g}{10 \text{ keV}} \right) \left(\frac{r}{1 \text{ Mpc}} \right) \frac{(r/r_c)^2}{1 + (r/r_c)^2} M_{\odot} \quad (2.12)$$

Il est à noter que cette expression de la masse dépend faiblement de la densité de particules mais à contrario fortement de la température.

2.4.3 Lentilles gravitationnelles

La masse d'un amas peut jouer le rôle de déflecteur sur la trajectoire de rayons lumineux en provenance de sources d'arrière plan. La distorsion du champ gravitationnel induite par cette masse, infléchit les géodésiques le long desquelles se déplacent les photons. Cet effet de lentille gravitationnelle produit des images déformées et amplifiées (simples ou multiples) des objets (galaxies, quasars,...) d'arrière plan. Les travaux récents de Hattori, Kneib & Makino (Hattori et al., 1999), de Mellier (Mellier, 1999) et de Van Waerbeke (Van Waerbeke, 1997) détaillent les effets de lentilles gravitationnelles dans les amas de galaxies.

L'effet de lentille forte se produit à proximité des lignes critiques de l'amas (ie: lieu des points où l'amplification est infinie) et produit des arcs, images fortement déformées et amplifiées de la source. La déflexion de l'image par rapport à la source est directement reliée à la masse projetée (ie: masse intégrée sur la ligne de visée) à l'intérieur du rayon de l'arc. Les images produites peuvent être multiples près du coeur des amas (arcs) ou uniques quand on s'éloigne des lignes critiques (arclet). Cet effet de lentille forte est d'un intérêt limité pour l'étude des amas, puisqu'il ne permet la caractérisation de la masse que pour la partie centrale (environ 20 à 30 arcsec). Par contre, cet effet est le plus adapté, du fait de la forte amplification, pour l'étude des sources d'arrière plan.

Plus loin encore des lignes critiques, la distorsion de l'image des objets est de plus en plus faible et n'est pas directement visible, c'est le régime dit de lentille faible. L'étude statistique de l'ellipticité de ces images permet, par corrélation résiduelle de leurs orientations, de caractériser la distorsion à grande échelle, soit le cisaillement produit par l'amas. Les cartes de cisaillement⁴ sont alors un moyen d'étudier la distribution de masse projetée à l'intérieur de rayons plus importants que dans le cas des lentilles fortes.

4. Les cartes de cisaillement, qu'il est actuellement possible d'obtenir, ont une résolution d'environ 15 arcsec.

Il est donc possible, dans les deux cas d'estimer la masse projetée à l'intérieur du rayon de l'arc/arcelet gravitationnel :

$$\Sigma_{\text{lentille}}(r_{\text{arc}}) \propto \frac{c^2}{4G} r_{\text{arc}}^2 \left(\frac{D_{\text{arc}}}{D_{\text{amas}} D_{\text{arc-amas}}} \right) \quad (2.13)$$

où r_{arc} est le rayon de l'arc/arcelet. D_{arc} , D_{amas} , et $D_{\text{arc-amas}}$ sont respectivement les distances angulaires observateur-source, observateur-amas et amas-source. Cette formulation est valide dans le cas simple d'une lentille à symétrie sphérique, en supposant que r_{arc} est équivalent au rayon tangentiel critique (ie: rayon au delà duquel les sources sont déformées dans la direction tangente au rayon de l'amas).

La connaissance du redshift de la source produisant l'arc/arcelet ou bien de la distribution en redshifts des galaxies de fond permet la reconstruction de la masse totale à partir de méthodes de déprojection (Van Waerbeke, 1997; Umetsu et al., 1999). Ce type de déprojection et les différents régimes de distorsion gravitationnelle sont illustrés par la figure 2.1.

2.4.4 Comparaison et cohérence des estimateurs de masse

Selon Wu et al. (1998), si les déterminations de masses faites via les lentilles faibles et via les mesures X s'accordent ($M_{\text{faible}}/M_X = 0.97 \pm 0.44$), les lentilles fortes semblent, quant à elles, donner une surestimation de la masse ($M_{\text{forte}}/M_X = 3.23 \pm 1.21$). Cette différence semble gommée dans le cas d'amas à *cooling flow* (cf. Sec. 2.5), pour lesquels le rayon de coeur est beaucoup plus petit, conduit à des masses plus importantes à l'intérieur de faibles rayons (Allen et Fabian, 1998). D'après Lewis et al. (1999) les résultats des méthodes de détermination dynamique de la masse (viriel et lentilles) peuvent différer, d'un facteur 2 de façon individuelle, mais en moyenne ces différentes méthodes convergent : $M_{\text{dyn}}/M_X = 1.04 \pm 0.07$. Les différences particulières peuvent être dues à des effets systématiques : *cooling flow*, systèmes non virialisés, gradients de température,...

Un problème semble cependant persister au niveau de l'estimation de la masse totale d'un amas. De part sa dépendance en n_e^2 (cf. Eq 2.3), l'émission X est particulièrement sensible aux zones denses du milieu intra-amas. La contribution des régions moins denses peut de ce fait manquer à l'estimée X de la masse totale ou tout au moins ne pas être totalement prise en compte. Par la suite nous allons détailler l'effet Sunyaev-Zel'dovich en direction d'un amas. Cet effet est proportionnel à $n_e R_{\text{amas}}$, soit comme dans le cas des lentilles gravitationnelles à la masse projetée. La dépendance linéaire en n_e rend cet effet sensible aux régions moins denses et devrait en faire un bon estimateur de masse à partir du moment où l'amas est complètement cartographié. Cette hypothèse est illustrée par le cas de l'amas RXJ1347-1145 dans le chapitre 4 (page 57).

2.5 Cooling flow

Le halo de gaz à partir duquel un amas de galaxies s'est formé a été en partie chauffé par l'énergie relâchée lors de son collapse initial. Une partie du gaz s'est alors refroidie et condensée pour donner les structures visibles aujourd'hui (étoiles, galaxies). Par un lent refroidissement, une atmosphère en quasi équilibre hydrostatique s'est établie. Dans la région centrale, où la densité de matière est plus importante, le taux de refroidissement peut être suffisamment important pour permettre aux particules de perdre leur énergie par radiation (majoritairement en X). Elles s'écoulent alors vers le centre du potentiel gravitationnel sous l'action de la gravité. Cette région, dont la taille augmente avec le temps, est celle du *cooling flow*.

Cet écoulement de matière provoque une forte augmentation de la luminosité X et la diminution de température du gaz au centre de l'amas. Ces deux effets sont vérifiés observationnellement puisque les amas à *cooling flow* présentent des profils de brillance très piqués et des écarts à l'isothermalité en direction du centre de l'amas (Markevitch et al., 1998).

En général le centre de l'amas est habité par une galaxie cD (galaxies géantes très massives) qui accrète de la matière sous l'effet du *cooling flow*.

Les observations X font état d'un milieu relativement inhomogène au niveau du *cooling flow*. Elles semblent indiquer la présence d'un mélange de températures et de densités dont l'effet commun

peut conduire à la formation de concentrations de matière refroidie. À terme, le gaz accrété au centre de l'amas doit quitter sa phase chaude pour des états de matière optiquement sombres (Fabian, 1994). Les excès d'absorption de l'émission X (White et al., 1991) ainsi que l'absence de détection de la molécule CO (O'Dea et al., 1994) en direction d'amas à *cooling flow* argumentent en faveur de condensations froides. Puy et al. (1999) ont suggéré que les températures de ces condensations pouvaient descendre en dessous de 10 K. Des *cooling flow* sont présents dans 70 à 90% des amas de galaxies (Allen et Fabian, 1998).

En pratique, on estime qu'il y a *cooling flow*, si le temps nécessaire au refroidissement (plusieurs ordres de grandeur en température) du milieu est inférieur à l'âge de l'amas ($t_{amas} \sim 1/H(z_{amas})$). Le temps de refroidissement peut se définir comme le rapport de l'enthalpie à la puissance dissipée par radiation (Neumann, 1999):

$$\begin{aligned}
 t_{cool} &= \frac{5}{2} \frac{kT_g}{n_e \Lambda(T_g)} \\
 &= 7 \times 10^9 \left(\frac{T_g}{10 \text{ keV}} \right) \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{\Lambda(T_g)}{10^{-23} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}} \right) h_{50}^{-1} \text{ an}
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

où $\Lambda(T)$ est la fonction de refroidissement, ne dépendant que de la température et de la métallicité (Boehringer et Hensler, 1989). Pour le milieu intergalactique, la dissipation d'énergie se faisant essentiellement par émission bremsstrahlung, Λ ne dépend plus que de la température.

Le rayon pour lequel $t_{cool} = t_{amas}$ est le rayon de refroidissement. Son estimation dépend du modèle de distribution du gaz choisi pour l'amas. Ce rayon permet d'estimer la luminosité, L_{cool} , émise à l'intérieur d'une sphère de rayon r_{cool} (cas d'une accrétion à symétrie sphérique). Si la perte d'énergie par rayonnement est contrebalancée par le refroidissement du gaz et l'accrétion de masse au centre de l'amas, il est possible d'estimer le taux d'accrétion de masse :

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{cool} &= \frac{2}{5} \frac{\mu m_p}{kT} L_{cool} \\
 &= 320 \left(\frac{L_{cool}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{T_g}{10 \text{ keV}} \right)^{-1} M_{\odot}/\text{an}
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

2.6 Implications cosmologiques

2.6.1 Fraction de gaz

La fraction de gaz ou fraction baryonique est définie par le rapport de la masse de gaz à la masse totale de l'amas. Parce que les amas se forment lors d'effondrements gravitationnels, leur fraction baryonique est supposée être représentative de celle de l'univers (ie: $f_g \propto \frac{\Omega_b}{\Omega_m} h^{3/2}$).

Pour un profil- β , la masse totale peut être estimée à partir de l'équation de l'hydrostatique (cf. Eq 2.12). La masse de gaz est obtenue à partir des observations X ou SZ. Elle peut être exprimée en fonction de la densité électronique, de β et du rayon de coeur :

$$M_{gaz} \left(\frac{r}{r_c} < x \right) = 3.6 \times 10^{14} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{r_c}{1 \text{ Mpc}} \right)^3 I(x) M_{\odot} \tag{2.16}$$

où $I(x) = \int_0^x x^2 (1+x^2)^{-3\beta/2} dx$.

Si la nucléosynthèse primordiale prédit une abondance des éléments telle que la densité réduite de baryons soit $\Omega_b \simeq 0.04$ pour $\Omega_m = 1$ (Walker et al., 1991; Hata et al., 1996; Burles et Tytler, 1998), les estimations de la fraction de gaz dans les amas conduisent à $0.1 < \Omega_b < 0.3$ autour d'une valeur moyenne de 0.2 à l'intérieur de 1 Mpc pour $H_0 = 50 \text{ km/s/Mpc}$ (Evrard, 1997; Arnaud et Evrard, 1999; Jones et Forman, 1999; Rines et al., 1999). Si l'univers est géométriquement

plat les valeurs mesurées en direction des amas de galaxies nécessitent l'introduction d'une composante de matière noire et/ou d'une constante cosmologique non nulle. Ceci n'est pas nécessaire dans des univers ouverts (cf. Chap. 1). Il est théoriquement possible de déduire q_0 de la comparaison des fractions de masse des amas proches et des amas distants (Rines et al., 1999): $f_{gaz} = M_{gaz}/M_{tot} \propto d_L^{3/2}/(1+z)$, où d_L est la distance lumineuse, et donc $f_{gaz}(q_0)/f_{gaz}(q_0 = 0) = (d_L(q_0)/d_L(q_0 = 0))^{3/2}$.

2.6.2 H_0 à partir d'observations des amas de galaxies

La combinaison d'observations de l'émission bremsstrahlung (X) et de celles du FRC (effet SZ) en direction d'un amas (c.f. Sec. 2.2, Eq. 2.3, 2.4) permet d'estimer la valeur de la constante de Hubble. On procède de la façon suivante : les deux observables (X et SZ) ont des dépendances respectivement quadratique et linéaire dans rapport à la densité électronique, n_e . L'élimination de n_e par le rapport b_X/b_{SZ}^2 permet de déduire la taille physique de l'amas, R_{amas} . La mesure de sa taille angulaire, θ_{amas} , conduit alors à sa distance angulaire $d_A = R_{amas}/\theta_{amas}$. Pour une cosmologie donnée, la constante de Hubble est inversement proportionnelle à la distance angulaire : $H_0 \propto 1/d_A$. Pour des sources suffisamment distantes (ie: $z > 1$), il serait possible de déduire q_0 dont l'influence n'est plus négligeable dans l'estimation de d_A (cf. Eq. 1.4) (Silk et White, 1978).

Cette méthode, initialement proposée par Silk & White (Silk et White, 1978), a été formalisée par Birkinshaw, Hughes & Arnaud (1991). Elle permet une détermination directe de la distance angulaire de l'objet ne nécessitant pas l'intervention des calibrateurs de distances habituels. Birkinshaw (1999) a obtenu une valeur de $H_0 \simeq 60 \pm 20$ km/s/Mpc en compilant les valeurs déduites des observations de neuf amas. Cette valeur s'accorde parfaitement avec celle déduite des données du HST⁵ : $H_0 = 72 \pm 9$ km/s/Mpc (Madore et al., 1999; Freedman, 1998). Dans le chapitre 3 (cf. Sec. 3.6.3, page 53), nous nous livrons à cet exercice à partir des mesures disponibles pour l'échantillon d'amas présentés ci-après (cf. Sec. 3.6.1).

Cependant, la dispersion des différentes estimées indique qu'un certain nombre d'erreurs viennent entacher cette détermination. La géométrie des amas (oblates ou prolates), les hypothèses d'équilibre hydrostatique et d'isothermalité du gaz, ou encore le choix de la distribution de matière peuvent entraîner des erreurs de l'ordre de 10 à 30% (Roettiger et al., 1997; Saunders, 1998; Yoshikawa et al., 1998).

Les futures cartographies à hautes résolutions, en X comme en SZ, permettront de s'affranchir de bon nombre de ces erreurs. D'autre part une détermination statistique sur un grand nombre d'amas devrait aider à minimiser cette incertitude sur H_0 .

2.6.3 Distribution des amas

Les comptages d'amas sont un moyen efficace pour produire des contraintes sur les modèles de l'univers. Ces comptages peuvent être établis en fonction du redshift, de la masse ou de façon équivalente de la température.

La difficulté est de savoir si les propriétés des amas de notre voisinage peuvent être adoptées et être extrapolées à ceux de l'univers lointain. En d'autres termes, la question se pose de savoir si les conditions physiques des amas subissent une évolution avec le temps. La réponse à cette question est certainement oui, compte tenu du fait que ces structures sont issues d'un collapse gravitationnel dont le temps caractéristique de virialisation peut dépasser l'âge de l'univers. Cette hypothèse est renforcée par les observations montrant des structures pour lesquelles l'équilibre hydrostatique n'est pas encore atteint. Sachant que les modèles ouverts ($\Omega_0 < 1$) favorisent la formation des structures en plus grand nombre et plus tôt que les modèles d'univers plats ($\Omega_0 = 1$), il est alors notamment possible de contraindre certains paramètres cosmologiques tels que Ω_0 , σ_8 et $n_{P(k)}$ (l'indice du spectre des fluctuations de densité).

Press & Schechter (Press et Schechter, 1974) ont développé un formalisme permettant de prédire, à partir d'un champ gaussien de fluctuations, le nombre de structures collapsées d'une masse donnée à un redshift donné. Cette approche présente l'avantage de bien s'accorder avec les simulations numériques.

La relation $L_X - T_X$ est aussi largement utilisée dans ce genre de travaux pour intégrer le comportement en température des amas de façon globale. Récemment, Arnaud & Evrard (1999) ont estimé sur un échantillon de 24 amas proches :

$$L_X = (1.84 \pm 0.07) \times 10^{45} \left(\frac{T}{10 \text{ keV}} \right)^{2.88 \pm 0.15} \text{ erg/s} \quad (2.17)$$

Muni de ces outils, il est possible de comparer les prédictions d'un modèle cosmologique donné aux observations actuellement disponibles. La connaissance du nombre et de la distribution des amas distants est alors capitale pour contraindre les modèles. Si le catalogue de l'EMSS⁶, ne contenait que quelques amas très distants (Gioia et Luppino, 1994), d'autres sont venus augmenter la liste (cf. Sec. 3.6.1 et Tab. 3.2). Les analyses et les modèles se suivent ... et ne se ressemblent pas ! Par exemple, $\Omega_0 = 0.2_{-0.1}^{+0.3}$ à 95% de confiance pour Bahcall & Fan (1998). $\Omega_0 = 0.85 \pm 0.2$ à 90% de confiance pour Sadat, Blanchard & Oukbir (1998).

Récemment, Oukbir, Bartlett & Blanchard (1997) se sont attachés à réconcilier l'existence d'amas très lumineux à grands redshifts avec les modèles d'univers plats, en faisant acte d'une évolution de l'amas (à température fixe) le rendant plus brillant dans le passé qu'aujourd'hui. Néanmoins, l'exercice est périlleux puisque l'étude de l'évolution se doit de prendre en compte l'évolution des galaxies de l'amas, des collisions/fusions de structures,...

Chapitre 3

L'effet Sunyaev-Zel'dovich

La diffusion Compton est l'un des processus physiques assurant le couplage du rayonnement et de la matière dans l'univers. Ce phénomène est prédominant dans des milieux astrophysiques fortement relativistes dans lesquels d'importants transferts d'énergie s'opèrent (Objets compacts, noyaux actifs de galaxies,...).

Néanmoins, la diffusion Compton produit des effets observables dans des milieux d'énergie beaucoup plus faible. C'est le cas de l'émission du FRC, dont le spectre est distordu en direction des amas de galaxies pour cause d'interaction Compton inverse entre les photons du champ de rayonnement du FRC et le gaz chaud du milieu intergalactique. Cet effet, que nous avons brièvement évoqué précédemment (cf. Sec. 1.4.2, 2.2.2), a été explicité par Sunyaev & Zel'dovich (1969; 1972) et est appelé couramment effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Dans ce chapitre, nous présentons l'effet SZ, une méthode numérique pour le calcul de son spectre exact, ainsi que certaines de ses implications astrophysiques.

3.1 Diffusion de photons par un gaz d'électrons

Nous situerons la présentation générale de cette étude dans le cadre d'un plasma thermalisé constitué d'électrons libres interagissant avec un gaz de photons. Le FRC sera le gaz de photons et le plasma intergalactique pourra aisément être considéré comme un gaz d'électrons libres thermalisés compte tenu des conditions de température du milieu intra-amas. Ces conditions laissent le gaz dans une limite faiblement relativiste (ie: $\epsilon_e \ll m_e c^2$), ainsi pour l'électron, les collisions sont quasi élastiques. Nous verrons par la suite que le comportement faiblement relativiste des électrons est non négligeable dans le traitement du processus de comptonisation (cf. Sec. 3.3).

3.1.1 L'effet Compton inverse

Lors de la diffusion d'un photon par un électron, l'énergie et la quantité de mouvement des deux particules sont généralement modifiées. Intéressons nous à la diffusion d'un photon, d'énergie ϵ , par un électron en mouvement avec une vitesse v . Nous appellerons θ et θ_1 les angles entre les impulsions du photon et de l'électron avant et après diffusion. ϵ_1 sera l'énergie du photon après diffusion. L'inverse du rapport des énergies du photon avant et après diffusion, r , s'exprime :

$$\frac{1}{r} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon} = \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta_1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} \quad (3.1)$$

où $\beta = v/c$, α l'angle de déflexion est défini comme :

$\cos \alpha = \cos \theta_1 \cos \theta + \sin \theta_1 \sin \theta \cos(\Phi_1 - \Phi)$, Φ et Φ_1 sont les angles azimutaux avant et après la diffusion.

Le processus de diffusion peut altérer de manière significative l'énergie totale des photons. Cette modification d'énergie à la traversée d'un milieu fini peut être caractérisée par le paramètre de comptonisation qui mesure le taux d'énergie transférée au gaz de photons par le gaz d'électrons :

$$y \equiv \left(\begin{array}{c} \text{fraction d'énergie} \\ \text{échangée par} \\ \text{diffusion} \end{array} \right) \times \left(\begin{array}{c} \text{nombre moyen} \\ \text{de diffusions} \end{array} \right) \quad (3.2)$$

3.1.2 L'équation de Boltzmann

Les photons sont des bosons, leur nombre d'occupation, $n(\nu)$, dans l'espace des phases suit la statistique de Bose-Einstein:

$$n(\nu) = \frac{g}{\exp(\frac{h\nu}{kT_r}) - 1} \quad (3.3)$$

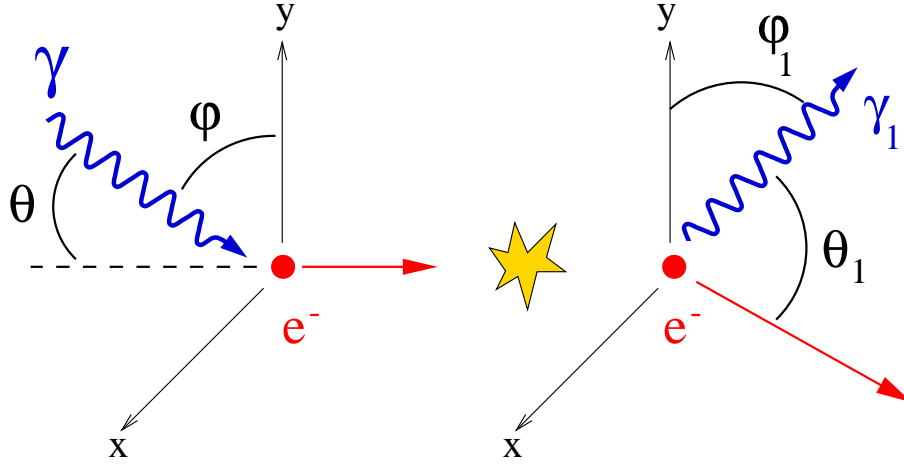


FIG. 3.1 – Shema de principe de l'effet Compton inverse

où $g = 2$ est le facteur de dégénérescence¹, ν est leur fréquence et T_r leur température thermodynamique.

L'évolution temporelle de la densité des photons d'un champ de rayonnement isotrope, $n(\nu)$, dans l'espace des phases est décrite par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial t} = c \int d\beta \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \left[f(\beta_1) n(\nu_1) (1 + n(\nu)) - f(\beta) n(\nu) (1 + n(\nu_1)) \right] \quad (3.4)$$

où $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est la section efficace différentielle de diffusion Compton. Les états post-collisionnels sont indiqués par 1. Les états pré-collisionnels n'étant pour leur part pas indiqués.

La distribution de vitesse des électrons, $f(\beta)$, pour une population d'électrons thermalisés est décrite par une distribution maxwellienne (Eq. 3.6, son expression pour une population d'électron relativiste est donnée par l'équation 3.13). L'équation intégrodifférentielle 3.4 est la plus générale qui soit, puisqu'elle prend en compte les diffusions de la fréquence ν à la fréquence ν_1 , tout aussi bien que celles de ν_1 à ν (Rybicki et Lightman, 1979).

3.1.3 Application à la brillance de surface

Pour un gaz de photons dont la température est très inférieure à celle du gaz d'électrons, le transfert d'énergie, qui s'opère lors de la diffusion, s'effectue des électrons vers les photons sans modification significative de l'énergie des électrons diffusants et donc sans modification de leur distribution de vitesse. Ce cas correspond à celui du chauffage du FRC par les électrons du milieu intergalactique. Si l'on prend en compte la relation entre la brillance de surface du FRC (Eq. 1.1), qui est une observable astrophysique, et la densité de l'espace des phases des photons (Eq. 3.3), il est possible d'exprimer l'équation 3.4 en terme d'évolution de la brillance de surface sur une ligne de visée ($dl = cdt$) uniquement en fonction de la fréquence du rayonnement incident, ν , et du décalage en fréquence (ie: en énergie) induit par effet Compton inverse (Eq. 3.1) :

$$\frac{\partial I_\nu(\nu)}{\partial l} = \int d\beta \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} f(\beta) \left[I_\nu\left(\frac{\nu}{r}\right) - I_\nu(\nu) \right] \quad (3.5)$$

Bien que l'équation 3.5 n'ait, en général, pas de solution analytique, certaines hypothèses ou situations physiques permettent sa simplification à des formes analytiquement solubles. Nous verrons par la suite qu'il est possible de l'intégrer numériquement moyennant un minimum d'hypothèses et d'approximations afin d'en obtenir une solution la plus exacte possible (Sec 3.3).

1. Malgré un spin égal à 1 (les photons sont des bosons), le photon ne possède que deux états de dégénérescence.

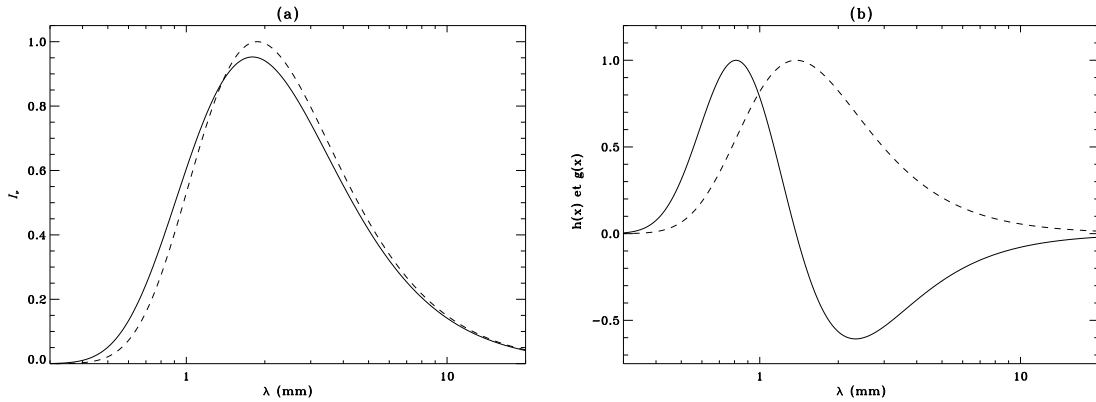


FIG. 3.2 – (a) Spectres du FRC en direction d'un amas (ligne pleine) et en direction d'un champ de référence (ligne pointillée). (b) Formes spectrales de l'effet SZ thermique (ie: spectre différentiel du FCR: amas-référence, ligne pleine) et de l'effet SZ cinétique (ligne pointillée).

Dans le cas de l'interaction du FRC avec le gaz intra-amas, l'énergie des photons ($\epsilon \sim 10^{-4}$ eV) est très faible devant celle des électrons ($\epsilon \sim 10$ keV). Dans la majorité des cas, l'énergie des photons augmente après la diffusion. Cet effet systématique se traduit par une distorsion spectrale caractéristique du spectre du FRC (Fig 3.2 a), c'est l'effet SZ. La température de corps noir correspondant est plus élevée que celle du FRC (typiquement $\Delta T_r/T_r \simeq 10^{-4}$). Observationnellement, il est donc possible de mesurer la différence entre le spectre du FRC en direction d'un amas de galaxies avec le spectre mesuré en direction d'un champ vide (référence). Le spectre de l'intensité spécifique de l'effet SZ (ie: spectre différentiel du FRC) présente donc un décrétement à courtes longueurs d'onde et un incrément à plus hautes longueurs d'onde² (cf. Fig. 3.2 b).

3.2 Approximation analytique de l'effet SZ

3.2.1 L'équation de Kompaneets

Pour un plasma thermique non relativiste, la distribution en impulsion des électrons est une maxwellienne classique :

$$f(p) = n_e (2\pi m_e k T_g)^{-3/2} p^2 \exp\left(-\frac{p^2}{2m_e k T_g}\right) \quad (3.6)$$

où p est l'impulsion de l'électron et n_e est leur densité dans l'espace physique³.

Dans le cas d'un champ de rayonnement isotrope pour lequel la fraction d'énergie, $\Delta\bar{\epsilon} = (\nu_1 - \nu)/kT_g$, transférée par diffusion est faible, il est possible de ramener l'équation 3.5 à une équation de Fokker-Planck non relativiste par un développement au second ordre en $\Delta\bar{\epsilon}$. Si de plus la population d'électrons est thermalisée, l'équation est alors dite équation de Kompaneets (Kompaneets, 1957). Elle décrit l'évolution de la fonction de distribution des photons dans l'espace des phases, soit le taux de variation du nombre de photons à une fréquence donnée :

$$\frac{\partial n(x)}{\partial l} = \frac{kT_r}{m_e c^2} \frac{\sigma_T n_e}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(n(x) + n^2(x) + \frac{T_g}{T_r} \frac{\partial n(x)}{\partial x} \right) \right] \quad (3.7)$$

où $x = h\nu/kT_r$ est la fréquence réduite. Parce que la distribution des photons est isotrope et parce que les électrons sont classiques, la diffusion s'effectue dans la limite de diffusion Thomson (ie:

2. Si le nombre de photons est conservé, la brillance de surface ne l'est pas :

$$\int_{\text{avant}} \frac{1}{h\nu} I_\nu d\nu = \int_{\text{après}} \frac{1}{h\nu} I_\nu d\nu \quad \text{mais} \quad \int_{\text{avant}} I_\nu d\nu \neq \int_{\text{après}} I_\nu d\nu$$

3. Les électrons sont des fermions. Ils suivent la statistique de Fermi-Dirac : $n_e(\epsilon) = 2/(\exp(-\epsilon/kT_g) - 1)$

$h\nu \ll m_e c^2$), avec pour probabilité de diffusion la section efficace de diffusion Thomson, σ_T . (Voir Bernstein & Dodelson (1990) pour une étude du cadre général de l'équation de Kompaneets.).

3.2.2 L'effet thermique

Comme $T_r \ll T_g$, le troisième terme de l'équation 3.7 est le plus important. Le milieu intra-amas étant faiblement collisionnel (ie: optiquement mince), le champ de radiation du FRC est peu diffusé. Une solution approximative de l'équation 3.7 peut être obtenue en choisissant la fonction de Planck (cf. Eq. 1.1) comme champ de radiation. La variation de l'intensité spécifique du spectre du FRC s'écrit alors :

$$\left. \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \right|_{th} = \left. \frac{\Delta n_\nu}{n_\nu} \right|_{th} = y f(x) \quad (3.8)$$

avec,

$$\begin{cases} y = \frac{k}{m_e c^2} \sigma_T \int_l T_g(r) n_e(r) dl' \\ f(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) \end{cases} \quad (3.9)$$

où $T_g(r)$ et $n_e(r)$ sont respectivement les distributions spatiales en température et en densité électronique du plasma. Elles sont intégrées le long de la ligne de visée l .

Le plasma intergalactique est généralement supposé isotherme, le paramètre de comptonisation s'écrit alors en fonction de l'épaisseur optique du milieu (cf. Eq. 2.1) : $y = \frac{kT_g}{m_e c^2} \tau$. Cette solution, bien qu'approximative, présente l'avantage d'avoir une expression analytique. La forme spectrale de l'effet SZ thermique est donnée par la fonction $g(x) = x^3 f(x)/(e^x - 1)$ (cf. Fig. 3.2b), qui ne dépend que de la fréquence. Ses points caractéristiques sont donc fixes quelque soit la température du gaz :

$g(x)$	x	ν (GHz)	λ (mm)
Minimum	2.26	128	2.33
Nul	3.83	217	1.38
Maximum	6.52	370	0.81

Dans cette approximation, le gain en énergie est d'autant plus important pour le FRC que la température du gaz est grande, puisque la brillance de surface SZ est proportionnelle au premier ordre à T_g . Cette solution n'est valide que dans la limite non relativiste.

On peut l'exprimer en terme de fluctuations de température du FRC :

$$\left. \Delta T_r \right|_{th} = y \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) T_r \quad (3.10)$$

Cette solution est très utilisée dans le domaine radio où le régime Rayleigh-Jeans (RJ) est établi (ie: $x \ll 1$) et où le régime relativiste des électrons est très peu influent⁴ : $\Delta T_{RJ} = \Delta I_\nu/I_\nu \simeq -2yT_r$.

4. La température RJ est reliée à la température physique par : $\frac{\Delta T_{RJ}}{T_{RJ}} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \frac{\Delta T_r}{T_r}$

3.2.3 L'effet cinétique

Si la vitesse moyenne du gaz d'électrons est non nulle, il en résulte, par effet Doppler, une distorsion supplémentaire du FRC en direction du gaz de photons, c'est l'effet SZ cinétique. Dans le formalisme analytique adopté jusqu'à présent, sa contribution s'ajoute linéairement à la distorsion thermique (Sunyaev et Zel'dovich, 1980). La distorsion induite sur l'intensité spécifique du FRC par un amas de vitesse particulière v_p s'écrit :

$$\left. \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \right|_{cin} = \left. \frac{\Delta n_\nu}{n_\nu} \right|_{cin} = -b a(x) \quad (3.11)$$

avec,

$$\begin{cases} b = \frac{v_p}{c} \sigma_T \int_l T_g(r) n_e(r) dl' \\ a(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \end{cases} \quad (3.12)$$

La forme spectrale de l'effet cinétique est donnée par $h(x) = x^4 a(x) / (e^x - 1)^2$ (cf. Fig. 3.2b). Par analogie à l'effet thermique, on peut lui associer une fluctuation de température (ne dépendant pas de la fréquence) : $\left. \Delta T_r \right|_{cin} = -\frac{v_p}{c} \tau T_r$.

3.3 Spectres exacts de l'effet SZ

Bien que la mesure de l'effet SZ soit plus aisée dans le millimétrique et dans le submillimétrique, de part la présence des pics positif et négatif de l'intensité spécifique, les premières observations de l'effet SZ ont été obtenues dans le domaine radio (Pariisky, 1973; Gull et Northover, 1976). En effet, l'astronomie millimétrique et plus encore submillimétrique étaient quasiment inexistantes, alors que la radio-astronomie était pratiquée depuis longtemps. Dans le domaine radio, on se trouve sur l'aile Rayleigh-Jeans du spectre du FRC (cf. Fig. 3.2a). Le formalisme décrit ci-dessus est alors valide quelque soit la température du plasma intergalactique. Par contre aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques cette approximation n'est pas valable et l'influence de la température du gaz sur la forme du spectre SZ n'est pas négligeable. Ceci est d'autant plus vrai que la température électronique du gaz est grande, le comportement relativiste des électrons ne peut alors plus être négligé et il ne devient plus possible d'approximer l'équation de Boltzmann en équation de Fokker-Planck.

La plupart des travaux traitant des effets relativistes sur l'effet SZ est basée sur une approche analytique, par des corrections de la formulation *classique* (cf. Eq 3.8) (Wright, 1979; Fabbri, 1981; Taylor et Wright, 1989; Loeb et al., 1991) ou par un calcul des spectres SZ basé sur des développements en séries de Taylor en fonction de la vitesse réduite de l'électron, β (Rephaeli, 1995a; Stebbins, 1997; Challinor et Lasenby, 1998; Sazonov et Sunyaev, 1998; Itoh et al., 1998). Ces méthodes conduisent à des calculs analytiques rapidement inextricables. Le calcul numérique devient alors une alternative pour l'obtention de spectres exacts de l'effet SZ. Dans cette partie nous présentons une méthode basée sur l'intégration numérique directe de l'équation de Boltzmann.

3.3.1 Distribution thermique d'électrons relativistes

L'énergie cinétique moyenne de chaque électron du plasma s'écrit : $\epsilon_c = kT_g = \frac{1}{2} m_e \bar{v}^2$. Elle est liée à l'énergie totale de l'électron par la relation : $\epsilon_c + m_e c^2 = \gamma m_e c^2$. Soit un plasma d'électrons de température électronique de l'ordre de 10^8 K (conditions thermodynamiques typiques du milieu intra-amas), la vitesse moyenne des électrons est égale à 5×10^7 m/s (soit un paramètre $\beta \simeq 0.2$) : les électrons sont faiblement relativistes. Le formalisme exposé précédemment ne peut donc pas s'appliquer sans induire d'importantes erreurs dans le traitement, l'analyse et l'interprétation de données SZ (Sec 3.3.2). Il est alors nécessaire d'intégrer ce comportement relativiste au traitement de l'effet SZ.

La distribution de vitesse d'une population d'électrons thermalisés relativistes s'écrit :

$$f(\beta) = 4\pi \left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_g} \right) \gamma^5 \beta^2 \exp \left(\frac{m_e c^2}{2k T_g} (\gamma^2 - 1) \right) \quad (3.13)$$

où $\beta = v/c$ et v est la vitesse des électrons. $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ est le facteur de Lorentz. m_e est la masse électronique. T_g est la température du plasma.

Les distributions pour des températures électroniques de 5, 10, 15 et 20 keV sont présentées sur la figure 3.3.

3.3.2 Intégration numérique de l'équation de Boltzmann

Il est alors possible d'intégrer directement l'équation 3.5 numériquement en utilisant les expressions exactes de $f(\beta)$ et de la section efficace différentielle.

En combinant l'expression de la section efficace différentielle de diffusion Compton donnée par Podzniakov *et al.* (1983) et l'équation 3.1, sachant que $h\nu \ll kT_g$ dans le cas de l'interaction du FRC avec les électrons du milieu intergalactique, on obtient l'expression exacte de la probabilité de diffusion d'un photon par un électron :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 - \beta \cos \theta}{\gamma^2 (1 + \beta \cos \theta_1)^2} \left(1 + \left[1 - \frac{1 - \cos \alpha}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)(1 - \beta \cos \theta_1)} \right]^2 \right) \quad (3.14)$$

L'intégration numérique de l'équation de Boltzmann est alors possible en utilisant des méthodes Monte-Carlo qui permettent par le traitement statistique d'événements individuels (ie: diffusions) de décrire globalement le processus physique de la diffusion Compton inverse dans le plasma d'électrons semi-relativistes.

Dans le cadre du traitement de l'effet SZ thermique, nous considérerons un plasma dont la vitesse d'ensemble est nulle. Le traitement de chaque diffusion nécessite plusieurs tirages aléatoires. Un

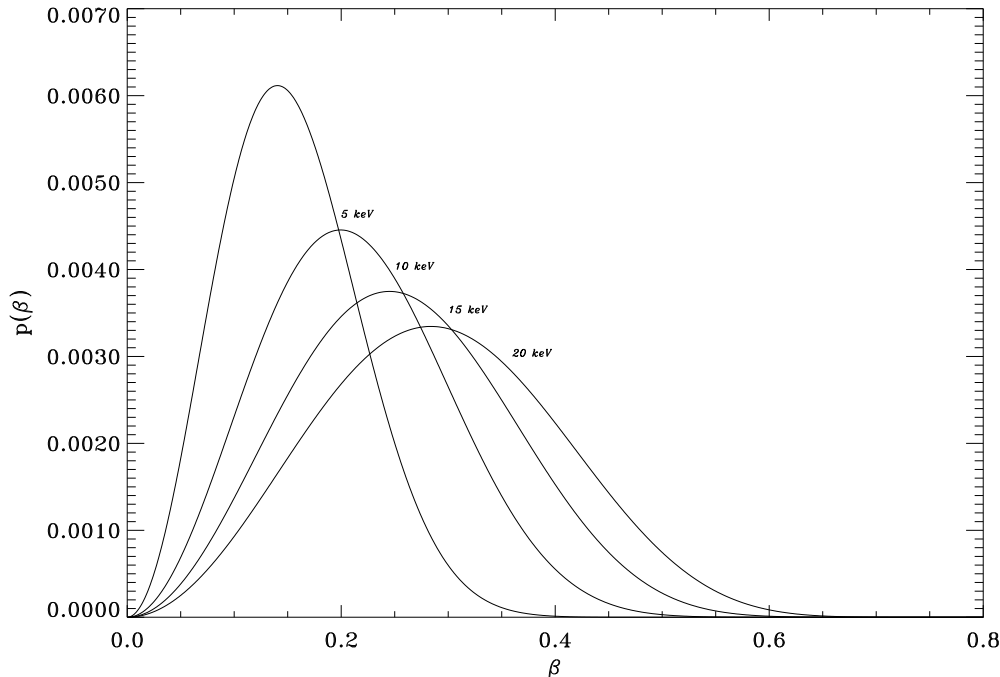


FIG. 3.3 – Distribution Maxwellienne d'une population d'électrons thermalisés relativistes pour des températures électroniques de 5 keV (ligne pointillée), 10 keV (ligne en tirets), 15 keV (ligne en tirets-points) et 20 keV (ligne pleine).

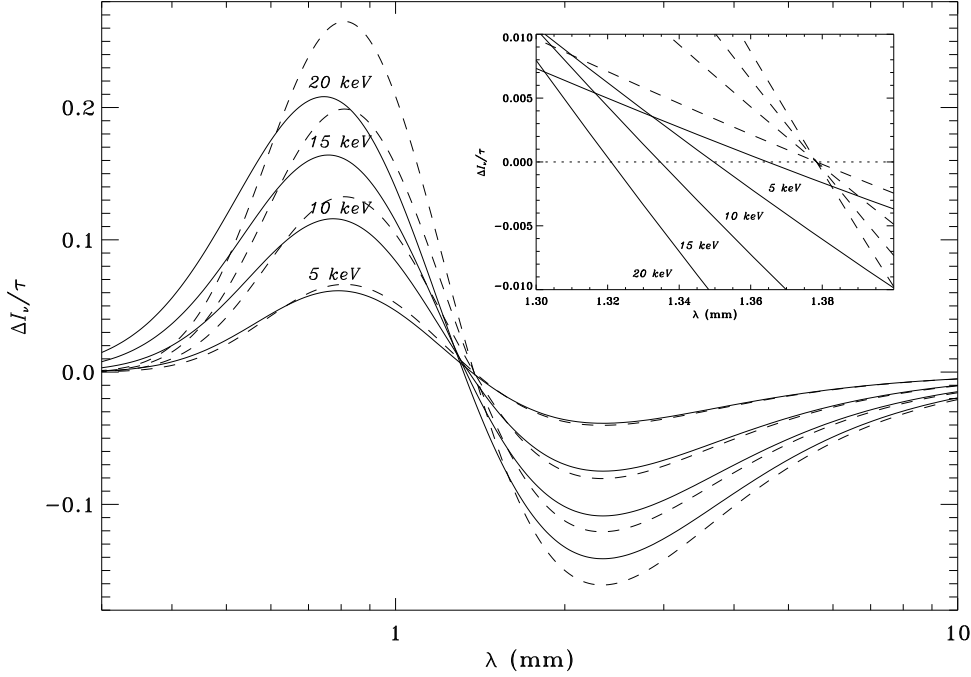


FIG. 3.4 – Spectres exacts de l'effet SZ thermique obtenus par intégration numérique de l'équation de Boltzmann (Sec. 3.3.2). Les spectres exacts sont tracés en ligne pleine pour 5, 10, 15 et 20 keV. Les spectres obtenus par l'approximation analytique (Sec. 3.2) ont été tracés en pointillés pour les mêmes températures. Le zoom montre la variation du point d'effet thermique nul dans le cas du traitement exact.

sur la distribution de vitesse électronique. Trois tirages sur les distributions angulaires isotropes du système photon-électron (dans un référentiel comobile avec l'expansion de l'univers, le champ de rayonnement du FRC est isotrope : les angles d'incidence, d'émergence et azimutal). Un spectre exact, pour une température électronique donnée, est obtenu à partir de 10^7 tirages aléatoires, moyennant un temps de calcul raisonnable. La brillance de l'effet SZ thermique, en provenance d'un amas de température T_g et de paramètre de comptonisation y , peut s'exprimer sous la forme :

$$I_\nu = y \mathcal{G}(x, T_e) \quad (3.15)$$

où $\mathcal{G}(x, T_g)$ est une fonction numérique dépendant de la fréquence et surtout de la température. C'est l'équivalent, dans le cadre d'un calcul exact, de la fonction $g(x)$, dans celui d'un calcul approximé (cf. Sec. 3.2.2).

Les spectres SZ thermiques exacts ainsi obtenus pour des températures électroniques de 5, 10, 15 et 20 keV sont présentés sur la figure 3.4 et sont comparés à leurs homologues analytiques. La différence entre les spectres analytiques et les spectres numériques est d'autant plus importante que la température électronique est élevée. Les spectres numériques présentent une diminution de l'amplitude (en valeur absolue) des deux pics, qui est contre-balançée par une augmentation de l'intensité spécifique dans le domaine submillimétrique. Cette modification dépend directement de la température électronique du gaz. Les erreurs produites par l'utilisation des spectres analytiques en comparaison des spectres exacts sont répertoriées dans la table 3.1. Elles sont exprimées en pourcentage pour des fréquences particulières : le maximum, le minimum et le zéro de la fonction $g(x)$ (cf. Sec. 3.2.2), ainsi que le point pour lequel la différence entre les spectres exact et analytique est maximum (dans le cas d'un amas à 10 keV, $\lambda = 470 \mu\text{m}$). Finalement, nous avons ajouté le point à $350 \mu\text{m}$ où l'écart entre les spectres exact et analytique est aussi très important. Ces résultats argumentent en faveur du traitement exact de l'effet SZ, notamment pour le domaine submillimétrique et pour les mesures à proximité du point d'effet thermique nul.

Il est à noter que le point d'effet thermique nul n'est plus fixe, mais varie lui aussi avec T_g . En effet, si dans le cas de l'approximation analytique, il est fixe à la position $x = 3.83$, soit $\lambda = 1.38$ mm, dans le cas des spectres exacts cette position varie et est donnée en première approximation par $x = 3.83 \left(1 + \frac{kT_g}{m_e c^2} \right)$. Le décalage s'effectue vers les plus basses longueurs d'onde, de 1.4%, 2.5%, 3.6% et 4.5% respectivement pour des températures de 5, 10, 15 et 20 keV (cf. zoom sur la figure 3.4). La position du point d'effet thermique nul est indispensable au traitement correct de l'effet cinétique.

T_g (keV)	350	470	810	1380	2340
	μm				
Longueurs d'onde monochromatique :					
5	48.9	19.7	8.1	88.7	4.0
10	66.1	29.5	15.4	93.9	7.5
15	75.0	35.7	23.3	95.7	11.0
20	80.0	39.8	30.9	96.5	14.1
Bandes passantes gaussiennes :					
5	42.0	16.8	8.1	45.0	3.9
10	58.8	25.6	15.4	61.8	7.3
15	68.3	31.2	23.4	69.8	10.8
20	73.9	35.0	31.0	74.3	13.8

TAB. 3.1 – Erreurs relatives (exprimées en pourcentage) effectuées lors de l'utilisation de l'approximation analytique. Ces erreurs sont données pour des longueurs d'onde monochromatiques et pour des bandes spectrales en créneau (forme de bande dont se rapprochent les bandes instrumentales) de largeur à mi-hauteur relative de 0.3.

3.3.3 Inclusion de la vitesse particulière

L'effet de vitesse est environ d'un ordre de grandeur inférieur à l'effet thermique. Dans la limite non relativiste, l'effet cinétique est maximum à l'endroit du point d'effet thermique nul. La longueur d'onde $\lambda = 1.38$ mm est donc la plus adaptée à la mesure de cet effet de vitesse. Cependant, comme nous venons de le voir, la position du point d'effet thermique nul dépend de la température dans le cas du traitement exact de l'effet SZ thermique. Le traitement exact de l'effet thermique est donc indispensable à une analyse correcte de l'effet SZ cinétique, afin d'éviter la propagation d'erreurs sur les estimations de v_p (cf. Tab. 3.1). Par exemple, dans le cas de l'amas A2163, Rephaeli (1995b) a estimé cette erreur à environ 650 km/s.

La vitesse particulière d'un amas de galaxies est de l'ordre de 1000 km/s. Sa mesure sur un grand nombre d'amas de galaxies permettrait de tracer les champs de vitesses, et par conséquent les champs gravitationnels, aux très grandes échelles (structures à l'échelle des super-amas). Cependant, ces mesures de vitesses sont difficiles compte tenu de la faiblesse du signal Doppler qu'elles génèrent. A l'heure actuelle, les quelques mesures rapportées dans la littérature sont entachées d'erreurs importantes dues à la limitation en sensibilité des instruments de mesure. Le cas de l'amas A2163 pour lequel une mesure de vitesse particulière a été obtenue (Holzapfel et al., 1997a) est discuté dans le chapitre 5 (95). D'autre part, l'effet de vitesse peut être difficile à identifier, puisqu'il possède la même signature spectrale que les anisotropies primordiales du FRC (type Doppler). La différenciation de ces deux processus peut seulement être faite via l'étude de leur structure spatiale.

A ce jour, nous n'avons pas encore considéré le cas d'un plasma doté d'une vitesse moyenne non nulle dans nos calculs relativistes de l'effet SZ. Si le référentiel choisi pour traiter la comptonisation du FRC est celui dans lequel ce dernier est isotrope, alors dans ce référentiel, les électrons seront distribués selon une maxwellienne relativiste de vitesse moyenne v_p et se présenteront selon une direction privilégiée, (\vec{v}_p) (v_p est la composante de la vitesse projetée sur la ligne de visée de l'observateur). On trouve dans la littérature un certain nombre de travaux relatifs au traitement relativiste de l'effet SZ cinétique (Nozawa et al., 1998a; Sazonov et Sunyaev, 1998; Challinor et

Lasenby, 1999). Ce traitement considère l'effet d'ensemble produit par le plasma en mouvement et évite la séparation en deux effets, thermique et cinétique, qui est toute arbitraire, à partir du moment où les deux phénomènes sont le fait des mêmes électrons en mouvement.

3.4 Autres sources d'effet SZ

D'autres sources que les amas sont susceptibles de produire des effets SZ significatifs.

3.4.1 Halos de quasars et systèmes L_α

Les radiations UV des quasars ionisent leur environnement proche par effet photoélectrique. Leurs halos forment des bulles de gaz de température $T_{QSO} \sim 10^5$ K, qui s'étendent sous la pression de radiation dans le milieu intergalactique avec une vitesse $v_{QSO} \sim 300$ km/s. Il est légitime d'attendre de ces objets des émissions SZ de type thermique et cinétique. L'effet thermique est négligeable de par la faible température du milieu (en comparaison avec celle du gaz intra-amas, $T_{QSO}/T_{amas} \sim 10^{-3}$) et par conséquent l'effet cinétique prédomine (Aghanim et al., 1997). L'amplitude relative des fluctuations de température induites pourrait atteindre $\sim 300 \mu\text{K}$ sur des échelles allant jusqu'à environ 1° .

Ce type d'effet est aussi attendu en direction des systèmes absorbants L_α . Ces nuages de gaz, essentiellement constitués d'hydrogène, sont partiellement ionisés par le champ de rayonnement environnant (ceux des quasars, aux alentours desquels se trouvent généralement les systèmes L_α) et sont dotés d'une vitesse particulière générée par le champ gravitationnel alentour. Cette vitesse estimée à $v_{L_\alpha} \sim 100$ km/s produirait une fluctuation de température de l'ordre de quelques μK . Cet effet est donc relativement marginal (Loeb, 1996).

3.4.2 Fond de confusion SZ

Fixen et al. (1996) ont posé à partir des données COBE-FIRAS une limite supérieure à la contribution moyenne de l'effet SZ intégré sur la ligne de visée, pour une échelle angulaire de $40'$: $y < 15 \times 10^{-6}$ (à 95% de confiance). La combinaison des données FIRAS et DMR fixe cette limite à 7° de résolution (1997) à $y < 3 \times 10^{-6}$ (à 95% de confiance).

En supposant que le milieu intra-amas ne représente qu'une partie du gaz du milieu intergalactique, l'étude de l'émission SZ sur une ligne de visée est l'image de la colonne densité d'électrons depuis l'observateur jusqu'à la recombinaison. L'émission SZ moyenne peut ainsi fournir de fortes contraintes sur la quantité de matière ionisée de l'univers. Suivant l'hypothèse d'un univers en majorité fortement ionisé, ces contraintes s'étendent à la densité de l'univers. En considérant que l'univers a subi une reionisation à un redshift $30 < z < 50$, la limite COBE-FIRAS permet de fixer une limite sur l'épaisseur optique Thomson moyennée sur le ciel : $\langle \tau \rangle < 3 \times 10^{-4}$ (Wright et al., 1994). Comme, les électrons diffusant les photons du FRC peuvent aussi être générateurs de rayonnement bremsstrahlung, il a été suggéré qu'ils pourraient être l'une des sources du fond de rayonnement X. Cependant, la densité électronique correspondant à l'épaisseur optique précédente, est environ 100 fois inférieure à celle nécessaire pour produire une fraction significative du fond X.

3.4.3 Processus non thermiques et halos radio

Certains amas semblent posséder une population d'électrons relativistes formant un halo (observable en radio) dont la distribution suit celle du gaz thermalisé. Cette population d'électrons peut diffuser les photons du FRC et donc être la source d'un effet SZ non thermique. Ce genre d'effet proviendrait de halos radio associés aux amas, mais aussi des cocons des fortes radio sources (Yamada et al., 1999). Birkinshaw (1999) a estimé dans le cas d'A2163 le décrétement en température produit par cette population d'électrons à -5 nK, soit un effet 10^5 fois plus faible que l'effet thermique. Cette différence s'explique par la différence de densité des deux populations d'électrons.

La détection d'émissions SZ non thermiques pose des difficultés en radio où l'émission synchrotron est largement dominante, aussi bien qu'en millimétrique où elles seraient noyées dans le signal thermique. Récemment, Liang (1999) a rapporté la détection d'un halo radio en direction de l'amas 1E0658-56. En utilisant les détections confirmées de 10 autres halos radio, il a mis en évidence une

corrélation entre la puissance contenue dans le halo et la température du gaz thermique. Ce genre de détection pourrait corroborer les hypothèses faites pour expliciter les émissions étendues UV observées en direction de certains amas de galaxies, dont la source présumée pourrait être cette population d'électrons non thermiques (cf. Sec. 2.2.3, page 30).

3.5 Instruments et méthodes de détection

3.5.1 L'atmosphère

Les détections au sol ont à faire face à la contamination du signal astrophysique par le signal atmosphérique. Ce dernier est de loin le plus conséquent. Si ces variations sont importantes aux grandes échelles angulaires, elles sont fortement corrélées aux plus petites échelles. En général, il est possible d'en soustraire une grande partie par des techniques de mesures différentielles. Dans le cas de matrices où de multiples détecteurs sont placés au foyer d'un télescope, le signal atmosphérique est soustrait comme un niveau constant sur chaque image. On opère aussi souvent par différenciation des signaux des détecteurs pointés et dépointés sur la source. Le pointage/dépointage de la source peut être obtenu par l'utilisation d'un miroir secondaire vibrant. Dans ce cas le signal est alternativement mesuré en direction de la source et dans une direction dépointée de l'amplitude de modulation choisie. Cette modulation s'effectue en général en azimut afin de minimiser la variation de l'émission de l'atmosphère entre la position de mesure et celle de la référence. Cette modulation peut aussi s'effectuer par balayage de la source. Le signal collecté lors d'un balayage est la somme du signal atmosphérique et du signal astrophysique. La soustraction d'une ligne de base sur chacun des balayages suivie de la moyenne d'un grand nombre de balayages permet de soustraire la majeure partie de l'émission atmosphérique et de moyenner son résidu de façon à faire ressortir le signal astrophysique. Cette technique est efficace si les échelles spatiales de variation du signal atmosphérique sont supérieures à la taille de la source astrophysique. Il est évidemment possible de combiner ces différentes méthodes.

3.5.2 Techniques et détecteurs

Les mesures mono-faisceau, originellement utilisées sur les grands radio-télescopes, ont donné les premières détections de l'effet SZ. L'avantage principal de ces techniques est de fournir de l'information sur toutes les échelles supérieures ou égales à la taille du faisceau. Leur désavantage principal réside dans les erreurs induites par le traitement de la contamination due à l'atmosphère. Plusieurs télescopes sont ou vont être équipés de matrices de détecteurs destinées à l'imagerie photométrique. La couverture spatiale est alors plus grande et il en résulte un gain en temps d'intégration.

Les techniques d'interférométrie, à l'origine destinées à la très haute résolution angulaire, peuvent être utilisées à des résolutions dégradées lorsque l'interféromètre est dans une configuration compacte. Pour l'observation des amas de galaxies, l'interférométrie est une méthode très efficace si les antennes sont de petite taille (< 10 m, adaptées à l'observation millimétrique), elle donne alors des résultats impressionnants (Carlstrom et al., 1999). La combinaison d'observations effectuées à haute et basse résolution (correspondant à des lignes de base respectivement longues et courtes), peut permettre de s'affranchir de la contamination des sources ponctuelles radio sur le signal SZ. Parce que l'interféromètre n'est sensible qu'à des échelles angulaires particulières, elle présente l'avantage de n'être que peu gênée par les effets de l'émission atmosphérique. En contre partie les fréquences spatiales auxquelles l'interféromètre n'est pas sensible ne sont pas détectées. L'information obtenue est donc dans une certaine mesure limitée. Cependant, ces techniques présentent un certain nombre de limitations intrinsèques. Le champ de vue de l'instrument est tout d'abord limité par la taille physique des antennes. Le temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'un signal significatif est toujours très élevé (en moyenne une centaine d'heure par source.). Pour un échantillonnage correct du plan (u,v) , les sources observables doivent avoir une déclinaison supérieure à environ 20° .

Les détecteurs utilisés sont adaptés à la longueur d'onde d'observation. En radio, les détecteurs cohérents sont très efficaces jusqu'à des longueurs d'onde de l'ordre de ~ 1 cm. Le principe de la

détection hétérodyne y est largement utilisé.

En millimétrique et submillimétrique, les détecteurs radio perdent de leur efficacité, et sont remplacés par des détecteurs bolométriques. Les bolomètres sont des capteurs thermiques pouvant être utilisés dans un gamme de longueurs d'onde allant du X au radio. L'énergie du rayonnement absorbé est dissipée sous forme de chaleur provoquant une augmentation de température du thermomètre couplé au bolomètre. Cette élévation de température est inversement proportionnelle à la capacité calorifique du bolomètre. Pour obtenir la sensibilité nécessaire à la détection de signaux très faibles (ie: provoquant une faible augmentation de température), il est impératif de placer les bolomètres dans un environnement à très basses températures: $T_{bolo(max)} \simeq 0.2/\lambda(\text{mm})$ K (Bersanelli et al., 1996).

Il reste que pour des nécessités de couverture spectrale, les mesures bolométriques et les mesures interférométriques sont complémentaires. A l'heure actuelle, ces techniques permettent une caractérisation efficace du signal SZ du centimétrique au millimétrique. Il est maintenant possible de les utiliser pour l'étude de la distribution spatiale du signal. Nous renvoyons à Birkinshaw (1999) pour une présentation détaillée des méthodes d'observations.

3.5.3 Instruments

Les instruments suivants ne constituent pas une liste exhaustive des instruments mesurant l'effet SZ, mais représentent ceux ayant donné des résultats probants.

- Le **Very Large Array** (VLA) est un interféromètre radio constitué d'un agencement de 27 antennes de 25 m de diamètre. Il n'est pas fondamentalement adapté aux mesures SZ, c'est néanmoins de lui que provient l'une des deux détections de décrement SZ sans contrepartie X (Richards et al., 1997). Le VLA permet d'observer de 0.7 à 90 cm.

- L'interféromètre de l'**Owens Valley Radio Observatory** (OVRO) comprend 6 antennes de 10.4 m de diamètre. Les observations d'amas de galaxies y sont faites à 1 cm.

- Au **Nobeyama Radio Observatory** (NRO), le radio-télescope de 45 m permet des observations de 1.4 cm à 2 mm.

- Le **Ryle Telescope** (RT) est un interféromètre de 8 antennes de 13 m de diamètre, observant l'effet SZ à 2 et 6 cm. C'est au RT que s'est faite la détection de PC1643+4631, source SZ sans contrepartie X (Jones et al., 1993; Jones et al., 1997).

- L'interféromètre de la **Berkeley-Illinois-Maryland Association** (BIMA) est constitué de 10 éléments de 6.2 m de diamètre sur lesquels des détecteurs fonctionnant à 1 cm sont installés pour l'observation des amas. Carlstrom et al. (1996; 1999) y ont cartographié une trentaine d'amas.

- **DiaBolo** est un spectrophotomètre à deux voies centrées à 1.2 et 2.1 mm. Généralement il est installé au foyer du télescope de 30 m de l'IRAM⁵. DiaBolo est présenté en détail dans le chapitre suivant (page 57).

- **SuZIE**, pour "*Sunyaev-Zel'dovich Infrared Experiment*" est un instrument bolométrique opérant à 1.1, 1.4 et 2.1 mm. SuZIE est installé au foyer du télescope de 10.4 m du CSO⁶.

- Le **Swedish ESO Submillimeter Telescope** (SEST) est un télescope submillimétrique de 15 m de diamètre installé sur le site de *La Silla*. Il peut être équipé d'un photomètre à deux canaux centrés à 1.2 et 2 mm (Pizzo et al., 1995).

- SCUBA, pour "*Submillimeter Common-User Bolometer Array*" est un instrument bolométrique installé au foyer du JCMT⁷. Ces deux matrices de 37 et 91 pixels permettent d'observer à 350/450 μm et 750/850 μm .

3.6 Implications astrophysiques

Si le but premier des observations SZ était de confirmer ou d'infirmer la nature thermique ou non thermique du rayonnement X en provenance des amas de galaxies, ses implications astrophysiques sont multiples. Depuis peu, les mesures d'effet SZ sont franches et de plus en plus nombreuses.

5. Institut de Radio Astronomie Millimétrique

6. CALTECH Submillimeter Observatory, le CALTECH est le CALifornia institut of TECHnologie

7. James-Maxwell-Clark Telescope

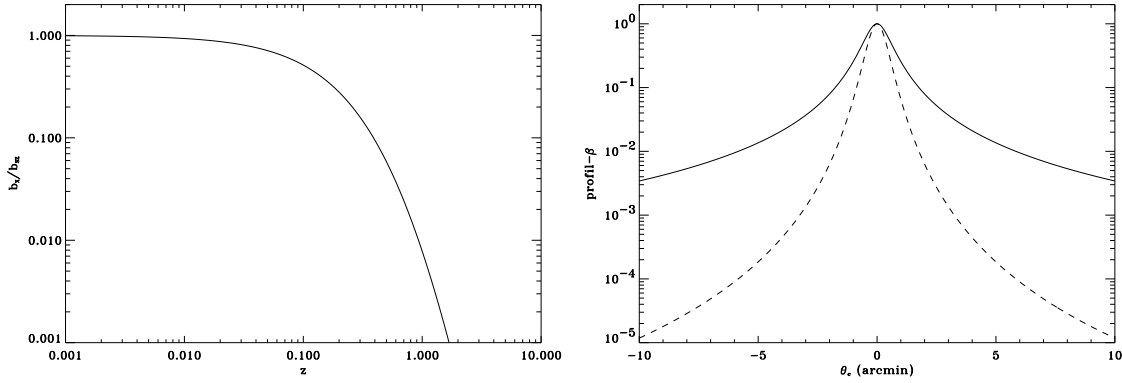


FIG. 3.5 – (a) Rapport normalisé de la brillance X à la brillance SZ en fonction du redshift pour un amas de 10 keV. (b) Profil d’amas en X (ligne pointillée) et en SZ (ligne pleine) pour un amas de 10 keV, avec $\beta = 2/3$, $r_c = 0.3 h_{50}^{-1}(q_0 = 0.5)$ Mpc, situé à $z = 1$.

Le stade de la simple détection est passé. Il s’agit maintenant d’exploiter la puissance de cet outil pour l’étude des amas de galaxies.

Les brillances X et SZ diffèrent de par leur sensibilité respective aux conditions physiques du milieu intergalactique (T_g , n_e , Z) et à la position cosmologique de l’amas (z , H_0 , Ω_0). Dans le cadre le plus général possible, les expressions de l’émissivité bremsstrahlung (Eq. 2.2) et du paramètre de comptonisation (Eq. 3.9) permettent de donner l’expression des brillances X et SZ :

$$\begin{cases} I_\nu(X) = \frac{1}{4\pi(1+z)^3} \int_l \epsilon_\nu(n_e, T_g, Z) dl' \\ I_\nu(SZ) = \frac{k}{m_e c^2} \sigma_T \int_l n_e T_g \mathcal{G}_\nu(T_g) dl' \end{cases} \quad (3.16)$$

pour un amas de température T_g , de densité électronique centrale n_e et de métallicité Z situé à un redshift z . L’émission X est supposée isotrope et est donc diluée dans le volume en expansion de l’univers (ie: la brillance est affectée d’un facteur $1/(1+z)^3$).

La brillance SZ présente l’énorme avantage de ne pas être sensible à l’effet de dilution causé par l’expansion de l’univers. La figure 3.5 montre le rapport de la brillance X à la brillance SZ en fonction du redshift, ainsi que les profils radiaux X et SZ d’un amas. La différence entre ces derniers est due à la dépendance des deux émissions en fonction de n_e .

3.6.1 Sélection d’amas de galaxies

Nous avons constitué un échantillon de 18 amas de galaxies. Les critères ayant motivé la constitution de cet échantillon d’amas reposent essentiellement sur des motifs observationnels et s’inscrivent notamment dans l’optique de l’exploitation du spectrophotomètre DiaBolo (cf. Chap. 4, page 57). Ces 18 sources ont soit déjà été observées en SZ, soit sont de solides candidats pour de futures observations. Leur sélection a été effectuée sur la base de leurs caractéristiques X et plus particulièrement en considérant la température du gaz et la luminosité de l’amas. Le tableau 3.2 regroupe leurs caractéristiques physiques.

Le but de ce travail est premièrement de pouvoir disposer rapidement de l’ensemble des références relatives à chacun de ces amas. Deuxièmement, la compilation des mesures SZ effectuées jusqu’à présent sur ces amas (cf. section suivante), nous a permis de faire une estimation de la constante de Hubble à partir d’un sous échantillon de 7 amas (cf. Sec. 3.6.3). Troisièmement, nous avons utilisé cet échantillon afin d’effectuer une détermination statistique de la fraction de gaz des amas en nous appuyant sur les caractéristiques X. Finalement, cet échantillon permettra de tester la

TAB. 3.2 – Caractéristiques d'un échantillon d'amas chauds et brillants.

Amas	z	α (2000)	δ (2000)	L_X (10^{44} ergs s $^{-1}$)			T_g (keV)	T_g^{cool} (keV)	β	θ_c (arcsec)	n_e (10^{-3} cm $^{-3}$)	Ref.
				[0.1-2.4]keV	[2-10]keV	[Bol]						
A2029 ^(a)	0.077	15 ^h 10 ^m 55 ^s	05°43 ^m 12 ^s	15.3	19.9	41.8	7.7 (± 0.1)	8.5 (± 0.4)	0.64	108.0	8.2	(1,2,3)
A478 ^(a)	0.088	04 ^h 13 ^m 25 ^s	10°27 ^m 58 ^s	13.2	24.2	53.8	6.6 (± 0.1)	8.1 (+1.2,-0.8)	0.67	116.0	7.4	(1,2,4)
A2142 ^(a)	0.089	15 ^h 58 ^m 22 ^s	27°13 ^m 59 ^s	20.7	30.4	64.6	8.7 (± 0.3)	9.3 (-1.3,-0.7)	0.83	255.0	3.5	(1,2,5)
A2218	0.171	16 ^h 35 ^m 53 ^s	66°12 ^m 50 ^s	9.3	10.8	23.1	7.0 (± 0.3)	–	0.65	60.0	5.4	(1,2,6)
A1689 ^(a)	0.181	13 ^h 11 ^m 29 ^s	-01°20 ^m 41 ^s	–	32.4	70.3	9.7 (± 0.4)	10.0 (+1.2,-0.8)	0.78	67.8	11.3	(2,23)
A665	0.182	08 ^h 30 ^m 57 ^s	65°51 ^m 14 ^s	16.3	17.8	38.5	9.0 (± 0.5)	–	0.66	96.0	4.0	(1,2,7)
A2163	0.201	16 ^h 15 ^m 46 ^s	-06°08 ^m 55 ^s	45.0	60.0	147.0	13.8 (± 0.7)	–	0.62	72.0	6.65	(2,8)
A2390 ^(a)	0.230	21 ^h 53 ^m 37 ^s	17°41 ^m 44 ^s	27.0	41.3	90.8	10.1 (± 1.2)	14.5 (+15.5,-5.2)	0.62	35.0	13.8	(2,9,10)
A1835 ^(a)	0.252	14 ^h 01 ^m 02 ^s	02°52 ^m 55 ^s	38.5	35.4	96.3	8.2 (± 0.3)	9.8 (+2.3,-1.3)	0.66	50.0	11.5	(1,2,11)
ZW3146 ^(a)	0.291	10 ^h 23 ^m 40 ^s	04°11 ^m 24 ^s	26.5	36.9	78.6	6.4 (± 0.3)	11.3 (+5.8,-2.7)	0.66	33.5	9.9	(1,2,24)
1E0657 ^(b)	0.296	06 ^h 58 ^m 30 ^s	-55°56 ^m 30 ^s	34.4	–	110.0	17.0 (± 2.5)	–	0.62	62.0	7.5	(12)
RXJ1347 ^(a)	0.451	13 ^h 47 ^m 30 ^s	-11°45 ^m 11 ^s	73.0	76.0	210.0	9.3 (+1.1,-1.0)	26.4 (+7.8,-12.3)	0.56	8.4	94.0	(2,14)
CL0016+16	0.545	00 ^h 18 ^m 33 ^s	16°26 ^m 16 ^s	–	26.2	–	9.9 (+1.1,-1.0)	–	0.8	50.5	6.5	(15,16)
MS0451	0.550	04 ^h 54 ^m 11 ^s	-03°01 ^m 07 ^s	–	22.0	–	10.9 (± 1.2)	–	0.60	30.0	12.0	(16,17)
CL2236-04	0.552	22 ^h 39 ^m 32 ^s	-04°30 ^m 00 ^s	–	4.9	–	6.2 (+2.6,-1.7)	–	0.66	11.4	24.4	(18)
RXJ1716	0.809	17 ^h 16 ^m 48 ^s	67°08 ^m 22 ^s	4.6	8.2	17.4	5.7 (+1.4,-0.6)	–	0.42	6.8	14.6	(19)
MS1054 ^(c)	0.829	10 ^h 56 ^m 56 ^s	-03°38 ^m 18 ^s	–	22.4	44.0	12.3 (+3.1,-2.2)	–	0.66	56.0	10.7	(20)
WARP0152 ^(c)	0.833	01 ^h 52 ^m 42 ^s	-13°57 ^m 30 ^s	8.4	–	35.7	5.9 (+4.4,-2.1)	–	0.66	30.0	10.7	(21)
AXJ2019	1.0	20 ^h 19 ^m 18 ^s	11°27 ^m 15 ^s	–	8.4	–	8.6 (+4.2,-3.0)	–	0.9	17.0	17.0	(22)

^(a) Amas à *cooling flow*.

^(b) Andreani et al. (1999) ont reanalysé les données ROSAT-HRI. Ils ont mis en évidence une structure bimodale pour cet amas. Les paramètres correspondant pour les deux composantes (Est/Ouest) sont $\beta = 0.7/0.49$, $\theta_c = 73.8/15.6$ et $n_e = 1.5/6.3$

^(c) La valeur de n_e est une estimation (cf. Sec.3.6.1).

(1) Ebeling et al. (1999a), (2) Allen & Fabian (1998), (3) Sarazin, Wise & Markevitch (1998), (4) Allen et al. (1993), (5) Henty & Briel (1996), (6) Birkinshaw & Hughes (1994), (7) Hughes & Tanaka (1992), (8) Elbaz, Arnaud & Böhringer (1995), (9) Böhringer (1998), (10) Pierre et al. (1996), (11) Allen et al. (1996), (12) Tucker et al. (1998), (13) Andreani et al. (1999), (14) Schindler et al. (1997), (15) Neumann & Böhringer (1997), (16) Donahue (1999), (17) Donahue (1996), (18) Hattori et al. (1998), (19) Gioia et al. (1999) (20) Donahue et al. (1998), (21) Ebeling et al. (1999b), (22) Hattori et al. (1997) (23) Holzappel et al. (1997a) (24) Edge et al. (1994)

qualité avec laquelle la température électronique peut être restituée à partir de leur observation en submillimétrique (cf. Chap. 6).

Le tableau 3.2 est organisé de la façon suivante :

Colonne 1 : Nom de l'amas.

Colonne 2 : Redshift.

Colonne 3 et 4 : Ascension droite et déclinaison données pour l'équinoxe 2000.

Colonne 5, 6 et 7 : Luminosité X de l'amas dans les bandes d'énergie 0.1-2.4 keV, 1-10 keV (5,6) et luminosité bolométrique X (7).

Colonne 8 et 9 : Température du gaz suivant l'hypothèse d'isothermalité. Pour les amas à *cooling flow*, la température est corrigée des effets du refroidissement (Allen et Fabian, 1998).

Colonne 10 et 11 : Paramètres du profil- β : β et r_c .

Colonne 12 : Densité électronique centrale. Quand elle n'était pas directement disponible dans la littérature, elle a été estimée à partir de la masse totale, de la fraction de gaz et du profil- β . Pour MS1054 et WARPS0152 ces données n'étaient pas disponibles. Nous leur avons attribué la valeur moyenne de n_e sur l'échantillon, en excluant du calcul de cette moyenne la plus petite (A2142) et la plus grande (RXJ1347) valeur : $\langle n_e \rangle = (10.7 \pm 5.3) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

Colonne 13 : Références.

3.6.2 Mesures de l'effet SZ

Le tableau 3.3 compile, pour la sélection d'amas précédente, les résultats des observations SZ effectuées en direction de ces sources. Tous les amas de l'échantillon n'ont pas été observés et/ou détectés. Ce tableau est organisé de la façon suivante :

Colonne 1 : Nom des sources.

Colonne 2 : Longueur(s) d'onde d'observation.

Colonne 3 : Décrément/Incrément de température mesuré.

Colonne 4 : Paramètre de comptonisation mesuré.

Colonne 5 et 6 : Paramètre de comptonisation estimé à partir des paramètres X donnés dans la table 3.2. La colonne 6 correspond à une estimation utilisant la valeur de la température du gaz obtenue après correction de l'effet du *cooling flow* (colonne 9 du tableau 3.2).

Colonne 7 : H_0 estimée à partir des mesures en SZ et en X.

Colonne 8 : Références pour les mesures SZ.

A partir des caractéristique présentées dans le tableau 3.2, en supposant un profil- β pour la distribution du gaz et en utilisant les spectres SZ exacts, nous avons calculé les valeurs du paramètre de comptonisation à partir des valeurs des décréments de température rapportés dans la littérature.

Les valeurs de ΔT_{RJ} ont été corrigées des différences existant entre les paramètres physiques de l'amas (T_g , β , r_c), que nous avons adoptés (cf. Tab. 3.2), et ceux utilisés dans la littérature. Si un spectre SZ approximé avait été supposé pour son estimation, nous aurions appliqué une correction intégrant les effets relativistes en utilisant un spectre SZ exact. Ces opérations ont été effectuées sur la valeur de y quand elle était disponible à la place de ΔT_{RJ} .

3.6.3 Mesures de distances et constante de Hubble

Comme, il a été présenté dans le chapitre précédent (cf. Sec. 2.6.2), il est possible d'estimer la valeur de la constante de Hubble par l'analyse combinée des données X et SZ relatives aux amas de galaxies. Le meilleur moyen de minimiser les erreurs induites par cette méthode est de travailler de manière statistique.

Nous avons considéré le sous échantillon d'amas pour lesquels nous disposons d'une estimation de H_0 (cf. Tab. 3.3). Nous disposons de 8 déterminations pour 7 sources (deux estimations existent pour A2218). Nous avons effectué une moyenne statistique pondérée par les erreurs de chacune de ces déterminations. Notre estimation de H_0 est :

$$H_0 = 46 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$$

où l'erreur est donnée à 68% de confiance. Cette détermination est compatible à 1σ avec celle

TAB. 3.3 – Caractéristiques d'un échantillon d'amas chauds et brillants.

Amas	λ (mm)	ΔT_{RJ} (μK)	y_{SZ} (10^{-4})	y_X	$y_{cooling}$ (10^{-4})	H_0 (km/s/Mpc)	Ref.
A2029	–	–	–	1.69	1.87	–	–
A478	9.4	-375 ± 28	0.74 ± 0.05	1.27	1.56	32^{+18}_{-14}	(1)
A2142	9.4	-437 ± 25	0.87 ± 0.05	1.65	1.77	48^{+43}_{-29}	(1)
A2218	28.0	-750 ± 200	1.41 ± 0.38	1.06	–	< 102	(2)
	8.3	-680 ± 190	1.37 ± 0.38	–	–	54^{+51}_{-21}	(3)
	14.8	-620 ± 80	1.19 ± 0.15	–	–	65^{+21}_{-25}	(4)
A1689	1.1/1.4/2.1	–	3.51 ± 0.55	2.97	3.07	–	(5)
A665	2.1	–	2.73 ± 1.08	1.66	–	–	(6)
	14.8	-370 ± 70	0.71 ± 0.13	–	–	45^{+12}_{-12}	(7)
A2163	0.63/1.1/1.4/2.1	–	3.42 ± 0.46	3.67	–	71^{+47}_{-27}	(8)
A2390	–	–	–	2.97	4.27	–	–
A1835	–	–	–	2.84	3.40	–	–
ZW3146	–	–	–	1.4	2.47	–	–
1E0657	2.0	–	2.6 ± 0.8	5.65	–	53^{+38}_{-28}	(9)
RXJ1347	2.1	–	12.7 ± 3.1	7.38	20.9	–	(10)
CL0016+16	14.8	-1070 ± 169	2.05 ± 0.32	1.97	–	47^{+23}_{-16}	(11)
	10.0	-568 ± 51	1.10 ± 0.1	–	–	–	(12)
	2.1	–	2.53 ± 0.62	–	–	–	(5)
MS0451	2.1	–	–	3.76	–	–	–
CL2236	–	–	–	1.56	–	–	–
RXJ1716	–	–	–	0.97	–	–	–
MS1054 ^(a,b)	2.1	–	2.6 ± 0.4	6.96	–	–	(13,14)
WARP0152 ^(a)	2.1	–	1.81 ± 0.7	1.78	–	–	(14)
AXJ2019 ^(a)	2.1	–	< 6.2	1.85	–	–	(14)

^(a) La valeurs mesurée de y a été obtenue avec les données du photomètre DiaBolo (cf. Sec. 3.6)

^(b) La limite sur le paramètre de comptonisation est donnée à 3σ .

(1) Myers *et al.* (1997), (2) Uyaniker *et al.* (1997), (3) Tsuboi *et al.* (1998), (4) Birkinshaw & Hughes (1994), (5) Holzapfel *et al.* (1997a) (6) Désert *et al.* (1998) (7) Birkinshaw, Hughes & Arnaud (1991), (8) Lamarre *et al.* (1998), (9) Andreani *et al.* (1999), (10) cf. Papier I (page 79), (11) Hughes & Birkinshaw (1998), (12) Carlstrom, Joy & Grego (1996), (13) Holder (équipe BIMA/OVRO) communication privée, (14) Mesures DiaBolo (resultats préliminaires, cf. Chap. 4

de Birkinshaw (1999) obtenue par la même méthode sur un échantillon de 9 amas: $H_0 = 60 \pm 20$ km/s/Mpc. Elle s'accorde aussi à 3σ avec celle tirée des observations du HST (1998): $H_0 = 72 \pm 9$ km/s/Mpc.

Dans un avenir proche, la nouvelle génération de satellites X va permettre l'obtention de cartes à très haute résolution d'amas de galaxies. Il en sera de même en ce qui concerne les cartographies SZ avec l'instrumentation au sol. L'amélioration de la qualité des déterminations individuelles et l'augmentation de leur nombre va permettre de minimiser les erreurs de façon significative sur l'estimation de H_0 par cette méthode. Un échantillon d'une trentaine d'amas devrait être suffisant pour l'obtention de H_0 à mieux que 10% près (Sulkanen, 1999).

3.6.4 Propriétés du gaz

A partir des caractéristiques X de chacun des amas de l'échantillon précédent, il est possible de déterminer la masse de gaz contenue dans l'amas, ainsi que la masse gravitationnelle. Le rapport de ces deux masses conduit à l'estimation de la fraction de gaz, f_{gaz} (cf. Sec. 2.6.1). Nous avons effectué cette opération suivant la triple hypothèse isothermalité – équilibre hydrostatique – profil- β . Nous avons estimé la masse totale et la masse de gaz respectivement à partir des expressions 2.12 et 2.16 et déduit la valeur de f_{gaz} pour chacun des amas. La moyenne statistique des valeurs obtenues sur l'échantillon donne alors une estimée de la fraction de gaz.

Parce que la densité électronique entre en compte dans le calcul de la masse de gaz, nous avons exclu MS1054 et WARP0152 de cette détermination statistique de f_{gaz} . En effet, ne disposant pas d'estimation de n_e pour ces deux sources, nous leur avons attribué une valeur arbitraire (cf. Sec. 3.6.1).

A partir de 16 valeurs, nous avons obtenu :

$$f_{gaz} = 26.2 \pm 15.2\%$$

La dispersion des valeurs de la fraction de gaz des amas de notre échantillon correspond à l'erreur statistique sur la moyenne de l'échantillon. Si elle est relativement importante et ne permet donc

TAB. 3.4 – *Masses et fractions de gaz*

Amas	M_{gas} ($10^{14} M_{\odot}$)	M_{tot}	f_{gaz} (%)
A2029	1.03	5.19	19.86
A478	0.85	5.14	16.64
A2142	1.32	6.00	21.99
A2218	0.72	4.76	15.27
A1689	1.40	7.77	18.02
A665	1.14	5.71	19.88
A2163	1.53	8.61	17.72
A2390	1.21	6.71	18.02
A1835	1.73	5.62	30.77
ZW3146	0.89	4.50	19.87
1E0657	1.99	10.40	19.08
RXJ1347	2.01	5.71	35.15
CL0016+16	1.36	6.34	21.46
MS0451	1.83	6.54	27.90
CL2236	0.56	4.47	12.66
RXJ1716	0.78	2.63	30.01
MS1054	3.71	7.35	50.44
WARP0152	1.51	4.04	37.30
AXJ2019	0.41	8.34	4.99

pas une détermination précise de f_{gaz} , elle situe néanmoins la valeur de cette fraction de gaz dans l'intervalle des valeurs généralement déduites de ce genre d'études (cf. Sec. 2.6.1).

3.7 conclusion

Le traitement approximatif de l'effet SZ thermique présente un certain nombre d'avantages : il est résumé par une simple formule analytique (Eq. 3.8), les positions du point d'effet thermique nul et des pics positif et négatif sont indépendantes de la température, l'intensité de ces pics est régie par le paramètre de comptonisation, y , qui est proportionnel à la température du gaz et à la colonne densité électronique sur la ligne de visée.

Cependant, il apparaît clairement que le comportement faiblement relativiste des électrons du milieu intergalactique doit être inclu dans le traitement de l'effet SZ. Ce comportement est d'autant plus important que la température du gaz est grande, ce qui se retranscrit directement sur les spectres SZ par un effet de température maximum dans le submillimétrique. Actuellement, les développements technologiques des instrumentations infrarouges et millimétriques permettent des mesures de plus en plus précises du signal SZ. Pour la meilleure interprétation possible de ces données, il est indispensable d'utiliser un traitement théorique adéquat, afin d'éviter la propagation d'erreurs importantes dans les résultats.

Une nouvelle fois, aux vues des expressions des brillances X et SZ (cf. Eq. 3.16), il convient d'insister sur leurs dépendances respectives en $n_e^2 T_g^{-1/2}$ et $n_e T_g$. Ces émissions donnent donc des images différentes de la répartition de matière et de la structuration thermique du milieu intra-amas.

Nous disposons ainsi d'outil théorique adéquat pour une analyse précise des données SZ, pressenties pour apporter des informations sur les régions extérieures de l'amas.

Chapitre 4

Mesures d'effet SZ avec DiaBolo

Jusqu'à aujourd'hui, la plupart des mesures de l'effet SZ en direction des amas de galaxies a été obtenue dans le domaine centimétrique (1-15 cm) avec des radio-télescopes. Ces détecteurs ont été facilités par la maîtrise de l'instrumentation et des méthodes d'observations radio. Aujourd'hui, les détecteurs d'effet SZ en radio sont nombreuses (Birkinshaw, 1999).

Plus rares sont les observations millimétriques. A ces longueurs d'onde les détecteurs hétérodynes sont remplacés par des détecteurs bolométriques plus adaptés. Le développement de ces techniques et de leurs technologies à ces longueurs d'onde sont plus récentes. Elles permettent de mesurer l'effet SZ au voisinage de son pic négatif. Ce type de mesures a été réalisé avec le photomètre SuZIE¹ à 1.1, 1.4 et 2.1 mm (Wilbanks et al., 1994; Holzapfel et al., 1997a; Holzapfel et al., 1997b; Holzapfel et al., 1997c), un photomètre italien installé au foyer du SEST à 1.2 et 2 mm (Andreani et al., 1996; Andreani et al., 1999), ainsi que DiaBolo (présenté ci-après) à 1.2 et 2.1 mm.

Les détecteurs submillimétriques sont quant à elles encore plus rares et relativement récentes : avec le télescope embarqué en ballon stratosphérique PRONAOS² en direction de l'amas A2163 (Lamarre et al., 1998), avec SCUBA en direction de RXJ1347-1145 (Komatsu et al., 1999). La difficulté de ces mesures réside dans le signal astrophysique dont l'émission SZ n'est pas forcément la composante dominante (poussières galactiques et intergalactiques par exemple). De plus, la sensibilité des détecteurs à ces longueurs d'onde est actuellement inférieure à celle des détecteurs millimétriques.

Nous allons dans ce chapitre nous attacher à décrire le photomètre DiaBolo et certains des résultats issus de ses observations.

4.1 Le photomètre DiaBolo

DiaBolo est un spectro-photomètre millimétrique à deux voies, dont les longueurs d'onde centrales sont 1.2 (voie 1) et 2.1 mm (voie 2). Instrument sol, DiaBolo à jusqu'à présent été installé au foyer des radio-télescopes suivants : MITO³ situé à Testa Grigia en Italie, POM-2⁴ sur le plateau de Bure en France et le radio-télescope de 30 mètres de l'IRAM à Pico Veleta en Espagne. DiaBolo est un instrument conçu et exploité par le LAOG⁵ (Grenoble), le CRTBT⁶ (Grenoble), l'IAS⁷ (Orsay) et le CESR⁸ (Toulouse). Nous allons donner ici une description relativement succincte de DiaBolo. Nous renvoyons à Benoit et al. (1999) pour sa description technique complète. La figure 6.2 présente une vue de DiaBolo (a) installé au foyer du télescope de 30 m de l'IRAM (b).

4.1.1 Le système optique

L'optique chaude intrinsèque à DiaBolo est constituée d'une unique lentille en polyéthylène. Les optiques froides sont aussi en polyéthylène et sont maintenues à 4 K (température de l'hélium liquide). La figure 4.2 présente les coupes horizontale et verticale du cryostat de DiaBolo. Le signal pénètre dans le cryostat par une pupille froide. Il est collimaté par une lentille (LC1) associée à un diaphragme (DC1). Une grille dichroïque repartit le signal entre la voie 1 par réflexion et la voie 2 par transmission. Pour chaque voie, un miroir (MV) replie le faisceau vers une lentille (LV) qui le focalise sur l'entrée d'un cône de Winston associé à chacun des bolomètres. Le signal est filtré fréquentiellement avant détection. Les réponses des filtres sont tracées sur la figure 4.5.

1. Les différents instruments, auxquels il est fait référence, ont été décrits dans le chapitre 3, (page 50).

2. *PROjet NATional d'Observations Submillimétriques*

3. *Millimetric Telescope Observatory*

4. *Petit Observatoire Millimétrique 2*

5. *Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble*

6. *Centre de Recherche en Très Basses Températures*

7. *Institut d'Astrophysique Spatiale*

8. *Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements*

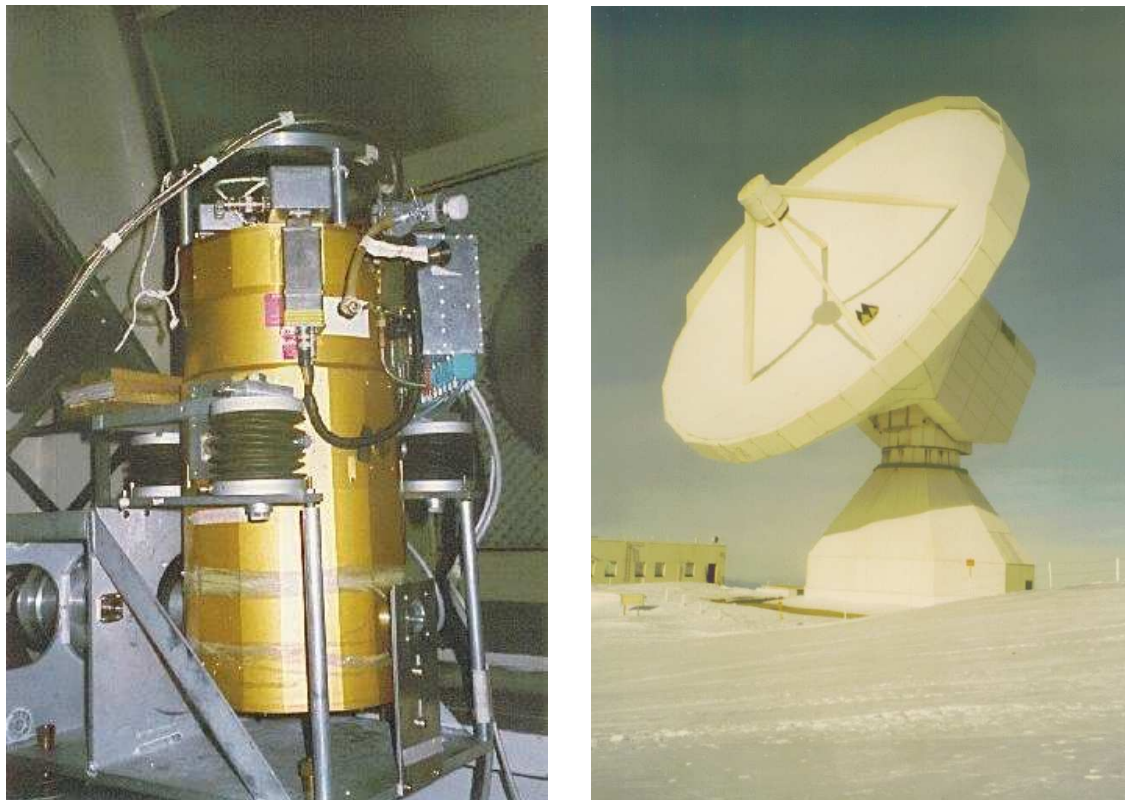


FIG. 4.1 – *DiaBolo* installé au foyer du télescope de 30 m de l'IRAM (Pico Veleta, Espagne).

4.1.2 Le système cryogénique

Développé par le CRTBT à Grenoble (Benoit et al., 1994; Benoit et Pujol, 1994), le système cryogénique permet de refroidir les détecteurs à une température de 0.1 K de façon à baisser le bruit de détecteur au plus proche du bruit de photons. La platine des détecteurs est maintenue à 0.1 K par un système à dilution de l' ${}^3\text{He}$ dans l' ${}^4\text{He}$. Sur le retour du mélange, un cycle Joule-Thomson ouvert assure un second niveau thermique de 1.8 K. La température de l'enceinte du cryostat est celle de l'hélium liquide, soit 4 K (Fig. 4.3). La contenance du cryostat en hélium assure une autonomie d'environ trois jours.

Sa compacité fait de *DiaBolo*, en termes de développements technologiques, une plateforme test pour de futures expériences ballons ou satellites submillimétriques et millimétriques. Le cryostat et le banc de dilution actuel de *DiaBolo* constituent un prototype de laboratoire pour les systèmes équivalents devant équiper l'instrument Planck-HFI⁹. Un instrument équivalent équipe aussi l'expérience ballon Archeops, dont le premier vol a eu lieu en Juillet 99 et dont le second est prévu pour juillet 2000.

⁹ *High Frequency Instrument* (cf. Sec. 6.2.1, page 107)

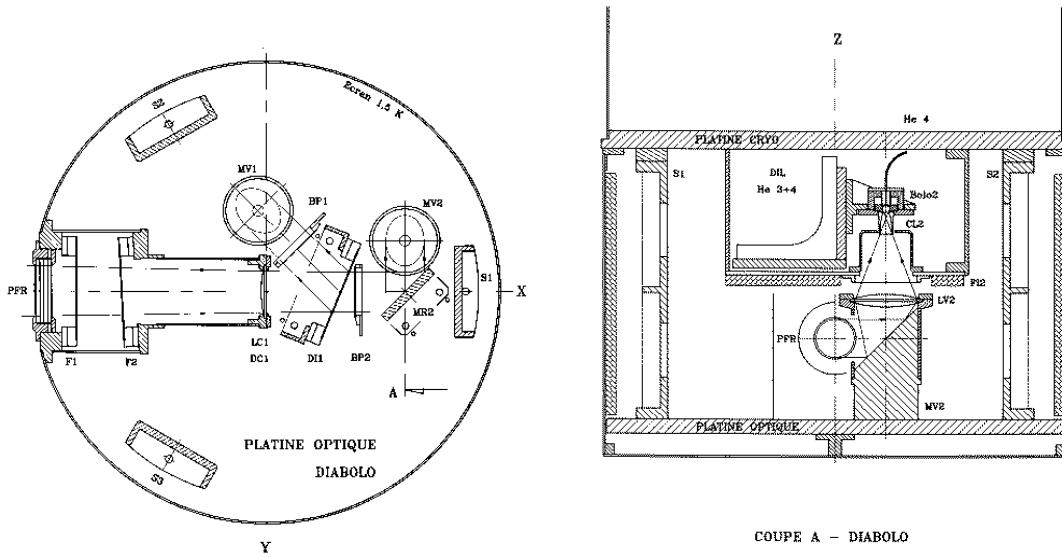


FIG. 4.2 – Schémas de l'optique froide de DiaBolo en coupe horizontale (gauche) et en coupe verticale (droite).

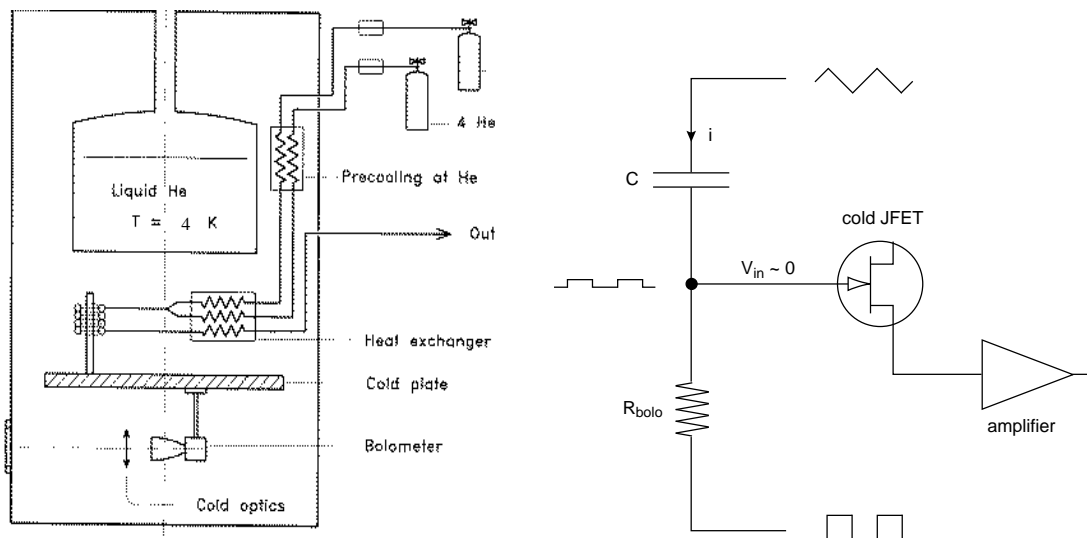
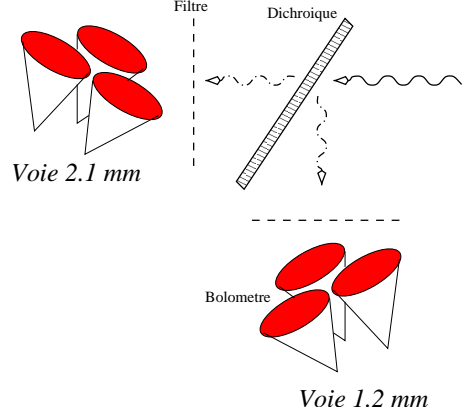


FIG. 4.3 – Schémas du système cryogénique (gauche) et du système électronique de lecture des bolomètres (droite).

4.1.3 Le système de détection

Les détecteurs sont des bolomètres (cf. Sec. 3.5.2). Ils sont agencés en mini-matrices de trois éléments par voie sous forme de triangle équilatéral. Chaque bolomètre d'une voie est coaligné avec son homologue de la seconde voie. Ainsi, la même zone du ciel est observée simultanément aux deux longueurs d'ondes. Un bolomètre permet de mesurer un signal proportionnel à la puissance totale qu'il absorbe. Le système de lecture de ce signal à été développé au CESR (Fig. 4.3). Il permet d'effectuer une modulation électronique en sortie des bolomètres sans que le signal de modulation n'induit de perturbation de la thermique des bolomètres et par conséquent sans addition de bruit. Cette modulation permet l'élimination d'un bruit basse fréquence (Gaertner et al., 1997).



4.2 Observations avec DiaBolo

4.2.1 Atmosphère et modulation

En général, DiaBolo est utilisé au foyer d'un télescope équipé d'un miroir secondaire vibrant (MITO, IRAM). Ce dernier permet la modulation spatiale du signal avant détection. Cette modulation est assurée par un balayage rapide en élévation en l'absence de secondaire vibrant (POM2). Cette opération est nécessaire pour s'affranchir de l'émission atmosphérique. L'émission atmosphérique millimétrique, bien que largement inférieure à celle à d'autres longueurs d'onde, n'en reste pas moins prépondérante au regard du signal astrophysique en provenance du milieu interstellaire ou du milieu intergalactique.

Basée sur l'hypothèse qu'il existe une corrélation du signal entre les deux positions du miroir durant une période d'oscillation, cette modulation est effectuée à une fréquence voisine de 1 Hz (IRAM) et une amplitude de $150''$. Les deux voies de DiaBolo sont centrées sur deux fenêtres atmosphériques. La figure 4.5 présente les bandes passantes de DiaBolo ainsi que l'émissivité de l'atmosphère aux longueurs d'onde d'observation.

Pour un signal astrophysique source $I_\nu(0)$, observé au temps t dans une direction faisant un angle θ avec celle du zénith, le signal détecté peut s'exprimer :

$$\begin{aligned}
 I_\nu(\theta) &= I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(\theta,t)} & (1) \\
 &+ \Delta\tau_\nu(\theta,t)e^{-\tau_\nu(\theta,t)}B_\nu(\bar{T}) & (2) \\
 &+ B_\nu(\bar{T})(1 - e^{-\langle\tau_\nu(\theta)\rangle t}) & (3)
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

où $\tau_\nu(\theta,t) = \tau_\nu(0,t)/\sin\theta$ est l'épaisseur optique zénithale à la fréquence ν et au temps t . $B_\nu(\bar{T})$ est la fonction de Planck pour une température moyenne \bar{T} de l'atmosphère.

- (1) Le continuum de l'émission atmosphérique est éliminé par la modulation du secondaire vibrant. La figure 4.4 montre le signal avant (a) et après (b) démodulation.
- (2) Le résidu de l'émission atmosphérique est soustrait par décorrélation du signal entre les deux voies (cf. Sec. 4.3.3). Cette méthode ne porte pas préjudice à l'intégrité du signal astrophysique qui dans le cas de l'effet SZ est, pour ce qui est de la partie thermique, quasiment nul à 1.2 mm.
- (3) L'atténuation du signal astrophysique par l'atmosphère est corrigée en calculant pour chaque position son épaisseur optique au moment de l'observation grâce aux *skydip*, séquences d'observations de l'atmosphère permettant la caractérisation de $\tau_\nu(\theta,t)$ pour une élévation donnée (Désert et al., 1998).

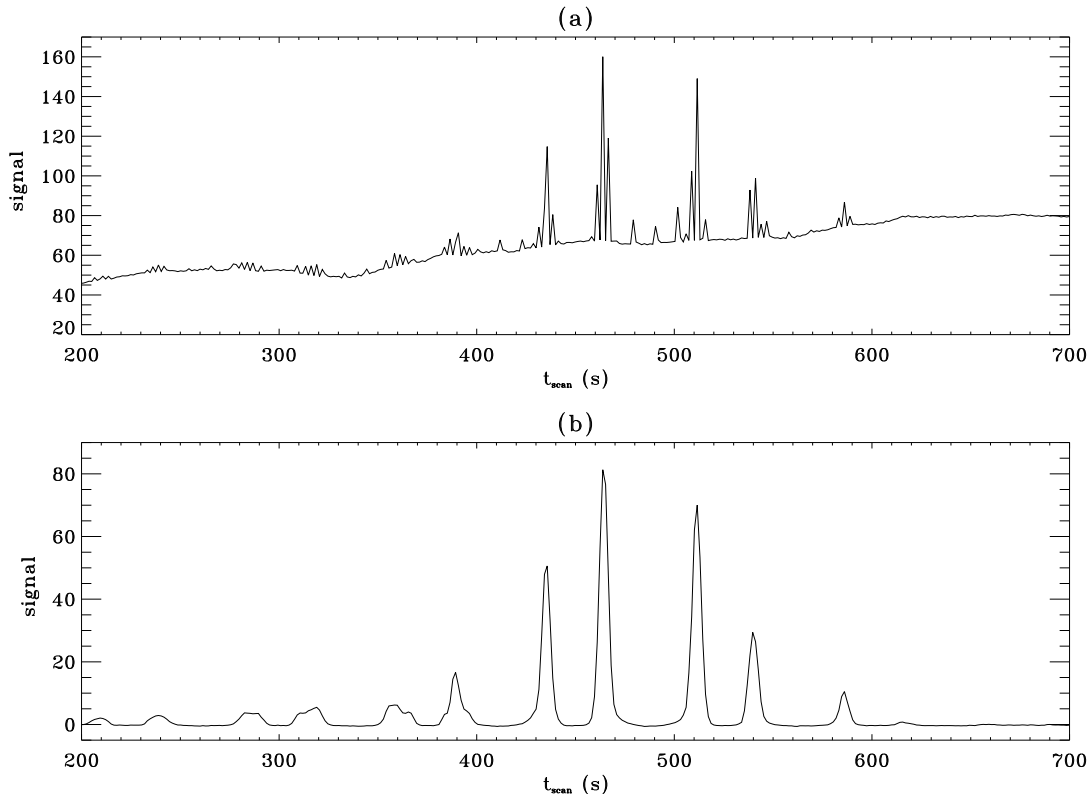


FIG. 4.4 – Illustration de la démodulation du signal mesuré par DiaBolo lors d’une séquence de cartographie de Mars en 1999. Le signal temporel brut (a) est démodulé et filtré (b).

4.2.2 Campagnes et sites d’observations

DiaBolo a vu ses premières lueurs en Mai 1994 au foyer du télescope du MITO. Tout comme le 30 m de l’IRAM, ce télescope possède un miroir secondaire vibrant permettant d’effectuer une modulation du signal avant détection. Avec un diamètre de 2.6 m, ce télescope a permis d’atteindre une résolution, FWHM¹⁰, de 7.5 arcmin (Benoit, 1999).

Durant les hivers de 1995 à 1999, POM2, qui peut être considéré comme le “camp de base” de DiaBolo, a permis de tester les améliorations qui ont été apportées au photomètre, qu’elles soient instrumentales (nouvelle optique froide, ajout d’une optique chaude, apport d’amortisseurs, passage aux mini-matrices de bolomètres,...) ou informatiques (mise au point et amélioration des programmes d’acquisition et de traitement des données).

L’absence de miroir secondaire vibrant sur POM2 est un réel handicap. Dans ce cas, un balayage rapide en élévation est substitué à la modulation spatiale du miroir secondaire vibrant. Nous avons pu constater que cette technique entraînait l’addition de bruits microphoniques. En effet, DiaBolo est fixé juste derrière l’antenne de POM2 et suit donc tous les mouvements du télescope¹¹. La résolution angulaire atteinte sur ce télescope est de 4.5 arcmin pour les 2.5 m de diamètre du miroir primaire. La recherche de l’effet SZ dans les amas de galaxies n’est donc possible que pour des amas très étendus (A2163, Coma, A2218,...). Jusqu’à présent, cette recherche reste infructueuse.

L’observation de sources galactiques est de fait toujours relativement plus aisée, le signal étant beaucoup plus important. Par contre, la résolution de 4.5 arcmin de POM2 est tout à fait adaptée à l’étude des anisotropies du FRC. Nous ne sommes par ailleurs pas limités en terme de temps d’intégration. Bien que la détection d’anisotropies du FRC par DiaBolo ne soit pas encore effective,

10. Full Width Half Maximum

11. Nous avons essayé un balayage en azimut. Les bruits de microphonie obtenus étaient alors supérieurs à ceux du balayage en élévation.

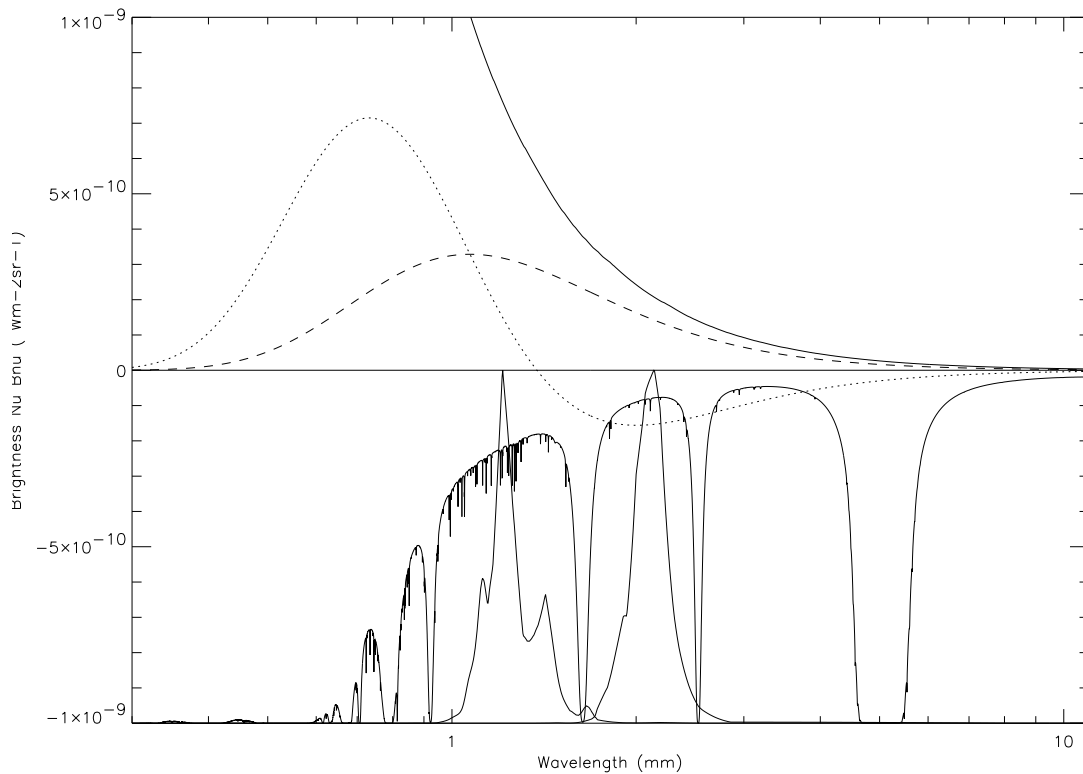


FIG. 4.5 – Bandes passantes de DiaBolo superposées à la transmission atmosphérique (bas de la figure). La partie haute montre la situation des voies DiaBolo par rapport à un spectre SZ, thermique (ligne pleine) et cinétique (ligne pointillée). La courbe pleine en gris représente l'aile Raileigh-Jeans d'un spectre de poussières type.

les tentatives faites dans cette direction ont permis le développement d'outils et de méthodes de traitement de données propres à ce type d'observations, et qui s'inscrivent dans la droite ligne de la préparation de la mission Planck Surveyor (Delabrouille, 1998).

DiaBolo a aussi été utilisé au foyer du télescope de 30 mètres de l'IRAM durant les hivers 1996, 1997 et 1999. Bien que limitée dans le temps, chacune de ces campagnes a été fructueuse. En effet, la taille du télescope permet d'obtenir une résolution uniquement limitée par la taille des cônes de Winston placés en avant des bolomètres, soit 30 arcsec en 1996 et 22 arcsec en 1997 et 1999. Dans cette configuration, DiaBolo est actuellement le seul photomètre millimétrique atteignant cette résolution. C'est un avantage, aussi bien pour l'étude du milieu interstellaire (cartographie du détail de la structure des régions froides) que pour celle du milieu intergalactique (observation d'amas lointains lumineux inaccessibles par les autres instruments pour cause de dilution dans le lobe instrumental.)

4.2.3 Objectifs scientifiques

DiaBolo est adapté à la détection de toutes les émissions millimétriques. Cependant, il a été spécialement conçu dans le but d'observer l'effet SZ en direction des amas de galaxies. Les deux bandes photométriques sont respectivement centrées à 1.2 au voisinage du point d'effet thermique nul pour les mesures de vitesses particulières et à 2.1 mm sur le pic négatif de l'effet thermique pour la mesure du paramètre de comptonisation, y (cf. Fig. 4.5). Sa sensibilité est à l'échelle des faibles signaux en provenance des amas : 0.4 mJy/lobe en 1 heure d'intégration à 2.1 mm (équivalent à $y = 3.7 \times 10^{-5}$). Par conséquent, les émissions du milieu interstellaire sont aussi détectables, les niveaux de flux étant alors largement plus élevés que ceux des amas.

Les émissions du milieu interstellaire, observables en millimétrique, proviennent des zones

denses et froides optiquement épaisses dans le visible. Elles constituent généralement des complexes moléculaires, lieux possibles pour la formation des étoiles. Ces régions contiennent notamment de la poussière sous forme de grains. Les propriétés thermodynamiques de ces grains sont telles qu'ils émettent en continu de l'infra-rouge au millimétrique comme un corps noir modifié. C'est l'aile Rayleigh-Jeans (RJ) de leur spectre, qui est observable en millimétrique. La poussière absorbe la lumière ultraviolette des étoiles qu'elle entoure et réémet ensuite en infrarouge. La poussière se trouve aussi sous forme de sources étendues diffuses dans toute la galaxie, ce sont les cirrus.

Comme il a été dit précédemment, les conditions physiques du milieu intergalactique en font un plasma complètement ionisé, dont l'émission principale se fait par rayonnement de freinage, en X (cf Sec 2.2.1, page 29). En millimétrique, le gaz intra-amas est observable indirectement via l'effet SZ. La difficulté réside dans la faiblesse du signal à détecter (quelques mJy). Ainsi, toute émission parasite, telle l'aile millimétrique du spectre d'une source radio, présente au sein de l'amas, rendra la mesure plus délicate. Les premières observations du milieu intergalactique avec DiaBolo ont été rapportées par Désert et *al.* (1998). Elles concernent les détections de trois amas, CL0016+16, A665 et A2163, lors de la campagne DiaBolo de 1996 au 30 m de l'IRAM.

Plus généralement dans le domaine de l'extragalactique, DiaBolo est aussi adapté à l'observation du FRC et de ses anisotropies.

4.3 Observation de RXJ1347-1145

Cette section présente les observations de l'amas RXJ1347-1145, obtenues lors de la campagne de décembre 1997 sur le télescope de 30 m de l'IRAM. RXJ1347-1145 est l'amas de galaxies le plus lumineux en X connu jusqu'à maintenant.

4.3.1 RXJ1347-1145

RXJ1347-1145 est un amas aux propriétés physiques exceptionnelles. Il a été détecté en X à partir des observations des instruments PSPC et HRI du satellite ROSAT et celles des instruments GIS et SIS du satellite ASCA (Schindler et al., 1995; Schindler et al., 1997).

ROSAT (*R*öntgen *S*ATellite) est un satellite X ayant permis l'observation d'un grand nombre d'amas. Il est équipé de deux instruments, le PSPC (*P*osition *S*ensitive *P*roportional *C*ounter) et le HRI (*H*igh *R*esolution *I*mager), opérant dans la bande d'énergie 0.1–2.4 keV. HRI permet l'imagerie X à la résolution angulaire de 6".

ASCA (*A*dvanced *S*atellite for *C*osmology and *A*strophysics) est un satellite dont le but principal est la spectroscopie X. Ses instruments GIS (*G*as *I*maging *S*pectrometers) et SIS (*S*olid-state *I*maging *S*pectrometers) sont des spectromètres à haute résolution fonctionnant respectivement dans les bandes d'énergie 0.7–10 keV et 0.4–10 keV.

L'utilisation combinée de ces instruments pour l'observation de RXJ1347-1145 est complémentaire. La résolution spatiale est fournie par HRI pour le détail de la structure X du milieu intergalactique. GIS et SIS permettent une spectroscopie efficace du gaz indispensable à la détermination de sa température et de sa métallicité.

RXJ1347-1145 est situé à un redshift de $z = 0.451$, sa luminosité bolométrique est égale à 21×10^{45} erg/s, faisant de lui l'amas le plus lumineux aux longueurs d'onde X connu actuellement. L'ajustement d'un profil- β (cf. Eq. 2.6) aux données ROSAT a permis de déterminer son rayon de coeur angulaire $\theta_c = 8.4'' \pm 1.8''$ et $\beta = 0.56 \pm 0.04$. Cet amas présente un profil X extrêmement piqué, mettant en évidence un très fort *cooling flow* (cf. Sec. 2.5). Le taux d'accrétion de masse correspondant est supérieur à 3000 M_\odot /an dans un rayon de 29". Schindler et al. (1995) ont rejeté l'hypothèse d'une contamination par une source X située au centre de l'amas, qui expliquerait en partie sa très forte luminosité. La métallicité de RXJ1347-1145 (0.33 ± 0.10) est standard pour un amas de galaxies. Les données spectroscopiques d'ASCA ont permis de décrire l'émission bremsstrahlung du gaz et d'en déduire sa température $T_g = 9.3_{-1.0}^{+1.1}$ keV et sa densité électronique $n_e = 0.094 \text{ cm}^{-3}$. La masse de gaz a été estimée à partir du profil- β : $M_{gas}(r < 1\text{Mpc}) = 2.0 \times 10^{14} M_\odot$. L'hypothèse de l'équilibre hydrostatique (cf. Sec. 2.4.2) conduit à l'estimation de la masse totale $M_{tot}(r < 1\text{Mpc}) = 5.8 \times 10^{14} M_\odot$. De ces deux quantités, on déduit la fraction de masse de gaz dans l'amas: $f_{gas}(r < 1\text{Mpc}) = 34\%$.

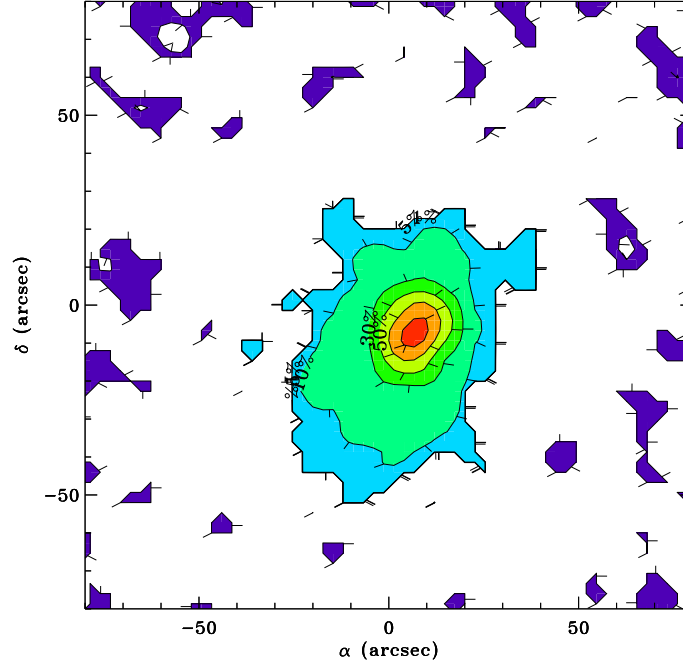


FIG. 4.6 – Carte de RXJ1347-1145 obtenue avec ROSAT-HRI. Le temps de pose est d'environ 35 ksec. Les contours sont indiqués en pourcentage du maximum d'émission, par ordre croissant : 1%, 5%, 10%, 30%, 50%, 70% et 90%.

α [HRI]	$13^{\text{h}}47^{\text{m}}31^{\text{s}}$
δ [HRI]	$-11^{\circ}45'11''$
redshift	0.451
$L_X(\text{bol})$ [HRI]	$21 \pm 4 \times 10^{45}$ erg/s
$L_X(0.1 - 2.4 \text{ keV})$ [HRI]	$7.3 \pm 0.8 \times 10^{45}$ erg/s
$L_X(0.7 - 9.0 \text{ keV})$ [GIS]	$7.6 \pm 0.1 \times 10^{45}$ erg/s
r_c	$8.4'' \pm 1.8''$ (57 ± 12 kpc)
β	0.56 ± 0.04
T_g	$9.3^{+1.1}_{-1.0}$ keV
n_e	0.094 cm^{-3}
Métallicité	0.33 ± 0.10 solaire
$M_{\text{gas}}(r < 1\text{Mpc})$	$2.0 \times 10^{14} M_{\odot}$
$M_{\text{tot}}(r < 1\text{Mpc})$	$5.8 \times 10^{14} M_{\odot}$
$f_{\text{gas}}(r < 1\text{Mpc})$	34%
Rayon du <i>cooling flow</i>	$29''$ (200 kpc)
Temps de refroidissement	$1.2 \times 10^9 \text{ ans}$
Taux d'accrétion de masse	$\geq 3000 M_{\odot}/\text{an}$

TAB. 4.1 – Propriétés physiques de l'amas RXJ1347-1145 (d'après Schindler (1997)).

Malgré son redshift, RXJ1347-1145 présente des propriétés exceptionnelles d'un système relativement bien relaxé. Cependant, un certain nombre d'incertitudes entache les données X. L'hypothèse de l'isothermalité du gaz mériterait d'être confirmée/infirmée observationnellement. La pauvre résolution spatiale d'ASCA ne permet pas cette observation sur un amas au profil aussi piqué. La luminosité est en partie due au *cooling flow*, néanmoins, compte tenu de la forte densité électronique du gaz, il est possible que cet amas ait une distribution relativement étendue. Cet aspect pourrait avoir échappé aux observations X du fait de la dépendance quadratique en n_e de l'émission *free-free*.

Les caractéristiques physiques de RXJ1347-1145 sont répertoriées dans le tableau 4.1. La figure 4.6 présente la carte obtenue avec ROSAT-HRI.

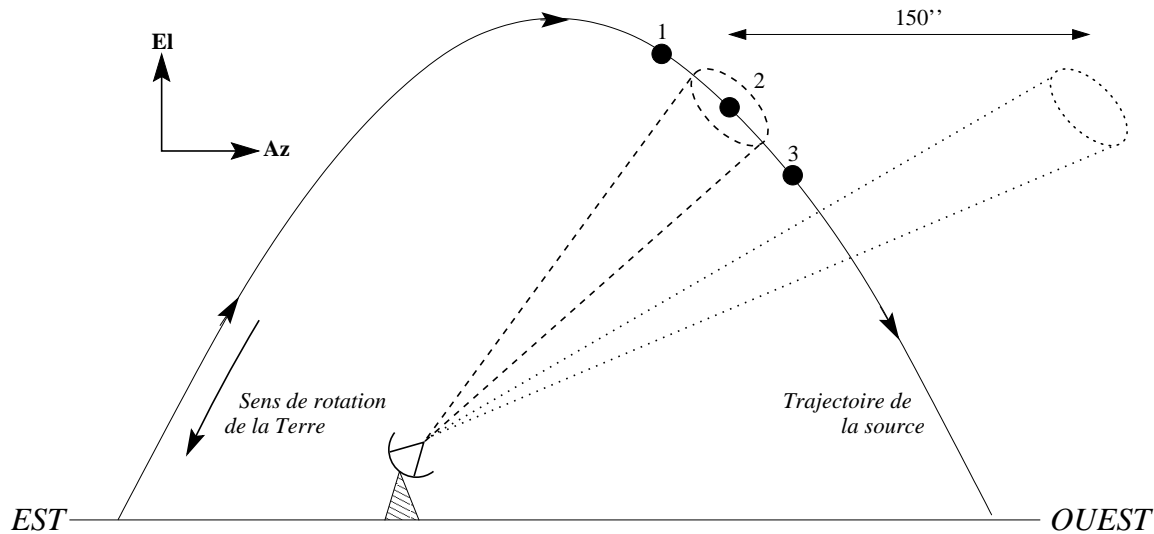


FIG. 4.7 – Schéma de principe du mode @amas. Pour toute la durée du balayage, le télescope est fixé (faisceau pointillé-gras). La source défile grâce à la vitesse de rotation de la Terre à $15 \cos \delta$ arcsec/sec à partir de la position (1) en début de balayage, jusqu'à la position (3) en fin, via la position (2) où elle passe dans le faisceau du télescope. La modulation de $150''$ est effectuée à élévation constante (faisceau en points) à 1 Hz.

4.3.2 Campagne de décembre 1997 à l'IRAM

Ces particularités faisaient de RXJ1347-1145 une source toute indiquée pour DiaBolo. Il a donc été observé pendant la campagne de décembre 1997 au 30 m de l'IRAM pendant une durée de 16 heures.

La procédure adoptée pour l'observation des amas (ie: @amas) inclut l'utilisation du miroir secondaire vibrant à une fréquence de 1 Hz et avec une amplitude de modulation de $150''$. En fixant le télescope en azimut et en élévation, l'utilisation de la rotation de la Terre permet d'effectuer un balayage de la source en ascension droite. Ainsi, une séquence de cartographie est réalisée en recalant le télescope de façon à ce qu'il pointe au milieu du balayage suivant et en le décalant en déclinaison de $5''$ par rapport au précédent. Chaque balayage constitue alors une ligne de la carte. Une séquence d'observation permet d'obtenir une carte de $120'' \times 55''$ dans les axes de coordonnées célestes (α, δ) . Cette méthode permet de minimiser les bruits de microphonie et le parasitage électromagnétique qui peuvent être produits par le fonctionnement des moteurs du télescope. La source est centrée alternativement dans le faisceau de modulation positif puis négatif, afin de soustraire les signaux parasites induits par l'environnement de l'antenne. La modulation s'effectuant en azimut, sa direction n'est pas alignée avec celle du balayage. D'autre part, l'amplitude de modulation est suffisamment grande devant la taille de l'amas afin que le champ de référence se trouve toujours hors de l'amas. Le principe du mode @amas est illustré sur la figure 4.7.

4.3.3 Procédure de réduction des données

La réduction des données comporte plusieurs étapes :

1. Un nettoyage des transients dus aux impacts des rayons cosmiques.
2. Une démodulation synchrone du signal prenant en compte la fréquence de modulation du miroir secondaire (cf. Fig. 4.4).
3. Une décorrélation entre les signaux de deux bolomètres ayant la même ligne de visée (un bolomètre de chaque voie) : le signal corrélé temporellement entre les signaux de la voie 1 et de la voie 2 est soustrait au signal de la voie 2. Ce signal corrélé est principalement dû à l'émission atmosphérique dont le comportement spectral est différent de celui de l'effet SZ. Cette soustraction ne porte donc pas préjudice à la détection de ce dernier. Néanmoins, l'action de cette décorrélacion est prise en compte dans la modélisation du signal.

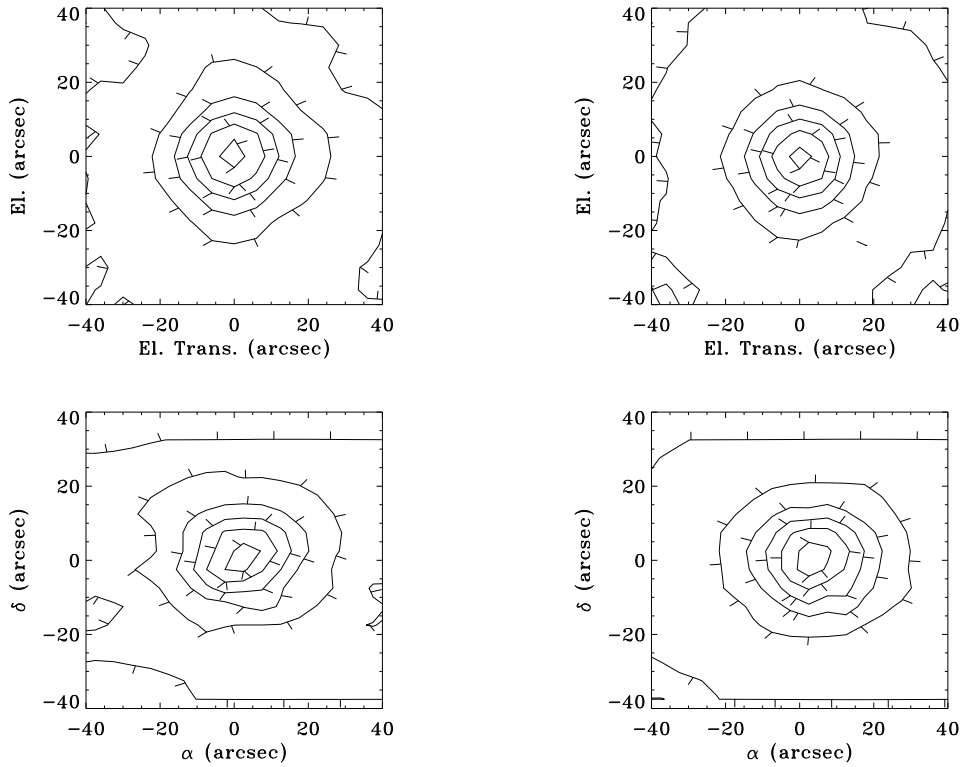


FIG. 4.8 – Lobes de DiaBolo au foyer du 30 mètres de l’IRAM à 1.2 mm (a) et à 2.1 mm (b) obtenus à partir d’une cartographie de Mars (supposée source ponctuelle). (c) et (d) Observation d’une source ponctuelle (3C273) suivant le mode d’observation @amas, utilisant la rotation de la Terre (télescope fixe). La source est légèrement allongée en raison de la vitesse de balayage naturelle (15 arcsec/sec pour une source proche de l’équateur).

4. Une correction de l’opacité de l’atmosphère est effectuée à partir de la mesure de la puissance totale du bolomètre. L’opacité du ciel est étalonnée à partir de *skydip*, des sondages de l’atmosphère réalisés en faisant varier l’élévation du télescope (Désert et al., 1998).
5. Le bruit basse fréquence des détecteurs est éliminé par soustraction d’une ligne de base supportée par 60% des données d’un balayage: 30% à chacune des extrémités.
6. Chaque carte produite par une séquence d’observation est rééchantillonnée sur une grille régulière en (α, δ) . On corrige ainsi des effets de rotation de champs des bolomètres dans le référentiel Nasmyth du télescope.
7. Une carte moyenne est obtenue pour chacun des bolomètres en sommant les cartes résultant des différentes séquences d’observation. Certaines de ces cartes ont été exclues de cette moyenne à partir du moment où la valeur *rms*, de pixel à pixel, de leur signal se trouvait être supérieure à 1.5 fois la médiane des valeurs *rms* de l’ensemble des cartes pour un bolomètre. Les cartes exclues correspondent à des observations réalisées dans des conditions météorologiques défavorables.
8. Une carte finale est obtenue pour chaque voie (1.2 mm et 2.1 mm) par sommation des cartes moyennes des trois bolomètres d’une voie.

4.3.4 Lobes et Etalonnages

La validation de la qualité du pointage d’une source a été effectuée par des cartographies régulières de sources de référence comme Mars, Saturne, Uranus, certains quasars (3C273, 3C84) et certaines sources galactiques en fonction de leur visibilité au moment de l’observation. Nous

avons choisi d'utiliser les observations de Mars pour caractériser les lobes de DiaBolo et pour effectuer l'étalonnage photométrique du signal.

En Décembre 1997, le diamètre apparent de Mars était de 5". Par rapport au lobe de DiaBolo, Mars peut donc être considérée comme une source ponctuelle. L'erreur absolue sur l'étalonnage photométrique ainsi obtenu ne dépasse pas 25% à 1.2 mm et 15% à 2.1 mm.

Les largeurs à mi-hauteur (FWHM) déduites à partir des observations de Mars sont de 24" et 22" à 1.2 mm et 2.1 mm respectivement. De part sa proximité de la Terre, la vitesse propre apparente de Mars est importante. Elle rend sa cartographie en (α, δ) dans le mode d'observation @amas délicate. Mars a donc été cartographiée en azimut-élévation, (az, el) , avec une vitesse de balayage plus faible que celle du mode d'observation des amas.

La vitesse de balayage du mode @amas est suffisamment grande en comparaison de la période de modulation du miroir secondaire vibrant pour que le signal soit étalé dans la direction du balayage (ie: l'ascension droite). Ainsi le lobe DiaBolo dans ce mode d'observation est asymétrique et a pour FWHM, dans le référentiel (α, δ) , 28" à 1.2 mm et 22" à 2.1 mm. Cette déformation a été mesurée expérimentalement par les observations d'un quasar, 3C273, dont la déclinaison ($\sim 2^\circ$) est proche de celle de RXJ1347-1145. La figure 4.8 présente les lobes DiaBolo pour chacun des modes d'observation.

A partir du signal électrique et de la forme des lobes, le principe de l'étalonnage peut se formuler de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Source étendue :} \\ U(\bar{\nu}) = C_\nu \int_{\Delta\nu} \tau_\nu(\nu) I_\nu(\nu) d\nu \int_{\vec{\Omega}} P(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega}) L(\vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' \\ \\ \text{Source ponctuelle :} \\ U(\bar{\nu}) = C_\nu \int_{\Delta\nu} \tau_\nu(\nu) I_\nu(\nu) d\nu \int_{\vec{\Omega}} \delta(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega}) L(\vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' \end{array} \right. \quad (4.2)$$

où $U(\bar{\nu})$ est le signal mesuré en Volts. C_ν est le coefficient d'étalonnage pour la fréquence $\bar{\nu}$. Il permet le passage des unités de mesure aux unités astrophysiques. Pour une source étendue de profil normalisé $P(\vec{\Omega}' - \vec{\Omega})$ ou une source ponctuelle, l'intensité spécifique I_ν est intégrée dans le lobe normalisé de l'instrument $L(\vec{\Omega}')$ et sur la bande passante $(\Delta\nu)$ après correction de la transmission normalisée du filtre $\tau_\nu(\nu)$.

4.3.5 Caractérisation du bruit

Afin de valider le niveau de bruit obtenu à la fin de la chaîne de traitement de données, nous avons caractérisé sur un "champ vide" l'évolution du niveau de bruit en fonction du temps d'intégration. Ce champ correspond en fait à la direction de la source VLA1312+4237, $(\alpha, \delta)_{2000} = (13^h 12^m 17^s, 42^\circ 37^m 30^s)$, pour laquelle aucun signal n'a été mis en évidence par DiaBolo.

Richards et al. (1997) ont rapporté la détection dans cette direction d'un décrétement de $13.9 \pm 3.3 \mu\text{Jy}$ ($-250 \pm 60 \mu\text{K}$) à 8.44 GHz lors d'une observation au VLA. Le champ de vue correspond à une partie du HDM¹² et avait été préalablement observé au VLA à 8.44 GHz (Windhorst et al., 1995). Il contient deux quasars dont la distance angulaire ($90''$), les formes différentes de leur absorption L_α , tout comme la forme de leur continuum excluent l'hypothèse d'une double image d'un même objet par un effet de lentille gravitationnelle. Les observations ROSAT-HRI n'ont pas révélé de contrepartie X et font de ce décrétement de type SZ un *amas sombre*. Richards et al. (1997) le situent à un redshift de $z = 2.56$, ce qui semble être confirmé par la présence à des redshifts équivalents d'une concentration de sources L_α autour des deux Quasars (Campos et al., 1999). Campos et al. ont estimé la probabilité, pour que cette concentration à de tels redshifts soit aléatoire, à 5×10^{-5} . Ils ont suggéré que les objets associés à ces émissions L_α et le décrétement SZ pourraient faire partie d'une grande structure, telle un filament ou un proto-amas.

VLA1312+4237 a été l'une des cibles d'observation de la campagne DiaBolo 1997 au 30 m de l'IRAM. Nous avons intégré dans sa direction ($1^h 12^m 17^s, 42^\circ 37^m 30^s$)₂₀₀₀ durant 20 heures. Aucun

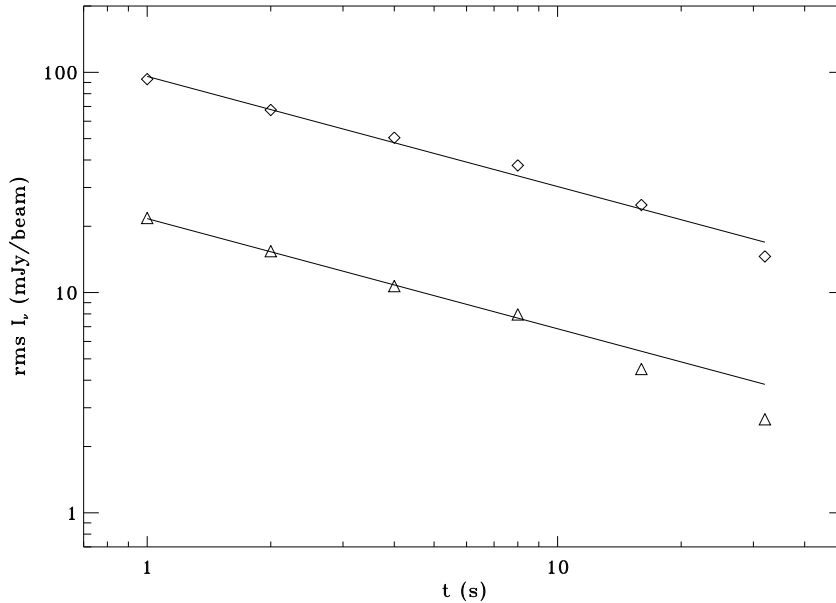


FIG. 4.9 – Evolution de la sensibilité de DiaBolo en fonction du temps d’intégration pour la voie 1 (losanges) et la voie 2 (triangles) pour des pixels de $5'' \times 5''$. Les droites en traits pleins représentent les meilleurs ajustements dans le cas d’un bruit blanc (ie: le bruit diminue en \sqrt{t}).

décroissement significatif n’est ressorti de notre analyse des données. La limite supérieure à 3σ en terme de paramètre de Comptonisation est $y < 1.5 \times 10^{-4}$. Cette valeur reste compatible avec celle déduite du décroissement à 8.44 GHz, $y = (4.6 \pm 1.1) \times 10^{-5}$, si l’on suppose le signal de type SZ thermique. Si par contre le signal est de type SZ cinétique, la valeur attendue pour la vitesse particulière de la source est $v_p \sim 2500$ km/s (pour un milieu d’épaisseur optique $\tau = 0.01$), ce qui correspond à un paramètre de comptonisation de $y = 0.7 \times 10^{-4}$. Le profil obtenu sur ce champ VLA1312+4237 a été tracé sur la figure 2 du papier I (page 79).

Disposant d’un champ “vide” correspondant à une durée de 20 heures d’observation, nous avons choisi de l’utiliser pour étudier l’évolution du bruit avec le temps d’intégration. L’ensemble des observations du champ VLA1312+4237 représente 287 cartes (séquences). Cet ensemble est divisé en blocs, dont les données sont moyennées pour donner une carte correspondant à un temps d’intégration fixé. En augmentant la taille du bloc de façon à augmenter le temps d’intégration, il est ainsi possible d’étudier la dispersion du signal moyen sur des jeux de données indépendantes. Bien sur, plus le temps d’intégration augmente et plus la statistique du nombre de bloc diminue. Le temps d’intégration maximum obtenu est de 5 heures, et correspond à la moyenne de 64 séquences. Nous avons aussi pu vérifier que l’évolution du bruit se faisait en racine carré du temps d’intégration (ie: bruit blanc, cf. Fig. 4.9). Nous avons ainsi pu vérifier que les valeurs du bruit interpolées à des temps d’intégration équivalents de ceux obtenus sur RXJ1347-1145 étaient cohérentes avec les barres d’erreurs dérivées du traitement des données.

4.3.6 Résultats

Cartes et profils

La figure 4.10 présente la carte du coeur de RXJ1347-1145 à 2.1 mm. Cette carte met en évidence un très fort effet SZ en direction de RXJ1347-1145. Cependant, sa position est décalée d’environ $25''$ par rapport à celle du maximum d’émission X (contours HRI sur la carte). Si l’effet SZ correspondant est thermique, le paramètre de comptonisation associé est de l’ordre de 10^{-3} . Nous allons montrer que ce décalage peut être expliqué par la présence d’une source radio (sa

position est marquée par un point sur la carte) dont l'émission positive millimétrique comblerait en partie celle négative de l'effet SZ. Ceci permet de comprendre l'asymétrie présentée par le profil en ascension droite de l'amas (Fig. 4.11).

Modélisation de l'émission SZ

Nous avons choisi de modéliser la distribution spatiale du milieu intergalactique par un profil- β avec pour caractéristiques celles dérivées des observations X (cf. Table 4.1). Nous coupons la distribution du gaz à un rayon de $r_{lim} = 15r_c$. La brillance de surface peut alors s'exprimer sous la forme :

$$I(\bar{\nu}, \vec{\Omega}) = y \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) SZ(\nu, T_g) d\nu \int_{\vec{\Omega}} P(\vec{\Omega}) L(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' \quad (4.3)$$

où $\vec{\Omega}$ est la direction visée par le télescope, $\tau(\nu)$ est l'efficacité (normalisée) de la bande passante et $SZ(\nu, T_g)$ est la densité spectrale exacte de l'effet SZ thermique pour un paramètre de comptonisation unité (solution de l'équation intégrodifférentielle 3.1.3, page 41). $P(\vec{\Omega})$ est la distribution angulaire normalisée de l'amas (intégrale en chaque point le long de la ligne de visée du profil- β , calculée numériquement).

Contamination par les source ponctuelle

Deux sources radio ont été détectées dans le NVSS¹³ à proximité de RXJ1347-1145 (Condon et al., 1998). L'une d'elle est particulièrement proche du centre de l'émission X et est probablement associée à la galaxie cD centrale, $(\alpha, \delta)_{2000} = (13^h 47^m 30.67^s, -11^\circ 45^m 8.6^s)$. Cette source a été observée au VLA, à OVRO et au NRO respectivement à 1.4, 28.5 et 105 GHz. Komatsu et al. (1999) ont compilé ces observations et en ont déduit le spectre radio suivant :

$$F_\nu(\bar{\nu}) = (55.7 \pm 1.0) \left(\frac{\bar{\nu}}{1\text{GHz}} \right)^{-0.47 \pm 0.02} \text{ mJy} \quad (4.4)$$

où $\bar{\nu}$ est la fréquence centrale de la bande photométrique. Nous avons fait l'hypothèse que cette loi de puissance restait valable dans le millimétrique. Cette hypothèse est légitime dans la mesure où les profils spectraux de l'émission des radio-sources sont extrêmement variés et qu'il est difficile de faire ressortir de la compilation de nombreuses observations de radio-sources un profil universel.

Nous sommes maintenant en mesure d'extrapoler le flux de cette source à 2.1 et 1.2 mm :

$$\begin{cases} F_\nu(1.2\text{mm}) = 3.7 \pm 0.4 \text{ mJy/lobe} \\ F_\nu(2.1\text{mm}) = 4.9 \pm 0.5 \text{ mJy/lobe} \end{cases}$$

Parce que cette contribution ne peut être négligée, nous avons inclu dans notre modélisation une composante due à cette source ponctuelle. Elle peut s'exprimer de manière analogue à celle de l'effet SZ :

$$I(\bar{\nu}, \vec{\Omega}) = \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) F_\nu(\nu) d\nu \int_{\vec{\Omega}} \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_{radio}) L(\vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \quad (4.5)$$

13. NRAO VLA Sky Survey, NRAO: National RadioAstronomical Observatory

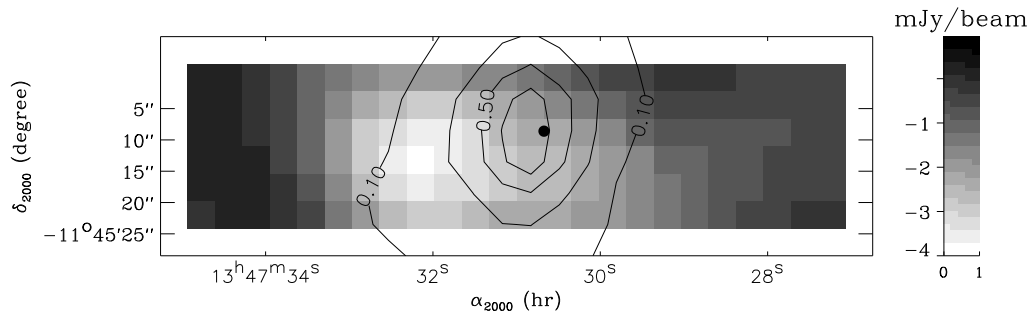


FIG. 4.10 – Carte de la région centrale de RXJ1347-1145 à 2.1 mm. La carte a été filtrée par une gaussienne de 25" de FWHM. Le bruit sur la carte est de l'ordre de 1 mJy/lobe. L'émission X est superposée sous forme de contours. Le point indique la position de la source ponctuelle radio.

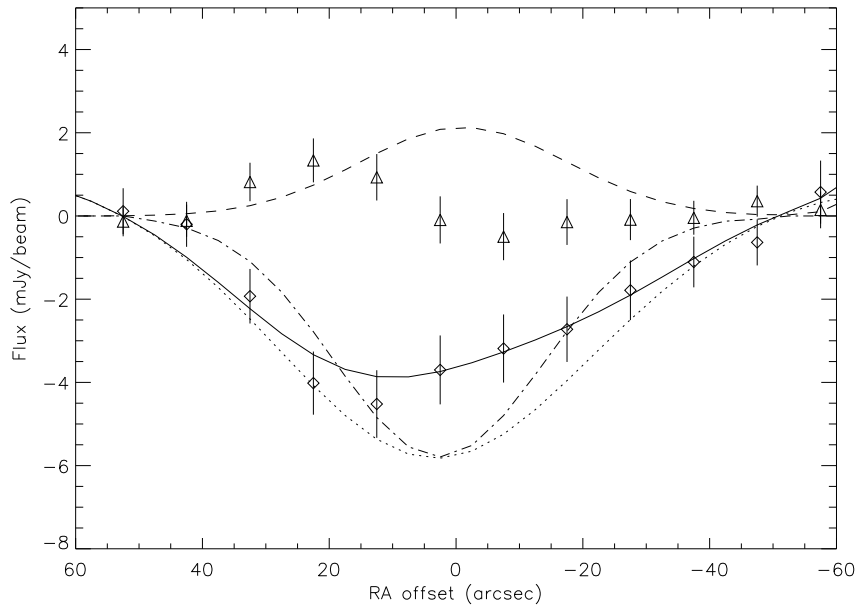


FIG. 4.11 – Profil en ascension droite de RXJ1347-1145 à 2.1 mm (Le profil a été filtré par une gaussienne de 25" de FWHM). Les données sont tracées avec leurs barres d'erreurs associées à 1σ . Le meilleur ajustement (ligne pleine) combine une composante SZ (ligne en points) et une composante de source ponctuelle (ligne pointillée). La courbe en tirets-points correspond à une source ponctuelle ayant la même amplitude que le décrétement SZ. Elle montre que le signal SZ observé est plus étendu qu'une source ponctuelle. Le profil obtenu en direction du champ de VLA1312+4237 (cf. Sec. 6.3.1) est tracé pour indiqué le niveau de sensibilité de DiaBolo.

Simulations et ajustement

De façon à reproduire le plus fidèlement les données, nous avons effectué des simulations d'observations sur la carte modèle décrite par l'équation 4.3. Chaque séquence d'observation a été reproduite en prenant en compte les informations de pointage et de la modulation due au miroir secondaire vibrant. Le jeu de données ainsi obtenu a été traité de la même façon que celui des données réelles en suivant les différentes étapes décrites dans la section 4.3.3. Le profil final ainsi obtenu à 2.1 mm a été ajusté aux données par une méthode de maximum de vraisemblance, en laissant libre le paramètre de comptonisation et le flux de la source radio.

Soit un modèle \mathcal{M} contenant $\vec{p} = (p_1 \dots p_n)$ paramètres. Il est ajusté à un jeu de m données \mathcal{D} dont les erreurs associées sont Σ . La probabilité d'obtenir \vec{p} sachant (\mathcal{D}, Σ) et \mathcal{M} est directement proportionnelle à la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\vec{p})$:

$$\mathcal{L}(\vec{p}) \equiv P(\mathcal{D}, \mathcal{M} \mid \vec{p}) \quad (4.6)$$

Considérons la loi de distribution des erreurs entre le modèle et les données. En supposant que la statistique du bruit associé aux mesures est gaussien, cette distribution des erreurs suit la loi du χ^2 . La probabilité d'obtenir l'échantillon \mathcal{D} est alors:

$$\mathcal{L}(\vec{p}) = \prod_{i=1}^m \exp -\frac{(D_i - M_i(\vec{p}))^2}{\Sigma_i^2} \quad (4.7)$$

En d'autres termes, la fonction de vraisemblance s'écrit $\mathcal{L} = \exp(-\chi^2/2)$. Dans certains cas, les contraintes imposées sur les paramètres peuvent être exprimées sous forme de lois de probabilité \mathcal{B} . La probabilité $P(\mathcal{D} \mid \vec{p}, \mathcal{M})$ s'obtient alors par une analyse bayésienne de la loi de distribution des paramètres (Knödlseeder, 1997):

$$P(\mathcal{D} \mid \vec{p}, \mathcal{M}) = \prod_{j=1}^n B_j(\vec{p}) \mathcal{L}(\vec{p}) \quad (4.8)$$

Trouver les paramètres optimaux sachant \mathcal{D} (ie: les plus probables) revient à maximiser la fonction de vraisemblance.

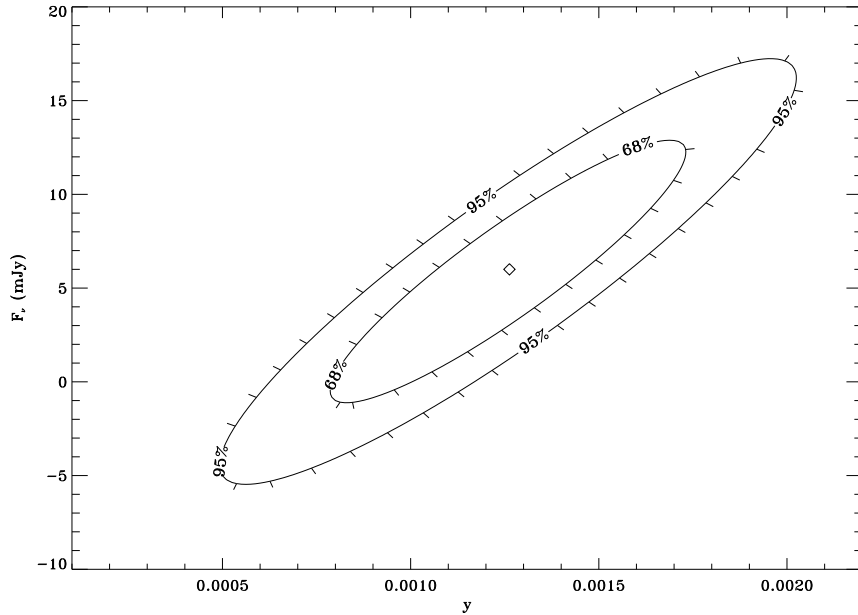
Dans le cas des données de RXJ1347-1145, les valeurs correspondantes au meilleur ajustement sont obtenues pour un χ^2 réduit de 1.3:

$$\begin{cases} y = 12.7_{-3.1}^{+2.9} \times 10^{-4} \\ F_\nu(2.1 \text{ mm}) = 6.1_{-4.8}^{+4.3} \text{ mJy/beam} \end{cases}$$

Les barres d'erreur sont données à 68% de confiance (cf. Fig. 4.12). Le profil en ascension droite correspondant au meilleur ajustement est présenté sur la figure 4.11 (courbe pleine). Il reproduit l'asymétrie du profil des données, due à la contribution (positive) au signal de la radio-source, qui remplit donc en partie le décrétement SZ. Le flux déduit à 2.1 mm est compatible avec la valeur extrapolée à partir du spectre radio.

En second lieu, nous avons fixé la contribution de la radio-source à la valeur extrapolée à 2.1 mm à partir de l'expression 4.4, soit $F_\nu(2.1 \text{ mm}) = 4.9$ mJy. De plus, le paramètre de comptonisation et le rayon de coeur de l'amas ont été laissés libres. Pour un χ^2 réduit de 1.2, nous avons obtenu:

$$\begin{cases} y = 13.2_{-2.6}^{+0.2} \times 10^{-4} \\ \theta_c < 22'' \text{ à } 3\sigma \end{cases}$$


 FIG. 4.12 – Fonction du vraisemblance dans le plan (y, F_ν) .

Nos données ne sont pas suffisantes pour contraindre le rayon de coeur de façon significative. Notre limite supérieure à 3σ s'accorde cependant à la valeur déduite des données X. Notre difficulté à déterminer le rayon de coeur peut s'expliquer par la limitation de la taille de la carte, et ce malgré la modélisation rigoureuse de la procédure d'observation. Une cartographie plus étendue de RXJ1347-1145 permettra de contraindre plus fortement cette détermination (cf. Sec. 4.4.2).

Les valeurs obtenues pour le paramètre de comptonisation dans les deux cas sont cohérentes.

4.3.7 Discussion

Notre détection confirme que RXJ1347-1145 est un amas très chaud et massif. Nous avons mesuré dans sa direction le plus fort décroissement SZ jamais observé.

Notre valeur du paramètre de comptonisation $y = 12.7_{-3.1}^{+2.9} \times 10^{-4}$ est deux fois supérieure à la valeur extrapolée des données X: $y_{Xray} = (7.3 \pm 0.7) \times 10^{-4}$. Comme $y \propto n_e T_g r_c$, notre valeur de y sous tend soit une colonne densité $n_e r_c$, soit une température plus grande d'un facteur deux. Si l'on utilise la température du gaz déduite des spectres X, la masse correspondante est donc quasiment deux fois plus importante que celle estimée à partir des observations X. Ce résultat s'accorde avec les déterminations faites par des méthodes de lentilles gravitationnelles (Fischer et Tyson, 1997; Sahu et al., 1998). Cependant notre incertitude sur y ne nous permet pas de conclure définitivement dans ce sens.

Il est aussi possible que la température soit plus grande. Le flux X est dominé dans cet amas par le très fort *cooling flow* en son centre. De ce fait, il est fort possible que ce dernier ait biaisé l'analyse X (rayon de coeur, température). Dans une analyse indépendante, Allen & Fabian (1998) ont tenu compte de l'émission du *cooling flow* et après correction de son effet, ont déduit une température du gaz de $T_g = 26.4_{-12.3}^{+7.8}$ keV. Ce résultat est compatible avec la valeur de la température nécessaire pour produire le décroissement observé avec DiaBolo: $T_g = 16.2 \pm 3.8$ keV, si l'on suppose dans ce cas que le produit $n_e r_c$ est celui déduit de l'analyse X. En supposant l'équilibre hydrostatique établi, l'augmentation de la température signifie une augmentation de la masse totale de l'amas et donc une diminution de la fraction de gaz (ie: si tous les autres paramètres restent inchangés). Pour $T_g = 16.2 \pm 3.8$ keV, la masse totale de RXJ1347-1145, calculée à partir de l'équation de l'équilibre hydrostatique (cf. Sec. 2.10), est $M_{tot}(r < 1\text{Mpc}) = (1.0 \pm 0.3) \times 10^{15} M_\odot$, correspondant à une fraction de gaz de $f_{gaz} = (19.5 \pm 5.8) \%$.

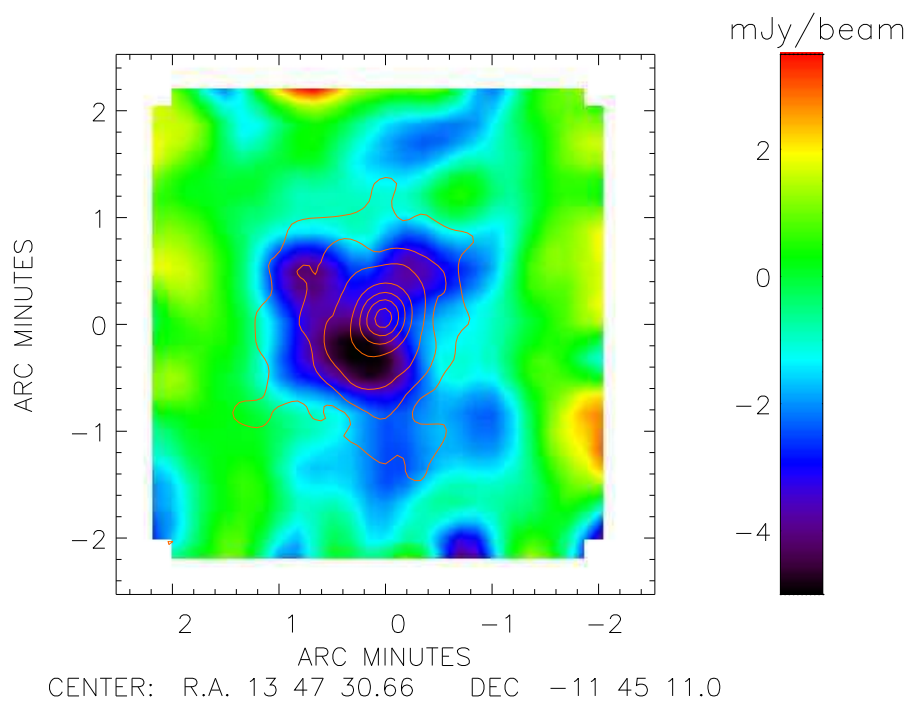


FIG. 4.13 – *RXJ1347-1145* vu par *DiaBolo* en 1999. Les contours correspondent à l'émission X pour les niveaux de 3, 5, 10, 30, 50, 70 et 90%.

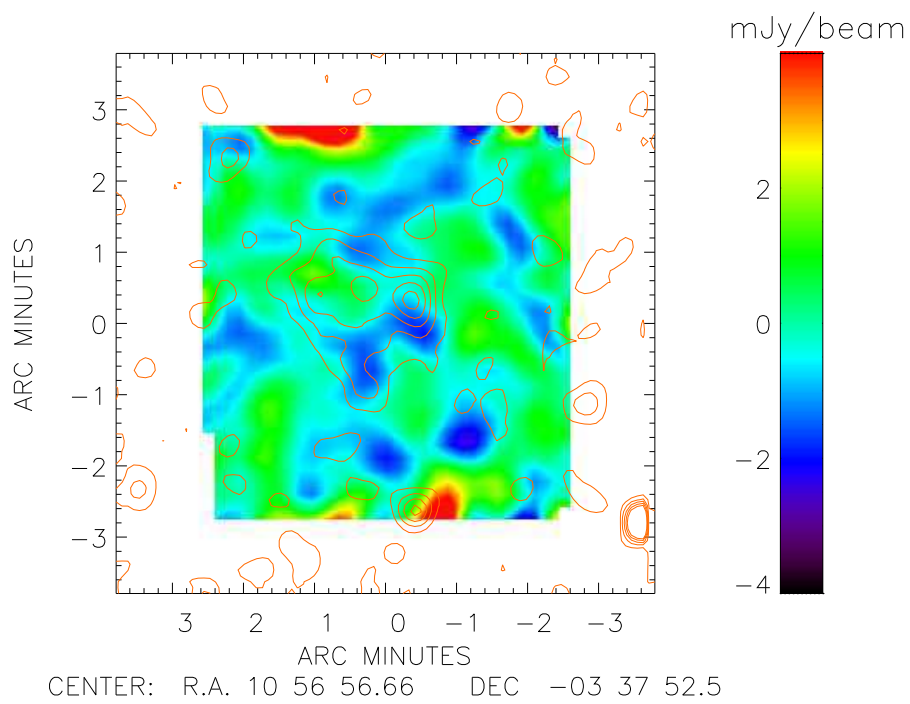


FIG. 4.14 – *MS1054* vu par *DiaBolo* (données 1999 et 2000). Les contours correspondent à l'émission X pour les niveaux de 3, 5, 10, 30, 50, 70 et 90%.

TAB. 4.2 – Amas Sources (1999)

Amas	z	$\Delta\alpha \times \Delta\delta$	$TI_{eff}^{(a)}$
RXJ1347-1145	0.451	$4' \times 4'$	16.5
MS 1054	0.829	$4' \times 4'$	17.0
Cl0152	0.833	$4' \times 0.7'$	1.4
PC 1643	$>2.8^{(b)}$	$4' \times 4'$	24.0

^(a) Temps d'intégration effectif en heures.

^(b) Kneissl, Sunyaev & White (1998)

4.4 Observations de Janvier 1999

4.4.1 Sources et stratégie d'observation

La stratégie d'observation adoptée lors de cette campagne est similaire à celle de 1997 moyennant quelques adaptations. Si nous avons conservé le principe de l'utilisation de la rotation de la Terre comme moteur du balayage de la source, nous avons cependant opté pour une couverture spatiale plus grande des sources, avec pour but la recherche d'émission étendue en direction des amas cibles (cf. table 4.2). Les cartes réalisées couvrent en général un champ de $4' \times 4'$.

RXJ1347-1145 La cartographie de la partie centrale de cet amas a révélé un très fort décroissement SZ. Il était donc légitime de chercher une émission étendue. D'autre part l'émission X, une fois corrigée de la contribution du fort *cooling flow*, laisse supposer la présence d'un halo de gaz très chaud (Allen et Fabian, 1998). Il était fondamental d'étendre la couverture de cette source de façon à confirmer notre détection (cf. Sec. 4.3.1).

MS1054 Détecté dans le EMSS, observé avec ROSAT, situé à un redshift de $z = 0.829$, cet amas est l'un des plus lointains connus (Donahue et al., 1999). Sa température de 12.3 keV en fait une source tout indiquée pour DiaBolo. Il est malgré sa distance relativement étendu, et sa cartographie X semble révéler un amas double.

WARPS0152 Détecté par Ebeling et al. (1999b), cet amas du WARPS (*Wide Angle ROSAT Pointed Survey*) n'a été observé que très peu de temps. Beaucoup moins chaud que MS1054, il est cependant lui aussi relativement étendu et la distribution de son émission X présente une certaine structuration.

PC1634 Jones et al. (1993; 1997) ont rapporté la détection à 5 GHz avec le Ryle télescope d'un décroissement SZ en direction d'un Quasar double. Cette détection n'a pas été confirmée par les 16 ks d'observations X de ROSAT-PSPC (Kneissl et al., 1998).

Les caractéristiques de ces amas sont détaillées dans la table 3.2 (page 52).

Des cartes de ces quatre sources ont été obtenues en suivant le processus de traitement de données décrit dans la section 4.3.3. Elles sont présentées à 2.1 mm (cf. Fig. 4.13, 4.14, 4.15, 4.16) après un filtrage par une gaussienne de $25''$ de FWHM (taille équivalente à celle du lobe).

4.4.2 Analyse préliminaire pour RXJ1347-1145

Pour cette analyse préliminaire des données 1999 de RXJ1347-1145 (cf. Fig. 4.13), nous n'avons pas effectué de modélisation aussi rigoureuse que précédemment (cf. Sec. 4.3.6). Nous avons utilisé un spectre SZ exact à 9.3 keV et ajusté un profil- β à la carte à 2.1 mm en laissant libre le paramètre de comptonisation et le rayon de coeur. La fonction de vraisemblance de cet ajustement est présentée sur la figure 4.17a et les paramètres optimaux correspondant à son maximum sont :

$$\begin{cases} y = 5.4_{-0.30}^{+0.38} \times 10^{-4} \\ r_c = 53.0_{-6.0}^{+9.4} \text{ arcsec} \end{cases}$$

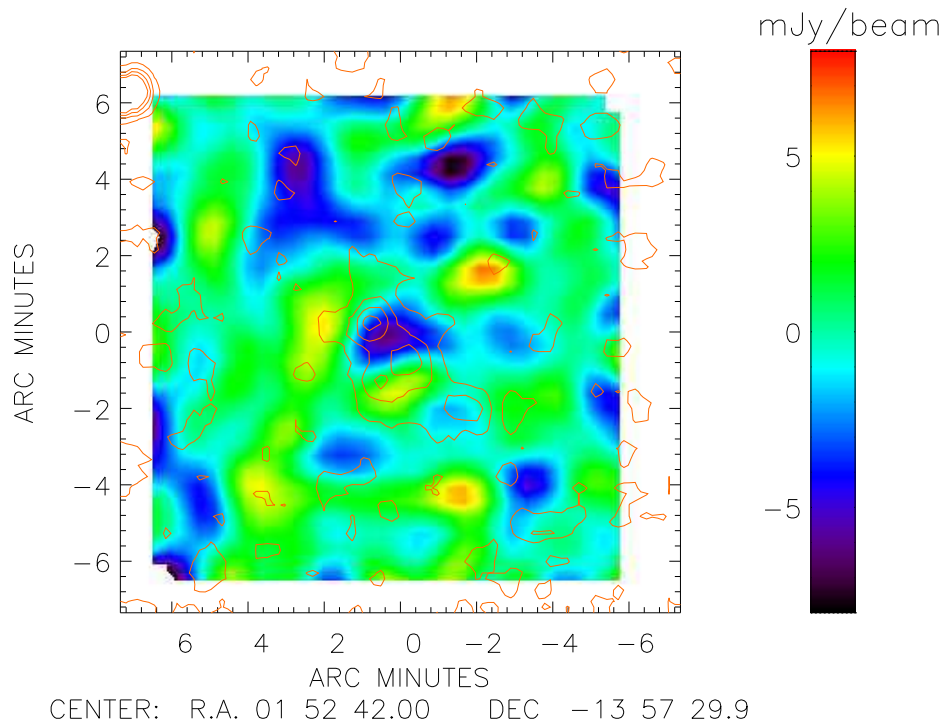


FIG. 4.15 – WARP0152 vu à 2.1 mm par *DiaBolo* (données 2000). Les contours correspondent à l'émission X pour les niveaux de 1, 10, 30, 50, 70 et 90%.

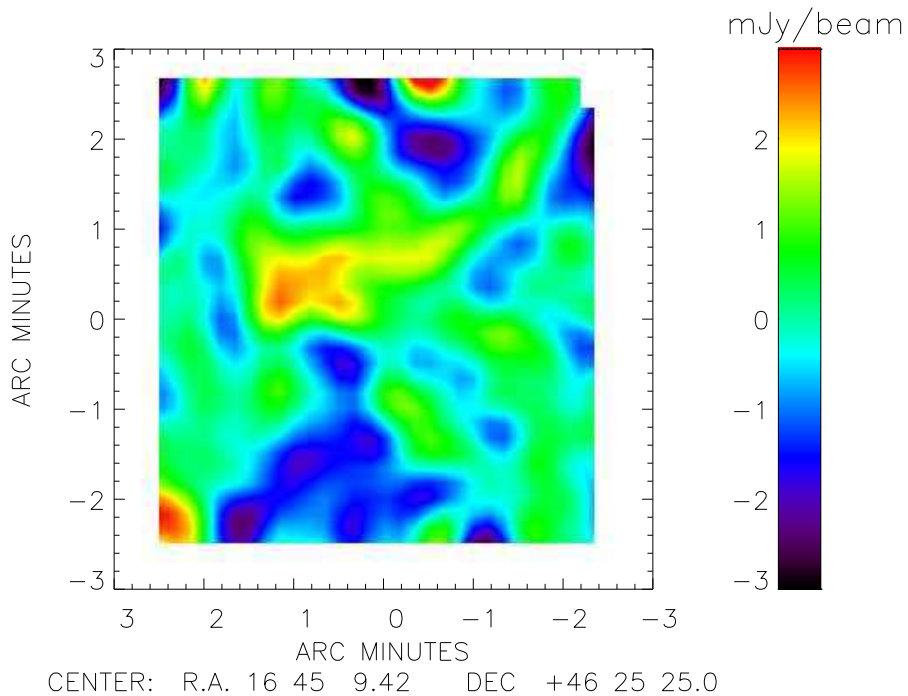


FIG. 4.16 – PC1643 vu par *DiaBolo* en 1999.

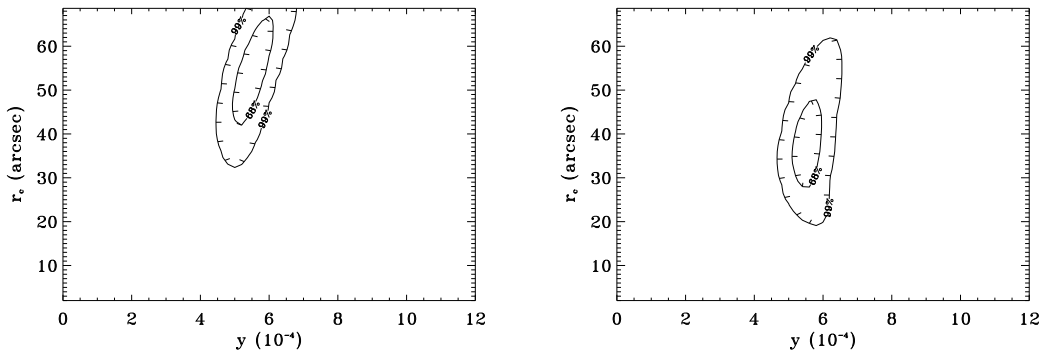


FIG. 4.17 – Contours à 68% et 99% de confiance dans le plan (y, θ_c) pour les données RXJ1347-1145 1999.

La valeur du paramètre de comptonisation est compatible à 95% de confiance avec celle déduite des données 1997. Elle confirme la forte intensité de l'émission SZ en direction de cet amas. La cartographie de $4' \times 4'$ nous permet déjà de fixer de fortes contraintes sur la valeur de r_c . Notre valeur est largement supérieur à celle déduite des X (ie: $8.4''$). Cette différence peut être due à la présence du *cooling flow* dont la contribution à la luminosité X de l'amas lui donne cet aspect extrêmement piqué. Comme nous l'avions escompté, nous avons mis en évidence une émission étendue en direction de l'amas, dont la source pourrait être attribuée à des régions peu denses et donc non détectées en X. La qualité de ces résultats confirme la nécessité d'effectuer des cartographies SZ étendues des amas.

En plus de la source radio proche du centre de l'amas, une deuxième est présente dans notre champ d'observation. Détectée comme la première dans le NVSS, son flux est de 20.4 ± 3.4 mJy à 1.4 GHz et elle se trouve au sud du maximum de l'émission X: $(\alpha, \delta)_{2000} = (13^h 47^m 30.11^s, -11^\circ 45^m 30.2^s)$. Cependant, il semble relativement difficile d'extrapoler la contribution que pourrait représenter cette source à 2 mm. Ainsi, nous avons négligé sa présence et comme nous l'avons fait dans la section 4.3.6, nous avons uniquement pris en compte la contributions de la radio source centrale dans l'ajustement des données. Nous lui avons attribué un profil de source ponctuelle. Son flux à 2.1 mm est déduit de son spectre radio (Komatsu et al., 1999): $F_1 = 4.9$ mJy. Suivant ces hypothèses, il est alors possible de soustraire cette contribution à la carte des données à 2.1 mm avant de lui ajuster un profil- β dans lequel sont restés libres l'amplitude (paramètre de comptonisation) et le rayon de coeur. Les valeurs de y et de r_c correspondant au meilleur ajustement sont obtenues pour un χ^2 de 1.04:

$$\begin{cases} y = 5.6^{+0.18}_{-0.29} \times 10^{-4} \\ r_c = 37.4^{+6.9}_{-6.4} \text{ arcsec} \end{cases}$$

Les valeurs de y et r_c ainsi obtenues sont compatibles avec les précédentes à 2σ . La prise en compte des contributions des sources radio tend à faire diminuer le rayon de coeur. La valeur déduite des observations SZ est néanmoins 8 fois supérieure à celle déduite des observations X. Cette valeur très élevée du rayon de coeur est peut être biaisé par la modélisation basique des données. Cette suggestion prêche en faveur d'une modélisation plus poussée des observations.

Dans tous les cas, ces résultats préliminaires confirment ceux obtenus à partir des données de 1997. Nous retrouvons l'important décrétement SZ en direction de RXJ1347-1145. De plus, nous avons détectée une émission étendue de l'amas. Un traitement détaillé est maintenant nécessaire afin de modéliser correctement la procédure d'observation, quantifier les contributions millimétriques des sources radio et caractériser la structure spatiale de l'amas.

Papier I:

*A Sunyaev-Zel'dovich map of the massive core of the
luminous X-ray cluster RXJ1347-1145*

Publication *ApJ (Lett.)*, 1999, 519, L115

A SUNYAEV-ZELDOVICH MAP OF THE MASSIVE CORE IN THE LUMINOUS X-RAY CLUSTER RX J1347–1145

E. POINTECOUTEAU,¹ M. GIARD,¹ A. BENOIT,² F. X. DÉSERTE,³ N. AGHANIM,⁴
N. CORON,⁴ J. M. LAMARRE,⁴ AND J. DELABROUILLE⁵

Received 1999 March 8; accepted 1999 May 11; published 1999 June 10

ABSTRACT

We have mapped the Sunyaev-Zeldovich (SZ) decrement in the direction of the most luminous X-ray cluster known to date, RX J1347–1145, at $z = 0.451$. This has been achieved with an angular resolution of about $23''$ using the Diabolo photometer running on the IRAM 30 m radio telescope. We present here a map of the cluster central region at 2.1 mm. The Comptonization parameter toward the cluster center, $y_c = (12.7_{-3.1}^{+2.9}) \times 10^{-4}$, corresponds to the deepest SZ decrement ever observed. Using the gas density distribution derived from X-ray data, this measurement implies a gas temperature of $T_e = 16.2 \pm 3.8$ keV. The resulting total mass of the cluster is, under hydrostatic equilibrium, $M(r < 1 \text{ Mpc}) = (1.0 \pm 0.3) \times 10^{15} M_\odot$ for a corresponding gas fraction $f_{\text{gas}}(r < 1 \text{ Mpc}) = 19.5\% \pm 5.8\%$.

Subject headings: cosmic microwave background — cosmology: observations — galaxies: clusters: individual (RX J1347–1145) — intergalactic medium

1. INTRODUCTION

The hot intergalactic gas (10^6 – 10^8 K) is, with the galaxies themselves and the gravitational effects on background objects, one of the tools used to derive mass distributions within clusters of galaxies. It can be detected at X-ray wavelengths via its bremsstrahlung emission. From submillimeter to centimeter wavelengths, the cosmic microwave background (CMB) black-body spectrum is distorted in the direction of the cluster by the so-called Sunyaev-Zeldovich (SZ) effect (Sunyaev & Zeldovich 1972). This characteristic distortion is due to the inverse Compton scattering of the CMB photons by the intracluster electrons (see Birkinshaw 1999 for a detailed review on the SZ effect).

In this Letter, we report the SZ measurement of the X-ray cluster RX J1347–1145 with the ground-based Diabolo millimeter instrument. This cluster has been observed with the *ROSAT* PSPC and HRI instruments by Schindler et al. (1995, 1997). At a redshift of $z = 0.451$, it appears as the most luminous X-ray cluster ($L_{\text{bol}} = 21 \times 10^{45}$ ergs s^{-1}) and, so far, one of the most massive [$M_{\text{tot}}^{\text{X-ray}}(r < 1 \text{ Mpc}) = 5.8 \times 10^{14} M_\odot$]. It is also a relatively hot and very dense cluster (temperature: $T_e = 9.3 \pm 1$ keV, central density: $n_0 = 0.094 \pm 0.004 \text{ cm}^{-3}$). Optical studies of the gravitational lensing effects toward RX J1347–1145 have also been performed by Fischer & Tyson (1997) and Sahu et al. (1998). The results have pointed out a discrepancy between the total mass obtained from the optical and the X-ray data, with a surface lensing mass toward the core ($r < 240$ kpc) being 1–3 times higher than the X-ray mass estimates. Because the SZ effect also directly probes the projected gas mass, which is not the case for X-ray masses, the comparison with SZ measurements might help to discriminate between the optical and the X-ray determination.

In § 2, we describe the Diabolo instrument and our observations of RX J1347–1145. The data reduction is explained in § 3. The map of the cluster core is presented in § 4. The physical parameter values are extracted from the data analysis in § 5.

2. OBSERVATIONS

Diabolo is a millimeter photometer that provides an angular resolution of about $23''$ when installed at the focus of the IRAM 30 m radio telescope at Pico Veleta, Spain. It uses two wavelengths channels centered at about 1.2 and 2.1 mm. The detectors are bolometers cooled at 0.1 K with an open cycle ⁴He–³He dilution refrigerator (Benoit et al. 1999). Two thermometers associated to a heater and a proportional-integral-derivative (PID) digital control system are used to regulate the temperature of the 0.1 K plate. There are three adjacent bolometers per channel, arranged in an equilateral triangle at the focus of the telescope. For a given channel, each bolometer is co-aligned with one bolometer of the second channel, both looking toward the same sky direction. Detections of the SZ effect have already been achieved with Diabolo on nearby clusters (A2163, 0016+16, and A665) with a single, large throughput bolometer per channel at $30''$ resolution. The experimental setup is described in Désert et al. (1998). The only difference between the present configuration and the one described in Désert et al. is the increase in the number of bolometers per wavelength channel and the slight decrease of the beam FWHM from $30''$ to $23''$. With three bolometers at the focus of the telescope, there is no longer just one detector on the central optical axis. With the 30 m telescope focus being of Nasmyth type, the rotation of the field has to be taken into account in the reconstruction of the sky maps.

RX J1347–1145 has been observed in 1997 December. Our observations are pointed on the *ROSAT* HRI X-ray emission center reported by Schindler et al. (1997): $\alpha_{2000} = 13^{\text{h}}47^{\text{m}}31^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -11^{\circ}45'11''$. The observations have been performed using the wobbling secondary mirror of the IRAM telescope at a frequency of 1 Hz and with a modulation amplitude of $150''$. An elementary observation sequence is a $120'' \times 55''$ map in right ascension, declination coordinates for a duration of 277 s each. This is obtained using the right ascension drift provided by the Earth rotation so that the telescope

¹ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9 Avenue du Colonel Roche, BP 4346, Toulouse Cedex 4, F-31028, France; pointeco@cesr.fr.

² Centre de Recherche des Très Basses Températures, 25 Avenue des Martyrs, BP 166, Grenoble Cedex 9, F-38042, France.

³ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, 414 Rue de La Piscine, Grenoble Cedex 9, F-38041, France.

⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, Bâtiment 121, CNRS Université Paris 11, Orsay Cedex, 91405, France.

⁵ Collège de France, 11 Place Marcelin Berthelot, Paris Cedex 5, F-75231, France.

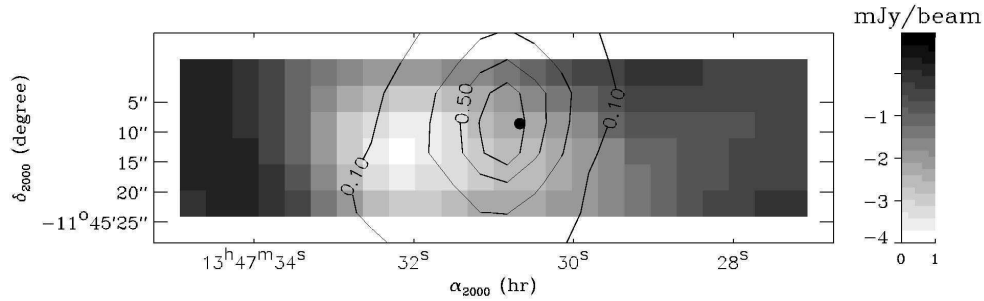


FIG. 1.—A 2.1 mm map of the RX J1347–1145 central region obtained with Diabolo. The map has been smoothed with a 25'' FWHM Gaussian filter. The 1σ noise is about 1 mJy beam⁻¹. The X-ray contours have been overplotted. The filled circle indicates the radio source position.

could be kept fixed during the measurement. This was done to minimize microphonic noises and electromagnetic influences from the motors driving the IRAM 30 m antenna. The map of the cluster is obtained by stepping in declination between two consecutive lines. The line length is 120'' with a step of 5''. The wobbling is horizontal, and thus it is not aligned with the scan direction. However, the wobbling amplitude is large enough for the reference field to be always farther out of the cluster. In order to remove systematic signal drifts that are produced by the antenna environment, we used, alternatively, the positive and negative beam to map the cluster. We performed 208 such individual maps on the cluster, for a total duration of 16 hr.

Another target of Diabolo's 1997 run was the direction of the decrement detected at 8.44 GHz by Richards et al. (1997). We refer to this source as VLA 1312+4237 in the following. Richards et al. (1997) measured a flux decrement of $-13.9 \pm 3.3 \mu\text{Jy}$ in a 30'' beam. The presence of two quasars in this direction led them to claim the possible existence of a cluster at a redshift of $z = 2.56$. Campos et al. (1999) have reported the detection of a concentration of Ly α -emitting candidates around the quasars. They argued that the probability for such a clustering to be random is 5×10^{-3} . Our pointing direction was $\alpha = 13^{\text{h}}12^{\text{m}}17^{\text{s}}$, $\delta = 42^{\circ}37'30''$. We performed 287 individual maps on this target for a total time of about 20 hr.

3. DATA REDUCTION AND CALIBRATION

The reduction procedure includes the following main steps: (1) We remove cosmic-ray impacts. (2) A synchronous demodulation algorithm is applied, taking into account the wobbling secondary frequency and amplitude. (3) We remove from the 2.1 mm bolometer time line the signal that is correlated with the 1.2 mm bolometer that is looking at the same sky pixel. This correlated signal is mainly due to the atmospheric emission whose spectral color is very different from the SZ effect. (4) Correction for opacity is done from the bolometer total power measurements and its calibration by sky dips. (5) To eliminate the low-frequency detector noises, a baseline is subtracted from each line of the map. The baseline is a 1^o polynomial. It is fitted to 60% of the data points: 30% at each end of the line. (6) Each map is then resampled on a regular right ascension/declination grid, taking into account the field rotation in the Nasmyth focal plane. (7) An average map is computed for each bolometer. Since the weather conditions

were not permanently ideal, the noise quality of the individual maps is not homogeneous, particularly at 1.2 mm. We thus exclude from the average the maps in which the rms pixel-to-pixel fluctuation is larger than 1.5 times the median rms value of all the individual maps. (8) A single map is then produced for each channel (1.2 and 2.1 mm) by the co-addition of the three bolometer average maps.

During the run, pointing verifications and the mapping of reference sources have been performed. We have used the planet Mars as a calibration target. The apparent angular diameter of Mars was 5'', so that we can consider it as a point source with respect to Diabolo's beam. The accuracy of the absolute calibration obtained is on the order of 25% at 1.2 mm and 15% at 2.1 mm. Mars observations are also used for the characterization of Diabolo's beams. The measured FWHMs are 24'' and 22'' at 1.2 and 2.1 mm, respectively. Mars has been observed in an azimuth-elevation mapping mode with a scanning speed that is slower than the natural drift speed of the cluster observation mode. This later speed is fast enough compared with the wobbling period to spread the signal in the scanning direction (i.e., right ascension) significantly. The resulting beam FWHM for the cluster mode along this direction is 28''. It has been experimentally determined by the observation of a quasar lying at about the same declination as the cluster.

4. RESULTS

The final map of RX J1347–1145 at 2.1 mm is shown on Figure 1. The X-ray contours have been overplotted. The average right ascension profile at 2.1 mm is plotted in Figure 2. The profile obtained for the VLA 1312+4237 direction, using the same data processing, has been overplotted. The map and the profiles have been smoothed with a Gaussian filter of 25'' FWHM to maximize the signal-to-noise ratio. The 2.1 mm RX J1347–1145 map presents a very strong decrement. For a thermal SZ effect, this corresponds to a Comptonization parameter on the order of 10^{-3} . The decrement that we measure is not centered on the cluster X-ray maximum. We will show in the analysis that this effect can be explained by the superposition of the SZ decrement from the intracluster gas and a positive emission from a known radio source slightly shifted west off the cluster center.

We have no detection for the direction of VLA 1312+4237. Our 3σ upper limit is $y < 1.5 \times 10^{-4}$. This is actually compatible with the decrement measured by Richards et al. (1997) that translates into a central Comptonization parameter on the

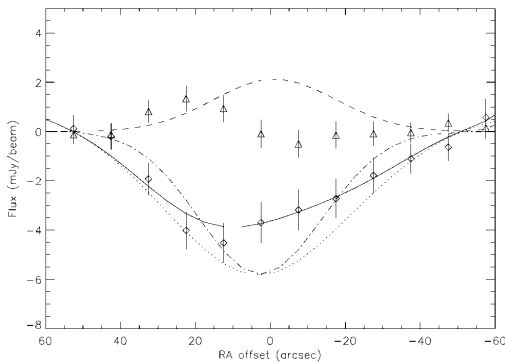


FIG. 2.—A 2.1 mm right ascension profile of RX J1347-1145 (data smoothed with a 25" FWHM Gaussian). The data points have been plotted (diamonds) with their 1 σ error bars. The best-fit model (solid line) combines an SZ component (dotted line) with a point-source component (dashed line). The dot-dashed line draws a point-source profile with the same amplitude as the SZ effect. It shows that the decrement we observed is more extended than a point source. The VLA 1312+4237 average profile (no detection; see text) is shown with triangles.

order of 7×10^{-5} for a thermal SZ effect. If this decrement is in fact due to a kinetic SZ effect, then we expect a signal at 2.1 mm that is equivalent to a thermal SZ effect of $y_e = 1.4 \times 10^{-4}$, still within our 3 σ limit.

Actually, we have used the VLA 1312+4237 data set to obtain a reliable assessment of the error bars on RX J1347-1145. The individual maps have been averaged over increasing durations in order to evaluate the effective scatter of the average signal over independent data sets. The maximum duration that could be checked with this method is about 5 hr, corresponding to an average of 64 individual maps. We have checked that for all bolometers, the rms pixel noise scales as the square root of the integration time. The error bars extrapolated from this analysis to longer integration times are consistent with the error bars derived from the internal scatter of the data averaged for RX J1347-1145. The typical sensitivity reached in the 2.1 mm channel is on the order of 1 mJy in a 25" beam.

5. DATA ANALYSIS

In the following, we have used for the intracluster gas density a spherical β -model with the parameter values derived from the X-ray analysis of Schindler et al. (1997): core radius $r_c = 8''.4$ (57 kpc), $\beta = 0.56$, central density $n_0 = 0.094 \text{ cm}^{-3}$, and temperature $T_e = 9.3 \text{ keV}$. We choose to cut off this distribution at a radial distance of $r_{\text{cut}} = 15r_c$. We assume the same cosmological parameters too, $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $\Omega_0 = 1$ ($\Lambda = 0$). With such a model, the measured SZ skymap reads

$$I(\bar{\nu}, \mathbf{\Omega}) = y_c \int \tau(\nu) \text{SZ}(\nu, T_e) d\nu \int P(\mathbf{\Omega}) L(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}') d\mathbf{\Omega}', \quad (1)$$

where $y_c = (k/m_e c^2) \sigma_T \int T_e n_e(r) dl$ is the Comptonization parameter toward the cluster center; $n_e(r) = n_0 [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$ is the β -radial distribution of the gas density; $\tau(\nu)$ is the normalized Diabolo band spectral efficiency (given in Désert et al. 1998); and $\text{SZ}(\nu, T_e)$ is the spectral density of the thermal

SZ distortion for a unit Comptonization parameter, including the relativistic weak dependence on T_e (see Pointecouteau, Giard, & Barret 1998). In fact, for a 9.3 keV cluster, the use of relativistic spectra avoids making errors on the SZ flux estimations of 45% and 10% at 1.2 and 2.1 mm, respectively. We did not include any kinetic SZ contribution, which is generally weak (Birkinshaw 1999); k , m_e , c , and σ_T are, respectively, the Boltzmann constant, the electron mass, the speed of light, and the Thomson cross section. $P(\mathbf{\Omega})$ and $L(\mathbf{\Omega})$ are the normalized angular distributions of the cluster and the experimental beam, respectively. $P(\mathbf{\Omega})$ has no analytical expression; it is numerically computed by the integration of the gas density β -profile on the line of sight.

Two radio sources are known from the NRAO VLA Sky Survey in the neighborhood of the cluster (Condon et al. 1998). One, at $(\alpha, \delta) = (13^{\text{h}}47^{\text{m}}30^{\text{s}}.67, -11^{\circ}45'8''.6)$, is very close to the cluster center and is likely to correspond to the central Cd galaxy. Komatsu et al. (1999) have compiled observations of this radio source at 1.4, 28.5, and 105 GHz. They have derived the following power law for the radio source spectrum: $F_\nu(\text{band}) = (55.7 \pm 1.0) (\nu/1 \text{ GHz})^{-0.47 \pm 0.02} \text{ mJy}$. So the extrapolated millimeter flux should be $F_r(1.2 \text{ mm}) = 3.7 \pm 0.4 \text{ mJy beam}^{-1}$ and $F_r(2.1 \text{ mm}) = 4.9 \pm 0.5 \text{ mJy beam}^{-1}$.

To analyze the data properly, we have performed a realistic simulation of the Diabolo observations on the skymap of the SZ model (eq. [1]). The whole set of observed individual maps has been simulated by taking into account the 150" wobbling amplitude and the proper sky rotation at the Nasmyth focus. The simulated data have been processed through the same pipeline as the observed data set in order to obtain averaged model maps.

Finally, using this simulated data set, we have simultaneously fitted the SZ decrement amplitude and the point-source flux on the 2.1 mm profile with y_c and $F_r(2.1 \text{ mm})$ as free parameters. The best-fit parameters are $y_c = (12.7_{-3.1}^{+2.5}) \times 10^{-4}$ and $F_r(2.1 \text{ mm}) = 6.1_{-4.8}^{+4.3} \text{ mJy beam}^{-1}$ with a reduced χ^2 of 1.3. Results are given at a 68% confidence level. The absolute calibration error, 25% and 15% at 1.2 and 2.1 mm, respectively, is not included. $F_r(2.1 \text{ mm})$ is compatible with the value expected from radio observations. The best fit is overplotted on the data (see Fig. 2). It reproduces the asymmetric profile. This asymmetry is due to the point-source contribution that fills part of the SZ decrement.

During a second time, we fixed the radio point-source flux at the expected value deduced from Komatsu et al. (1999), $F_r(2.1 \text{ mm}) = 4.9 \text{ mJy beam}^{-1}$, and we fitted with a maximum likelihood method both the central Comptonization parameter y_c and the angular core radius θ_c . We have found $y_c = (13.2_{-2.6}^{+0.2}) \times 10^{-4}$ and $\theta_c = 7.2_{-7.2}^{+7.3} \text{ arcsec}$ with a reduced χ^2 of 1.2. The Comptonization parameter value is consistent with the previous one. The angular core radius is consistent with the X-ray value within the 68% confidence level.

6. CONCLUSION

We confirm through our SZ detection that RX J1347-1145 is an extremely massive and hot cluster. We have measured the deepest SZ effect ever observed. It corresponds to a very large Comptonization parameter, $y_c = (12.7_{-3.1}^{+2.5}) \times 10^{-4}$. This is almost twice the value expected from the X-ray data: $y_{\text{X-ray}} = (7.3 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ if we use the cluster gas parameters derived by Schindler et al. (1997). Although our result points to a mass higher than the X-ray mass, as is the case for gravitational lens measurements, the uncertainties do not allow us to conclude

firmly that there is a discrepancy. The X-ray flux toward the cluster center is actually dominated by the very strong cooling flow in the core. The average temperature of the gas that contributes to the SZ effect is thus likely to be higher than the temperature derived from the X-ray data, $T_e = 9.3 \pm 1$ keV. The gas temperature that is needed to produce the thermal SZ effect that we have observed is $T_e = 16.2 \pm 3.8$ keV, assuming all other parameters are kept unchanged. In a reanalysis that takes into account the heterogeneity of the cluster, Allen & Fabian (1998) have actually derived for this cluster a very high gas temperature: $T_e = 26.4_{-12.3}^{+7.8}$ keV, which is indeed consistent with our measurement. Under the hypothesis of hydrostatic equilibrium, a higher gas temperature implies a higher total cluster mass, thus decreasing the gas fraction if all other cluster

parameters are kept unchanged. For $T_e = 16.2 \pm 3.8$ keV, the total mass of RX J1347–1145 within 1 Mpc is considerable, $M_{\text{tot}}(r < 1 \text{ Mpc}) = (1.0 \pm 0.3) \times 10^{15} M_{\odot}$, and the corresponding gas fraction is $f_{\text{gas}}(r < 1 \text{ Mpc}) = 19.5\% \pm 5.8\%$.

We are very grateful to the IRAM staff at Pico Veleta for their help during observations. We thank Laurent Ravera for very useful comments during the data analysis phase. Diabolo is supported by the Programme National de Cosmologie, Institut National pour les Sciences de l'Univers, Ministère de l'Education Nationale de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, CESR, CRTBT, IAS-Orsay, and LAOG. We thank the anonymous referee for numerous comments and corrections that allowed us to improve the Letter considerably.

REFERENCES

- Allen, S. W., & Fabian, A. C. 1998, MNRAS, 297, L57
Benoit, A., et al. 1999, A&AS, submitted
Birkinshaw, M. 1999, Phys. Rep., 1999, 310, 97
Campos, A., Yahil, A., Windhorst, R. A., Richards, E. A., Pascarella, S., Impey, C., & Petry, C. 1999, ApJ, 511, L1
Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., & Broderick, J. J. 1998, AJ, 115, 1693
Désert, F. X., et al. 1998, NewA, 3(8), 655
Fischer, P., & Tyson, J. A. 1997, AJ, 114, 14
Komatsu, E., Kitayama, T., Suto, Y., Hattori, M., Kawabe, R., Matsuo, H., Schindler, S., & Yoshikawa, K. 1999, ApJ, 516, L1
Pointecouteau, E., Giard, M., & Barret, D. 1998, A&A, 336, 44
Richards, E. A., Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., Partridge, R. B., & Windhorst, R. A. 1997, AJ, 113, 1475
Sahu, K. C., et al. 1998, ApJ, 492, L125
Schindler, S., et al. 1995, A&A, 299, L9
Schindler, S., Hattori, M., Neumann, D. M., & Böhringer, H. 1997, A&A, 317, 646
Sunyaev, R., & Zeldovich, Y. 1972, Comments Astrophys. Space Phys., 4, 173

Chapitre 5

De l'infrarouge lointain au millimétrique

Si dans le domaine radio les principales contaminations pour l'observation des amas en SZ sont les sources radio et les émissions diffuses galactiques (*free-free* et synchrotron), entre 100 μm et 2 mm c'est l'émission thermique de la poussière qui entrave les détecteurs. Qu'elle provienne de la galaxie ou des sources d'arrière plan (galaxies lointaines formant des étoiles), la qualité de l'analyse de données SZ dépend donc fortement de sa soustraction. Nous présentons dans ce chapitre, la première détection d'effet SZ dans le submillimétrique par le télescope PRONAOS. De façon à mettre cette détection de l'amas d'Abell 2163 en évidence, nous avons rassemblé pour cet amas des mesures allant de l'infrarouge lointain au millimétrique. Nous avons utilisé les données des satellites IRAS et ISO pour l'infrarouge lointain. Celles du télescope PRONAOS pour le submillimétrique. Celles des expériences DiaBolo et de SuZIE pour le millimétrique.

Ce travail nous a permis de dresser pour la première fois le spectre de l'émission en direction d'un amas de galaxies entre 100 μm et 2 mm.

5.1 Emission en infrarouge lointain

5.1.1 Les observations ISO

Le satellite ISO¹ de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a été lancé en novembre 1995. Cet observatoire spatial infrarouge, opérant entre 1 et 200 μm , a été opérationnel jusqu'en Mars 1998. ISO est un télescope pointé de 60 cm de diamètre entièrement refroidi à une température d'environ 4 K.

Deux programmes d'observation², nous ont permis de disposer de données ISO correspondant à un temps d'intégration total de 24 ks réparti sur cinq amas. Ces sources ont été observées avec l'instrument ISOPHOT, le spectrophotomètre d'ISO, opérant entre 3 et 200 μm (Lemke et al., 1996). Les matrices C100 (3 \times 3) et C200 (2 \times 2) de l'instrument PHOT ont été utilisées respectivement à 90 et 180 μm . À ces longueurs d'onde les résolutions respectives sont de 43'' et 90''. Le mode d'observation (PHOT-32) consistait en une mosaïque (ie: *raster*) de champs de vue indépendants (8 \times 8) espacés de 92'', dont la synthèse a permis l'obtention de cartes à 90 et 180 μm . Le temps moyen d'intégration par pixel après reconstruction est de 20 et 64 s pour les deux filtres respectivement (ISOPHOT consortium, 1994).

Les cinq amas sources (A478, A2142, A2163, A2218, CL0016+16) ont été sélectionnés dans le cadre d'un programme commun d'observations avec le télescope embarqué PRONAOS (cf. Sec. 5.2) et avec le spectrophotomètre sol DiaBolo (cf. Chap. 4, page 57). Le rôle des observations ISO au sein de ce programme était de caractériser l'émission de la poussière afin de la contraindre et d'en soustraire sa contribution à plus grandes longueurs d'onde.

Ces amas ont été sélectionnés sur la base de leurs propriétés X (cf. Tab. 3.2). Ils sont massifs, chauds, denses et sont donc supposés fournir un signal SZ conséquent. Ils n'ont cependant pas été choisis en fonction du niveau de l'émission de poussières galactiques dans leur direction. Certains d'entre eux présentent donc un flux moyen infrarouge relativement élevé et surtout des variations spatiales importantes (cf. Fig 5.1).

5.1.2 Traitement des données

Nous avons utilisé le logiciel PIA³ pour effectuer le traitement de nos données ISOPHOT. Le procédé standard d'analyse suit les étapes suivantes :

1. Le signal est intégré de façon continue par les détecteurs. À intervalle de temps régulier, les détecteurs sont vidés de leurs charges. Ainsi, le signal brut se présente sous forme d'une série de rampes. Après correction de la non linéarité de ces rampes et la soustraction de l'impact des détecteurs de particules cosmiques, chaque rampe est ajustée par un polynôme de degré 1.

1. *Infrared Space Observatory*

2. GSERRA.SZCLUSTS et MGIARD.SZCLUSTS

3. PHOT Interactive Analysis, version 7.0.1.

2. Un courant d'obscurité est soustrait aux données. Sa valeur dépend de la position du satellite dans l'orbite.
3. Comme le signal instantané est mesuré alors que le détecteur est encore dans son régime transitoire (Les temps caractéristiques de réponse des détecteurs sont trop longs), la mesure ainsi obtenue ne représente que $\sim 90\%$ du signal à $180 \mu\text{m}$ (C200) et $\sim 30\%$ à $90 \mu\text{m}$ (C100). La correction de cet effet est très délicate, car le régime transitoire est difficilement modélisable.
4. La moyenne (ou la médiane) du signal par position est calculée à partir de l'ensemble des points.
5. Le mode d'observation PHOT-32 utilise le miroir oscillant d'ISO. Dans ce cas la matrice de détection n'est pas illuminée de façon homogène. Les données nécessaires à cette correction viennent d'être incluses dans les fichiers d'étalonnages implémentés dans le PIA.
6. L'étalonnage est réalisé à partir des mesures effectuées avant et après l'observation sur les FCS⁴ (des sources de référence internes au satellite). Les données d'étalonnage sont traitées jusqu'à ce point de la même façon que les observations. Elles permettent ensuite de transcrire le signal électrique mesuré en signal astrophysique observé.
7. Les données étalonnées sont ensuite reprojctées sur une grille de coordonnées célestes (α, δ) .

4. *Fine Calibration Sources*

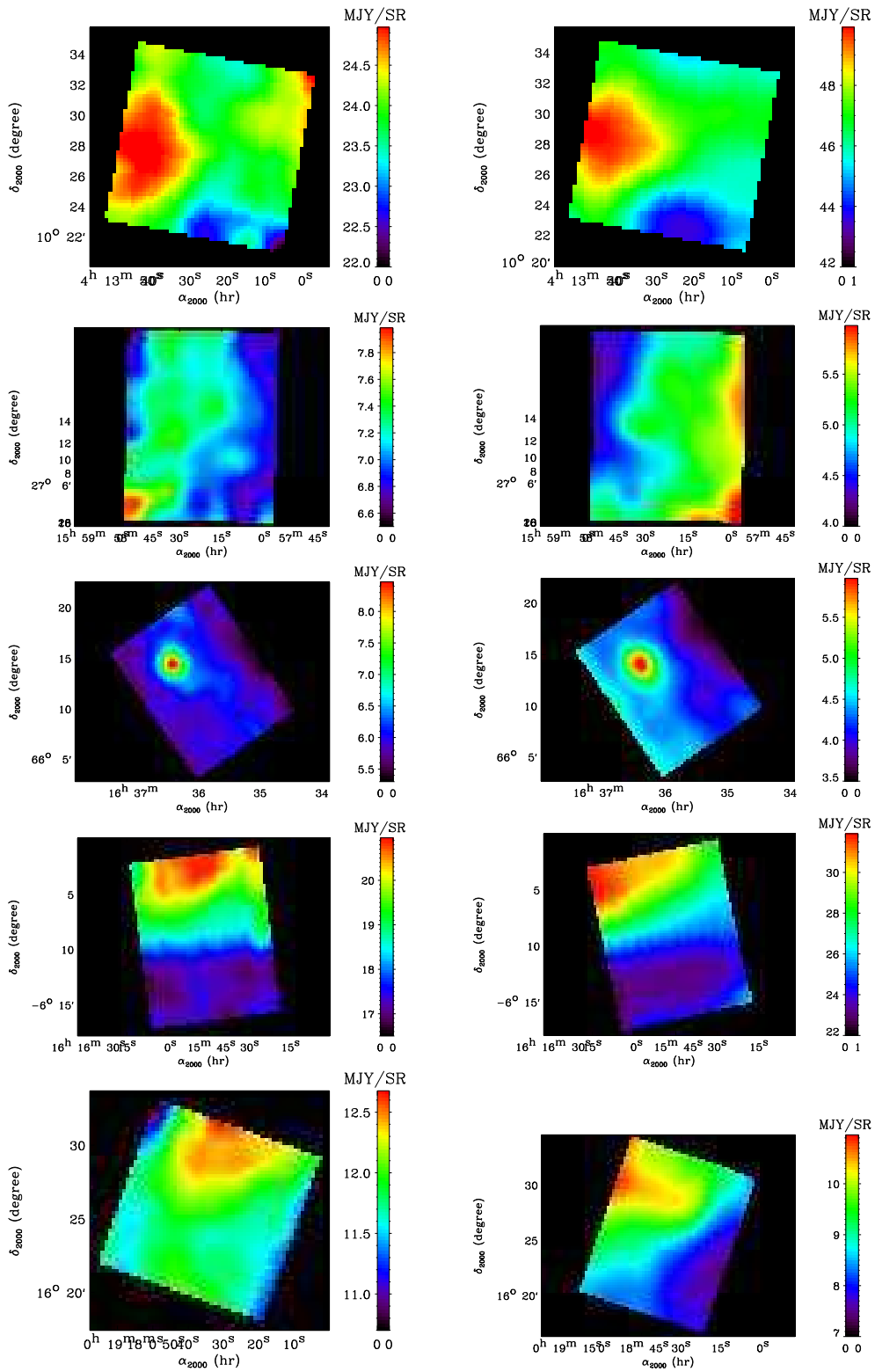


FIG. 5.1 – Cartes à 90 μm (gauche) et 180 μm (droite) d'A478, A2142, A2218, A2163 et CL0016+16 (de haut en bas)

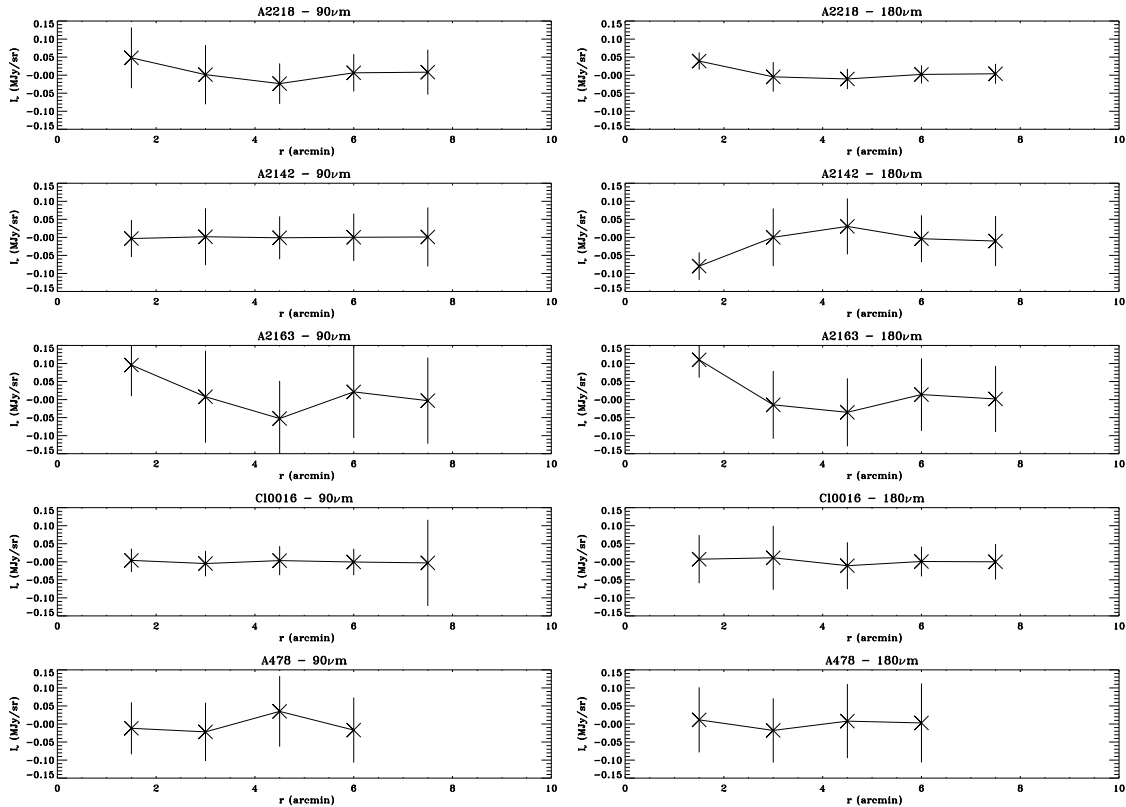


FIG. 5.2 – Profils radiaux à 90 et 180 μm des cinq amas. Ces profils sont obtenus après la soustraction de sources ponctuelles (si besoin est) et du continuum d’émission galactique, suivi d’un filtrage par une gaussienne de 90'' de FWHM (résolution ISOPHOT à 180 μm).

Ce cheminement du traitement à partir du signal brut jusqu’à la reconstruction d’une carte étalonnée, dotée d’une astrométrie est explicité en détails par Lagache (1998).

Les cartes des cinq sources à 90 et 180 μm sont présentées sur la figure 5.1

5.1.3 Emission en direction des amas

Le but secondaire de ces observations ISO était de rechercher sur cet échantillon de cinq sources, une émission infrarouge intrinsèque aux amas. Stickel et *al.* (1998) semblent avoir détecté ce type d’émission en direction de Coma (ie: A1656). En effectuant un rapport de couleur entre le 120 μm et le 185 μm ISO-PHOT, pour deux coupes de l’amas faisant un angle de 85°, ils ont mis en évidence un excès d’émission en direction du centre de l’amas dans un rayon de 10' (sur les deux coupes). Cet excès est de l’ordre de 0.1 MJy/sr à 120 μm . Plus récemment, Edge et *al.* (1999) ont détecté une émission submillimétrique (SCUBA à 850 μm) en direction des amas A1835 et A2390. Ils attribuent cette émission à la galaxie centrale cD des amas. Ils suggèrent l’existence d’une corrélation entre la présence de fortes sources radio (sous tendant un milieu dense), de forts *cooling flows* (permettant l’accrétion de matière au centre des amas) et l’émission infrarouge, qu’ils attribuent à de la poussière (à une température de ~ 40 K) chauffée par le champ de rayonnement produit par la formation d’étoiles.

Nous avons recherché ce genre d’émission dans les données de nos cinq amas. Pour chacune des cartes, nous avons tout d’abord soustrait les sources “ponctuelles” copntaminantes (par exemple dans le cas d’A2218 où une galaxie de champ est détectée aux deux longueurs d’onde), puis le continuum de l’émission galactique (de manière géométrique). Après un filtrage par une gaussienne de 90'' de FWHM (taille du pixel ISOPHOT à 180 μm), nous avons calculé les profils radiaux de l’amas à 90 et 180 μm de façon à augmenter le rapport signal sur bruit et afin de mettre

en évidence un éventuel excès d'émission en direction du centre. Ces profils sont présentés sur la figure 5.2. Compte tenu des barres d'erreurs, il n'est pas possible de conclure à une émission infrarouge systématique en direction des amas. Seuls les cas d'A2218 et A2163 semble présenter un léger excès d'émission (les profils remontent vers le centre de l'amas à 90 et 180 μm).

Il est néanmoins possible de fixer la limite supérieure de cette émission infra-rouge du milieu intergalactique. En terme de flux à 180 μm^5 , cette limite, estimée à partir de nos cinq amas, est de 60 mJy à 3σ . Si l'on considère que ce flux est dû à une émission de poussière similaire à l'émission galactique. Sachant que l'abondance de la poussière galactique comparée à celle du gaz est d'environ de 1%, si l'on considère les densités de colonne d'hydrogène galactique et intra-amas, on en déduit :

$$\left(\frac{m_p}{m_g}\right)_{amas} < 10^{-3} \left(\frac{m_p}{m_g}\right)_{Galaxie} \quad (5.1)$$

On peut considérer une deuxième hypothèse, selon laquelle cette limite supérieure en flux pourrait être due à une galaxie à fort taux de formation d'étoiles. Si cette galaxie est interne à l'amas, sa luminosité infra-rouge est alors $L_{IR} = 2.3 \times 10^{10} L_{\odot}$ à $z = 0.1$ (redshift représentatif de nos cinq amas). En terme de taux de formation d'étoiles cette luminosité correspond à $\dot{M}_{\star} = 3 - 6 M_{\odot}/\text{an}$. Ce taux est relativement faible. Il peut être comparé au taux de formation d'étoiles dans la Galaxie, qui est d'environ $3 M_{\odot}/\text{an}$. Cette galaxie peut tout aussi bien être une galaxie d'arrière plan située à grand redshift ($z = 1$) et amplifiée par effet de lentille gravitationnelle par un amas situé à $z = 0.1$. Si l'on considère un facteur d'amplification de 2, la luminosité infra-rouge correspondant à $z = 1$ est $L_{IR} = 1.5 \times 10^{12} L_{\odot}$. Le taux de formation d'étoiles correspondant est alors $\dot{M}_{\star} = 215 - 370 M_{\odot}/\text{an}$. Cette valeur est équivalent à celle de la galaxie Arp220, archétype des galaxies dites ultraluminescentes infra-rouge (Sanders et Mirabel, 1996).

Ces données infra-rouge lointain, nous permette donc de poser une forte contrainte sur l'abondance de la poussière dans le milieu intra-amas. Dans le cas où cette composante existe, son abondance est alors plus de mille fois inférieure à celle du milieu galactique. La détection d'une signature infrarouge caractéristique de poussière semble donc à l'heure actuelle hors de portée des instruments existant. Ce résultats est confirmé par les travaux de Popescu et al. (2000)

5.2 PRONAOS

5.2.1 Description

PRONAOS est un télescope de type Cassegrain de 2 m de diamètre conçu pour les observations submillimétriques. Il est embarqué sur une nacelle soutenue par un ballon stratosphérique. Durant des vols d'une durée de 20 à 40 heures, il est possible de mener des observations submillimétriques en s'affranchissant quasiment de l'émission de l'atmosphère résiduelle à l'altitude de vol (~ 40 km).

Le miroir primaire parabolique est constitué d'un assemblage de six pétales asservis co-alignés. Les degrés de liberté sont au nombre de trois : 2 rotations (radiale et perpendiculaire à la direction radiale), 1 translation (le long de l'axe du télescope). Ils sont respectivement contrôlés à $\pm 10''$ et $\pm 8\mu\text{m}$ (Ristorcelli et al., 1997; Serra et al., 1998).

L'instrument focal de PRONAOS, SPM (*Spectro Photomètre Multi-bandes*), est un spectrophotomètre à quatre bandes (Lamarre, 1994). Un monodétecteur bolométrique équipe chacune des voies. L'optique de SPM comprend un système de grilles dichroïques, qui permet l'observation simultanée de la même zone du ciel dans les quatre voies. Les détecteurs sont refroidis à 0.3 K à l'He³ dans un cryostat à He⁴ liquide. L'étalonnage du système de détection est effectué en quatre étapes : (1) L'étalonnage au sol du photomètre à l'aide de sources étendues (corps noirs à différentes températures). (2) La mesure au sol de la réponse spectrale de chacune des bandes. (3) La caractérisation en vol du faisceau sur une source ponctuelle (Saturne dans le cas d'A2163). (4) Le contrôle actif (en vol) de la réponse des détecteurs, obtenu grâce à un corps noir interne modulé de la même façon que le signal. L'estimation de l'erreur d'étalonnage absolue est inférieure à 10% du signal.

5. la brillance de surface est intégrée dans le faisceaux du télescope ISO 'a 180 μm . L'angle solide correspondant est $\Omega_{180\mu\text{m}} = 2.7 \times 10^{-7}$ sr.

TAB. 5.1 – *Caractéristiques de l’instrument SPM*

VOIE	1	2	3	4
λ_c (μm)	205	290	390	630
$\delta\lambda$ (μm)	170-240	240-340	340-540	540-1050
θ_{FWHM} (arcmin)	2.0	2.0	2.5	3.5
NEB (MJy/sr , 1σ , 1 heure)	1.0	0.58	0.17	0.06

D’autre part, les coefficients d’étalonnage sont recalculés dans chaque cas en intégrant le spectre de la source étudiée sur la bande passante (cf Sec. 5.3.2).

Nous renvoyons aux publications précédemment citées ainsi qu’à Ristorcelli (1995) et Bernard (Bernard, 1991) pour une description complète du télescope et de SPM.

5.2.2 Objectifs scientifiques

L’opacité de l’atmosphère et les difficultés technologiques, associées aux techniques de détection, font du domaine submillimétrique une partie du spectre électromagnétique relativement inexplorée. La définition des bandes (cf. Tab. 5.1) fait de PRONAOS-SPM un instrument dédié à la mesure du continuum de l’émission thermique du milieu interstellaire et à la mesure de l’effet SZ thermique (pic positif) en direction des amas de galaxies. Le milieu interstellaire est très structuré spatialement. Il en résulte une variation des propriétés de l’émission de la matière galactique en fonction de l’échelle et de la fréquence. La photométrie submillimétrique est essentielle à l’étude de la composante froide de la matière interstellaire. PRONAOS-SPM est particulièrement adapté à l’observation des condensations moléculaires et des cirrus galactiques.

Sa voie 4, centrée à $630 \mu\text{m}$ intègre le flux SZ entre 540 et $1050 \mu\text{m}$ sur le pic positif de l’effet. En dehors de SCUBA dont les détections d’amas en SZ sont rares (Komatsu et al., 1999) à cause de l’émission atmosphérique, PRONAOS est actuellement le seul instrument capable de faire ce type de détection dans le submillimétrique.

Deux vols ont eu lieu jusqu’à présent à partir de Fort Sumner au Nouveau Mexique (Etats-Unis). Le premier s’est déroulé les 17-18 septembre 1994. Le mauvais fonctionnement du senseur stellaire a interdit un pointage autre que le pointage inertiel de la nacelle. Néanmoins par des balayages étendus, il a été possible de cartographier une zone de $50' \times 10'$ du complexe moléculaire d’Orion (Ristorcelli et al., 1998).

Le deuxième vol d’une durée de 30 heures a eu lieu les 22-23 septembre 1996. De nombreuses régions galactiques, ainsi que 5 amas de galaxies ont été observés. L’émission de poussière froide ($T_d \simeq 13 \text{ K}$, $n_p = 2.2$) a clairement été mise en évidence en direction de cirrus galactiques (Bernard et al., 1999). Parmi les amas, seul Abell 2163 a été détecté. L’analyse de cette détection, combinée avec des données à d’autres longueurs d’onde est présentée ci-dessous (cf. Sec. 5.3).

Le troisième vol est prévu pour Septembre 1999.

5.2.3 Stratégie d’observation pour les amas de galaxies

Le mode d’observation choisi pour l’observation des amas de galaxies a été le mode dit *5 points ON-OFF*. Son principe est illustré sur la figure 5.3. Cinq mesures sont effectuées dans un mode ON-OFF : l’amas est pointé successivement par le faisceau de modulation positif et le faisceau négatif (la taille du faisceau est représentée par le cercle pointillé, deux grands cercles sont espacés de $6'$ l’amplitude de modulation). Les cinq positions (petits cercles numérotés) sont faites en direction du centre de l’amas (1), et dans les quatre directions cardinales du référentiel d’observation (2-5) à une distance de $1.6'$ du centre. Cette méthode est utilisée de façon à parer d’éventuelles erreurs de pointage, mais aussi de façon à détecter l’émission étendue de l’amas.

La stratégie d’observation inclut donc trois niveaux de modulation du signal pour soustraire les effets systématiques et les dérives éventuelles. (i) Une modulation spatiale de $6'$ grâce à un miroir vibrant à 19.5 Hz . (ii) Le centrage de la source dans les faisceaux positif et négatif alternativement. (iii) La répétition de la séquence d’observation sur un champ vide (sélectionné au voisinage de

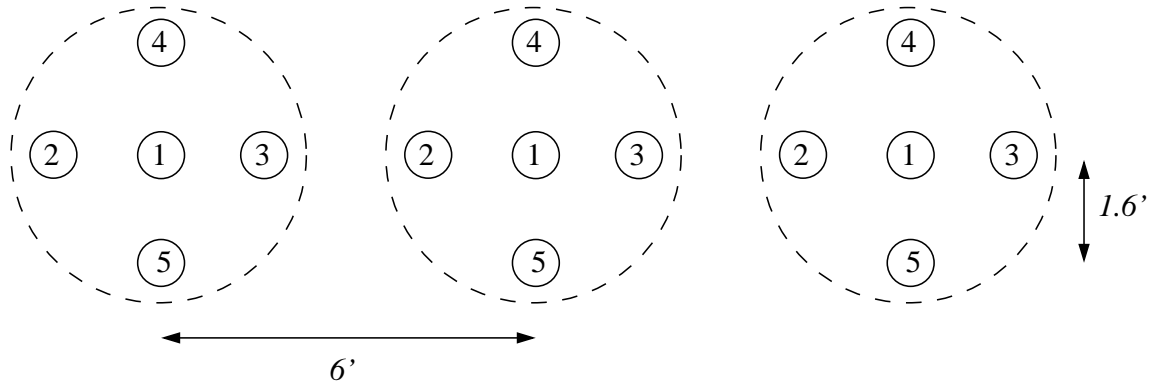


FIG. 5.3 – Le 5 points ON-OFF avec PRONAOS. Les cercles pointillés représentent le faisceau de PRONAOS (centré sur la position de mesure 1). Les cinq positions de mesures sont représentées par les petits cercles numérotés de 1 à 5.

la source). Cette dernière modulation a l'avantage de mettre directement en évidence les effets systématiques, s'ils existent.

5.3 Le spectre d'Abell 2163

Dans cette section nous présentons le spectre obtenu en direction de l'amas A2163 entre $90 \mu\text{m}$ et 2.1 mm . Ce spectre a été établi à partir de la compilation de mesures provenant de divers instruments. Pour cette raison et pour des raisons de cohérence de l'analyse spectrale, il est indispensable de les homogénéiser en terme de résolution spatiale et de procédure d'observation. Nous avons ainsi ramené tous les points de mesures à la résolution la plus dégradée, en l'occurrence, celle de PRONAOS à $630 \mu\text{m}$, soit $3.5'$.

5.3.1 Observations d'A2163

En infrarouge lointain

Nous avons joint aux données ISOPHOT à 90 et $180 \mu\text{m}$ la mesure IRAS à $100 \mu\text{m}$. L'utilité de ces mesures aux vues de celles à plus grandes longueurs d'onde, est de caractériser le spectre de l'émission de poussière, afin de contraindre et de soustraire sa contribution dans le submillimétrique et le millimétrique. Nous avons simulé sur ces cartes ISO et IRAS les observations PRONAOS telles qu'elles furent effectuées en direction d'A2163, en mode 5 points ON-OFF. Cette simulation prend en compte l'amplitude, la fréquence de modulation, la taille du faisceau et les coordonnées des lignes de visées du télescope. Le résultat est présenté dans la figure 5.4 pour la carte ISOPHOT $200 \mu\text{m}$.

En submillimétrique

Seules les mesures des voies 3 et 4 PRONAOS sont prises en compte dans la description du spectre d'A2163. En effet, le bruit dans les voies 1 et 2 (205 et $290 \mu\text{m}$) est dominé par des fluctuations basses fréquences, essentiellement dues à l'émission atmosphérique résiduelle. Ces fluctuations sont encore relativement importantes dans la voie 3 ($390 \mu\text{m}$). Elles peuvent être efficacement éliminées par soustraction de la partie du signal corrélé à celui de la voie 1. Les corrélations déduites ($F_3 = 0.06 F_1$ et $F_4 = 0.03 F_1$) sont faibles devant celles de l'émission de poussière ($F_3 = 0.43 F_1$ et $F_4 = 0.11 F_1$, pour des poussières de température $T_p = 15 \text{ K}$ et d'index spectral $n_p = 2$). Néanmoins, la soustraction du bruit d'atmosphère corrélé induit la soustraction identique sur le signal astrophysique. Cette soustraction est corrigée lors de l'ajustement des données.

En millimétrique

La partie millimétrique du spectre de l'amas est décrite par les mesures obtenues avec les instruments DiaBolo et SuZIE.

DiaBolo est décrit en détail dans le chapitre 4 (page 57). Les longueurs d'onde centrales de ses deux voies sont 1.2 et 2.1 mm. DiaBolo a observé les cinq amas observés durant le second vol PRONAOS. La détection est effective dans les cas d'A665, d'A2163 et de CL0016+16 (Désert et al., 1998).

SuZIE est un instrument développé et exploité par le CALTECH fonctionnant au foyer du CSO. Tout comme DiaBolo, c'est un spectrophotomètre bolométrique opérant à 1.1, 1.4 et 2.1 mm (Holzapfel et al., 1997c). SuZIE a mesuré un signal en direction d'A2163 à ces trois longueurs d'onde (Wilbanks et al., 1994; Holzapfel et al., 1997b).

Le principe de mesure de ces deux instruments est similaire à celui de PRONAOS, la mesure obtenue est une mesure différentielle entre la source et une référence. Les différences de tailles entre les faisceaux ($0.5'$ pour DiaBolo et $1.9'$ pour SuZIE) et les différences entre les amplitudes de modulation ($3'$ pour DiaBolo et $4.6'$ pour SuZIE) sont corrigées par simulation de chacune des observations sur le profil β de l'amas ($\beta = 0.62$ et $\theta_c = 1.2'$, cf. Sec. 5.3.2). Ainsi les valeurs des brillances portées sur la figure 5.5 et dans la table 5.2 sont homogènes à celles mesurées par PRONAOS.

5.3.2 Analyse et résultats

A2163

Largement étudié du fait de ses caractéristiques peu communes (cf. Tab. 3.2), A2163 constitue une source idéale d'observation SZ. Distant ($z = 0.201$), mais étendu ($\theta_c = 1.2'$, $\beta = 0.62$), c'est l'un des amas les plus chauds ($T_g = 13.8$ keV) détecté jusqu'à présent. Il présente, par ailleurs, une densité électronique centrale relativement élevée ($n_e = 6.65 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) (Elbaz et al., 1995; Markevitch et al., 1996).

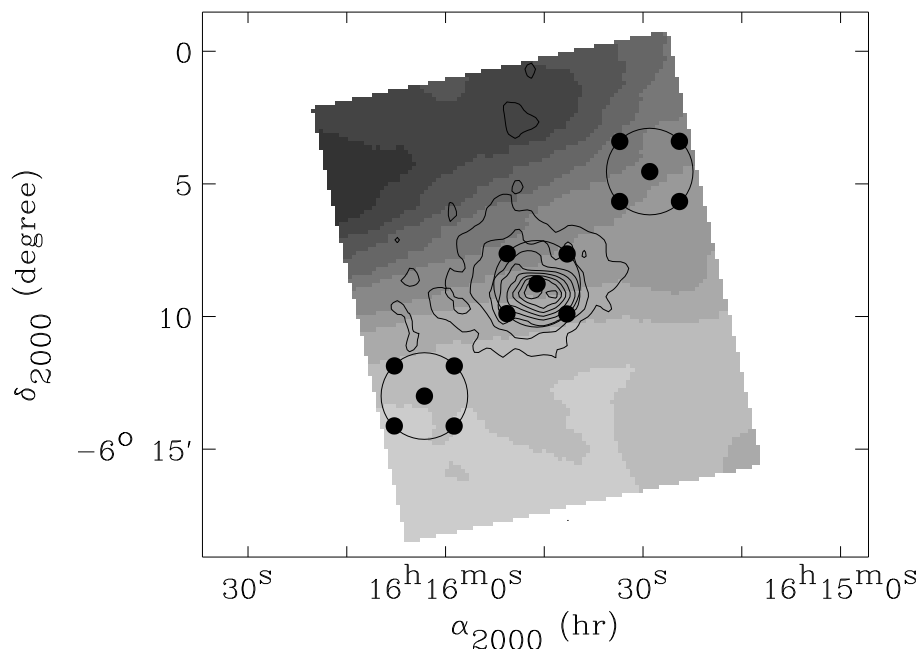


FIG. 5.4 – Simulation d'observation PRONAOS en mode 5 points ON-OFF sur la carte ISOPHOT d'A2163 à $180 \mu\text{m}$.

TAB. 5.2 – Mesures en direction d'A2163

λ (μm)	Instrument	$I_\nu^{(a)}$ (MJy/sr)
90	ISO-PHT	0.16 ± 0.14
100	IRAS	0.18 ± 0.22
180	ISO-PHT	1.04 ± 0.18
390	PRONAOS	0.43 ± 0.09
630	PRONAOS	0.30 ± 0.08
1120	SuZIE	0.107 ± 0.038
1380	SuZIE	-0.039 ± 0.024
2120	SuZIE	-0.140 ± 0.013
2100	Diabolo	-0.20 ± 0.08

^(a) Les brillances sont estimées pour un faisceau de $3.5'$ et une amplitude de modulation de $6'$. Les erreurs sont données à 1σ .

Modèle d'émission

Nous avons modélisé la brillance de surface observée par la somme de deux composantes, la poussière et le SZ :

$$I_\nu(\bar{\nu}) = \mathbf{I}_\nu(180\mu\text{m}) \bar{\nu}^2 B_\nu(\mathbf{T}_p) + \mathbf{y} \left[SZ_{th}(\bar{\nu}, T_g) - \frac{\mathbf{v}_p}{T_g} SZ_{cin}(\bar{\nu}) \right] \quad (5.2)$$

où $\bar{\nu}$ est la fréquence centrale de la bande instrumentale. $I_\nu(180\mu\text{m})$ est la brillance à $180\mu\text{m}$ et T_p la température de la poussière. L'émissivité de la poussière a été fixée à 2 en accord avec les résultats obtenus à partir des données FIRAS par Boulanger et *al.* (1996). y est le paramètre de comptonisation et T_g la température électronique du gaz. $SZ_{th}(\bar{\nu}, T_g)$ représente le spectre SZ exact pour $y = 1$. $SZ_{cin}(\bar{\nu}) = \frac{m_e c}{k} a(x)$ est le spectre SZ cinétique.

Nous avons ajusté simultanément quatre paramètres de ce modèle: $I_\nu(180\mu\text{m})$, T_p , y et v_p . Il nous est impossible de faire la différence entre un effet de vitesse de l'amas et une fluctuation primordiale du FRC, parce que leurs spectres sont identiques. La vitesse particulière peut donc s'exprimer sous la forme d'une fluctuation de température du FRC.

Le meilleur ajustement donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_\nu(180\mu\text{m}) = 1.00_{-0.16}^{+0.09} \text{ MJy/sr} \\ T_p = 14.8 \pm 1.0 \text{ K} \\ y = 3.42_{-0.46}^{+0.41} \times 10^{-4} \\ v_p = 975_{-971}^{+812} \text{ km/s} \quad \iff \quad \Delta T_{FRC} = -119_{-118}^{+99} \mu\text{K} \end{array} \right. \quad (5.3)$$

Les erreurs obtenues par maximum de vraisemblance (cf. Sec. 4.3.6), $\mathcal{L} = \exp(-\chi^2/2)$, sont données à 68% de confiance.

Le spectre résultant du meilleur ajustement (courbe pleine) est présenté figure 5.5. Les deux composantes majeures de l'émission apparaissent très clairement: la poussière aux courtes longueurs d'onde (courbe pointillée) et le SZ aux plus grandes (courbe en points-tirets). La forme du spectre SZ thermique est identifiable bien que son aile submillimétrique soit mélangée à l'aile Rayleigh-Jeans du spectre de poussière.

Paramètre de comptonisation

Notre valeur de y est en accord avec celles dérivées des données SuZIE par Wilbanks et *al.* (1994), $y = 3.78_{-0.65}^{+0.74} \times 10^{-4}$ et par Holzappel et *al.* (1997b), $y = 3.73_{-0.61}^{+0.47} \times 10^{-4}$. Tant que la

mesure submillimétrique est obtenue avec un faible rapport signal sur bruit ($S/N = 3 - 4$) en comparaison de ceux des mesures millimétriques ($S/N = 10$), la détermination de y n'est que faiblement améliorée.

Vitesse particulière

Holzapfel et al. (1997b) ont déterminé une vitesse de $v_p = 490^{+910}_{-730}$ km/s. Bien que du fait des barres d'erreurs importantes, ces deux résultats soient compatibles, Holzapfel et al. n'ont pas pris en compte la composante poussière de l'émission dans leur analyse. Cette hypothèse ne semble pas justifiable compte tenu de l'importance du gradient et de l'amplitude de l'émission en direction d'A2163 (environ 25 MJy/sr à $180\mu\text{m}$, cf. Fig. 5.1). De ce fait et en considération de notre modélisation, il apparaît nécessaire de prendre cette émission en compte, même en millimétrique.

La figure 5.6 montre les contours de confiance (68% et 95%) dans l'espace (v_p, y) dans le cas des données incluant (contours pleins) et n'incluant pas (contours pointillés) les données submillimétriques.

Dans le second cas, en utilisant le rapport de couleur IR- N_H à $140\mu\text{m}$ (Boulanger et al., 1996):

$$I_\nu(IR) \text{ (MJy/sr)} = 91.26 \pm 0.01 \times \left(\frac{N_H}{10^{20} \text{ HI/cm}^2} \right) + 0.88, \text{ et connaissant la valeur de l'épaisseur}$$

optique moyenne du cirrus en direction d'A2163, $N_H = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ à partir des X (Elbaz et al., 1995) ou $N_H = 2.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ à partir du 21 cm (Dickey et Lockman, 1990), nous avons déduit l'intervalle plausible de variation des paramètres de l'émission de la poussière à $180\mu\text{m}$: $-2 \text{ MJy/sr} < I_\nu(180\mu\text{m}) < 2 \text{ MJy/sr}$ et $10 \text{ K} < T_p < 20 \text{ K}$. Les barres d'erreurs obtenues, en incluant dans l'analyse bayésienne utilisée une probabilité uniforme sur chacun de ces domaines pour les deux paramètres de la poussière, sont plus grandes que celles d'Holzapfel et al., qui avaient

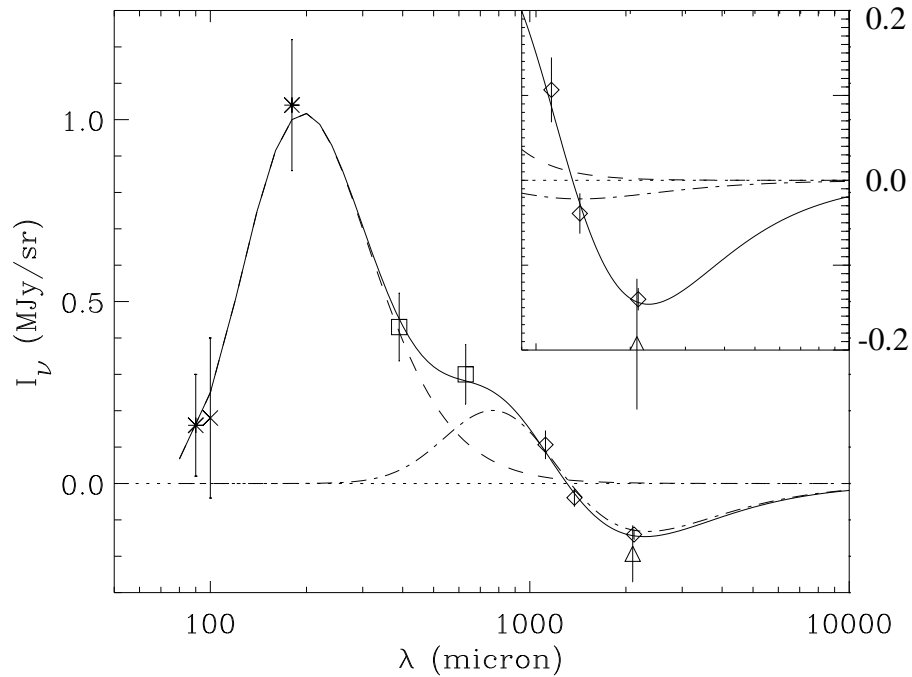


FIG. 5.5 — Spectre de la brillance de surface d'A2163 de $90\mu\text{m}$ à 2.1 mm , obtenu à partir des données ISOPHOT (astérisques), IRAS (croix), PRONAOS (carrés), SuZIE (losanges) et DiaBolo (triangle). Toutes les valeurs sont homogènes à celles de PRONAOS (fascceau de $3.5'$ et amplitude de modulation de $6'$). Le meilleur ajustement (ligne pleine) est la somme d'une émission de poussière (ligne pointillée) et d'une émission SZ (ligne en points-tirets). Le zoom montre le spectre de l'effet cinétique (ligne en points-tirets).

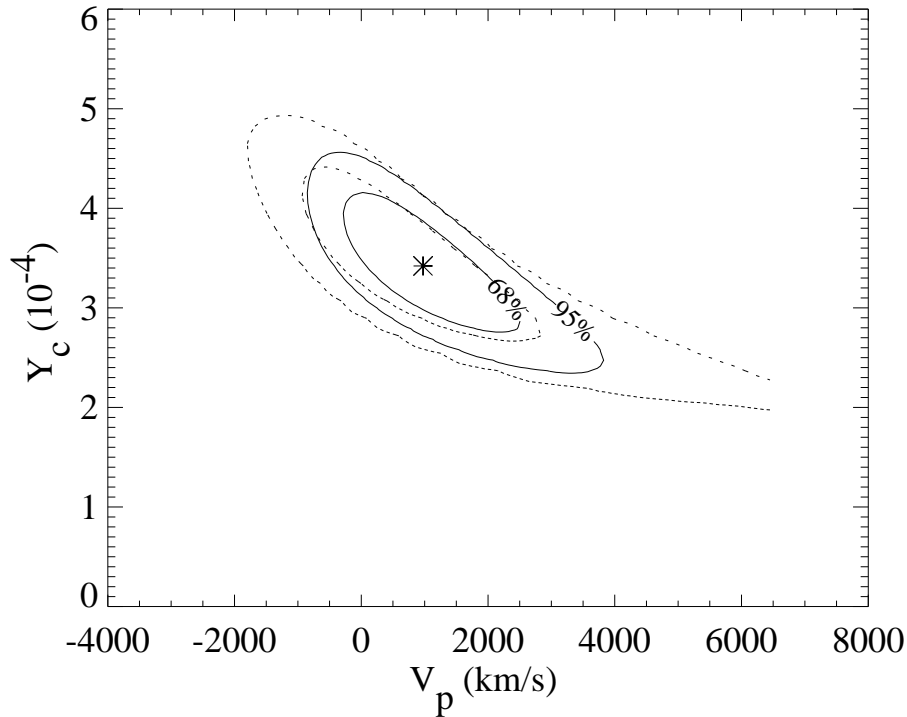


FIG. 5.6 – Fonction de vraisemblance dans le plan (y, v_p) . Les contours sont tracés à 68% et 95% de confiance. Les contours en traits pleins correspondent à la détermination obtenue avec l’ensemble des données de l’infrarouge au millimétrique. Les contours pointillés sont obtenus quand les données infrarouge et submillimétriques sont exclues (cf. Sec. 5.3.2).

considéré arbitrairement l’émission de la poussière nulle en millimétrique.

Finalement, la prise en compte de la contamination de la poussière conduit à une légère diminution de y . En effet, c’est à 2.1 mm que les données contraignent le paramètre de comptonisation, longueurs d’onde à auxquelles l’effet de vitesse ne contribue que pour 10% du signal SZ.

Détermination de H_0

La valeur de H_0 déduite de l’association de nos mesures avec les résultats des analyses X (cf Sec. 2.6.2, page 36) est : $H_0(q_0 = 0.5) = 71^{+47}_{-27}$ km/s/Mpc.

5.4 Conclusion

Ce travail démontre la nécessité de caractériser l’émission mesurée en direction d’un amas de galaxies aux longueurs d’onde submillimétriques, de façon à contraindre aussi bien l’émission de l’aile hautes fréquences du spectre SZ que l’aile Rayleigh-Jeans de celui de la poussière. Cette démarche est valable aussi bien dans le cas de mesure d’effet SZ que dans le cas de mesures d’anisotropies du FRC.

Actuellement, il est relativement difficile de se prononcer sur la nature de l’émission de poussière résiduelle en direction d’A2163. Elle peut correspondre, comme ce qui a été supposé au long du traitement, à des résidus de l’émission galactique dus à la modulation sur le fort gradient de l’émission. Elle peut provenir de l’amas même à l’instar des détections attribuées aux *cooling flow* sur les galaxies centrales d’A1835 et d’A2390 (Edge et al., 1999) ou de l’excès d’émission mis en évidence par le rapport de couleur $120\mu\text{m}/180\mu\text{m}$ d’ISOPHOT en direction de Coma (Stickel et al., 1998). Finalement, ce peut aussi être une émission des galaxies de fond à fort taux de formation

d'étoiles (ie: galaxies *Starburst*) éventuellement amplifiée par lentille gravitationnelle au travers de l'amas (Blain, 1998a).

Le cas de cette analyse sur A2163 est une bonne illustration des problèmes auxquels il faudra faire face dans l'analyse de données des futures missions spatiales submillimétriques. D'autre part, A2163 est un amas assez atypique situé à basse latitude galactique. Les problèmes rencontrés dans son cas sont donc relativement équivalents à ceux qui devraient se présenter dans le cas d'amas moins chauds (ie: émettant un signal SZ moins fort) situés à plus hautes latitudes (ie: émission de poussière plus faible) avec des instruments plus sensibles comme Planck et FIRST.

Papier II:

*First measurements of the submillimeter
Sunyaev-Zel'dovich effect*

Publication *ApJ (Lett.)*, 1998, 507, L5

FIRST MEASUREMENT OF THE SUBMILLIMETER SUNYAIEV-ZELDOVICH EFFECT

J. M. LAMARRE,¹ M. GIARD,² E. POINTECOUTEAU,² J. P. BERNARD,¹ G. SERRA,² F. PAJOT,¹ F. X. DÉSERT,¹ I. RISTORCELLI,²
J. P. TORRE,³ S. CHURCH,⁴ N. CORON,¹ J. L. PUGET,¹ AND J. J. BOCK⁵

Received 1998 July 27; accepted 1998 August 27; published 1998 September 11

ABSTRACT

We report the first detection of the Sunyaev-Zeldovich (S-Z) increment on the cosmic microwave background at submillimeter wavelengths in the direction of a cluster of galaxies. It was achieved toward the rich cluster Abell 2163, using the PRONAOS 2 m stratospheric telescope. Together with data from the SuZIE, Diabolo, and ISO-PHT experiments, these measurements, for the first time, give a complete picture of the far-infrared-to-millimeter spectral energy distribution of the diffuse emission toward a cluster of galaxies. It clearly shows the positive and negative parts of the S-Z effect and also a positive signal at short wavelengths that can be attributed to foreground dust in our Galaxy.

Subject headings: balloons — cosmic microwave background — dust, extinction —
galaxies: clusters: individual (A2163) — infrared: general

1. INTRODUCTION

The Sunyaev-Zeldovich (S-Z) effect (Sunyaev & Zeldovich 1972) is a spectral distortion of the cosmic microwave background (CMB) that is due to inverse Compton scattering of CMB photons by hot electrons in clusters of galaxies. It consists of a flux decrement at millimeter and centimeter wavelengths and a flux increment at shorter wavelengths. If the temperature of the electron gas is determined independently, for instance from the X-ray spectrum, then the knowledge of both parts of the S-Z effect can provide information about the intracluster gas mass (thermal effect) and its peculiar velocity with respect to the Hubble flow (kinetic effect). Recent calculations that fully take into account the relativistic effects have shown that for the hottest clusters, $T_e > 8$ keV, the S-Z spectrum departs significantly from the Sunyaev & Zeldovich result (see, e.g., Rephaeli 1995). This temperature dependence of the S-Z spectrum is particularly important in the submillimeter domain. Pointecouteau, Giard, & Barret (1998) have shown that it could be used to determine the electron temperature from future space-borne submillimeter/millimeter S-Z data, without any X-ray data.

From the direct comparison of the cluster's X-ray flux with the amplitude of the S-Z thermal effect, it is possible to derive the cluster's angular distance and thus the Hubble constant. This method is fully independent of the classical distance-scale determination. Several measurements of the decremental part at millimeter or centimeter wavelengths, with derivations of H_0 and peculiar velocities, have been achieved successfully from the ground (see, for instance, Birkinshaw, Hughes, & Arnaud 1991; Jones et al. 1993; Birkinshaw & Hughes 1994; Myers et al. 1997; Holzapfel et al. 1997b, 1997c). The determination of the cluster's peculiar velocity is performed at wavelengths near 1.4 mm, where the thermal effect is close to zero.

At this wavelength, the dust emission of a Galactic cirrus or extragalactic starbursts can be significant and pollutes the measurement. Only infrared/submillimeter observations can raise this degeneracy. In this Letter, we report such measurements for the cluster Abell 2163.

This is a well-studied massive cluster located at $z = 0.201$, which has one of the hottest known intracluster gas temperatures ($T_e = 12\text{--}15$ keV; Elbaz, Arnaud, & Boehringer 1995 and Markevitch et al. 1996). This makes it a very attractive candidate for measurements of the S-Z effect. High-sensitivity measurements of the S-Z effect on this cluster have been obtained at 1.1, 1.4, and 2.1 mm using the Sunyaev-Zeldovich Infrared Experiment (SuZIE) Caltech photometer on the Caltech Submillimeter Observatory (CSO), Mauna Kea, Hawaii (Holzapfel et al. 1997a).

2. OBSERVATIONS

2.1. Submillimeter Data

The submillimeter data presented here were obtained with the PRONAOS telescope⁶ (Serra et al. 1998) during a 30 hr stratospheric flight from Fort Sumner, New Mexico, on 1996 September 22 and 23. The 2 m primary dish of the instrument is a six-element segmented mirror with active control of the shape to compensate for in-flight thermal and gravity changes. The SPM photometer (Lamarre et al. 1994) includes warm optics that provide the sky modulation and internal regulated blackbody calibrators. The detector system uses bolometers cooled at 0.3 K with closed cycle ³He coolers inside a liquid ⁴He cryostat. There are four spectral bands at 170–240, 240–340, 340–540, and 540–1050 μm with beams of 2', 2', 2'5, and 3'5 (channels 1–4, respectively). The optical scheme uses dichroics so that a single direction on the sky is observed in the four channels simultaneously.

Our observation strategy includes three levels of beam modulation to subtract the instrumental systematic signals and their possible variations: (i) beam switching at constant elevation, with a 6' amplitude, at a frequency of 19.5 Hz, (ii) telescope nodding so that the source is alternately seen in the positive

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, Bâtiment 121, 91405 Orsay Cedex, France.

² Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, B.P. 4346, F-31028 Toulouse Cedex 4, France.

³ Service d'Aéronomie du CNRS, BP 3, F-91371 Verrières-le-Buisson Cedex, France.

⁴ Department of Physics, Mathematics, and Astronomy, 103-33, California Institute of Technology, CA 91125.

⁵ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, MS 169-327, Pasadena, CA 91109.

⁶ The PRONAOS telescope is operated under the responsibility of the Centre National d'Études Spatiales (CNES), in collaboration with the laboratories of the authors.

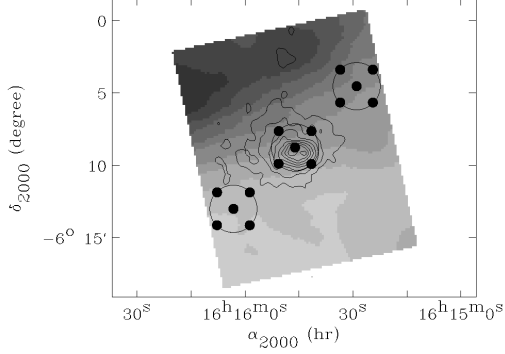


FIG. 1.—Positions observed with PRONAOS overlaid on the 180 μm ISO-PHT map (gray scale; the minimum and maximum colors are at 15 and 30 MJy sr^{-1} , respectively) and the X-ray ROSAT PSPC contours. The dots show the centers of the five observed positions (cluster plus left and right beams at the same elevation), and the circles show the PRONAOS 3.5 beam FWHM at 630 μm .

and negative beams, at a frequency of about 0.01 Hz, and (iii) repeating the observation on a blank field, with the same duration and observing mode. The blank field was selected in the neighborhood of the cluster, for minimum dust contamination in the IRAS 100 μm maps ($\alpha_{50} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}58^{\text{s}}$, $\delta_{50} = 4^{\circ}36'32''$). Five positions are observed in the direction of the cluster: one at the nominal cluster center (maximum X-ray brightness) and the other four at 1'6 offsets in elevation and cross-elevation from this center (see Fig. 1). This strategy was chosen to cope with a possible mispointing of the telescope (which did not occur) and to provide information on the cluster extension in case of a high signal-to-noise ratio (S/N) detection. A2163 and the reference field were each observed for a total duration of 54 minutes.

The sensitivities achieved in flight by the PRONAOS-SPM system are 1.0, 0.58, 0.17, and 0.06 MJy sr^{-1} , respectively, in the four channels, for $S/N = 1$ and an observation time of 1 hr. The noise level in channels 1 and 2 is dominated by low-frequency fluctuations that are likely due to residual atmospheric emissions. These fluctuations are still important in channel 3 but can be removed efficiently by a correlation with channel 1 and the subtraction of the correlated component. The residual noise level is then about 0.09 MJy sr^{-1} in channel 3, which, together with the noise in channel 4, is close to what is expected from photon noise. The calibration is performed in four steps: (i) the ground-based calibration of the photometer on extended blackbodies at different temperatures, (ii) the ground-based measurement of the bands' spectral responses, (iii) the in-flight measurement of the instrument beam on the planet Saturn, and (iv) the in-flight monitoring of the detector response on an internally modulated reference source (a detailed description of the noise analysis and calibration procedures will be published in a forthcoming paper by Pajot et al. 1998). The resulting absolute calibration accuracy has been estimated to be on the order of 10%. Finally, for each analyzed source, the calibration coefficients are recomputed in a self-consistent manner, integrating the bandpass over the best estimate of the source's spectrum (e.g., dust plus the S-Z effect in the case of A2163).

The data processing includes (i) data deglitching and filter-

TABLE 1
NUMERICAL VALUES FOR THE MEASUREMENTS GATHERED IN FIG. 2

λ (μm)	Instrument	Y_{c}^{a} ($\times 10^{-4}$)	Estimated Signal ^b (MJy sr^{-1})
90	ISO-PHT	...	0.16 [0.14]
100	IRAS	...	0.18 [0.22]
180	ISO-PHT	...	1.04 [0.18]
390	PRONAOS	...	0.43 [0.09]
630	PRONAOS	...	0.30 [0.08]
1120	SuZIE	4.05 [1.45] ^c	0.107 [0.038]
1380	SuZIE	9.9 [6.0] ^c	-0.039 [0.024]
2120	SuZIE	3.73 [0.35] ^c	-0.140 [0.013]
2100	Diabolo	5.5 [2.2] ^d	-0.20 [0.08]

^a Central Comptonization parameter taken from the literature (assuming the same King profile as in this Letter).

^b Estimated signal for a 3.5 beam and 6' modulation amplitude (square brackets give 1 σ errors).

^c Holzappel et al. 1997b, 1997c.

^d Désert et al. 1998.

ing, (ii) demodulation from telescope nodding: $(\text{positive}_{\text{beam}} - \text{negative}_{\text{beam}})/2$, and (iii) averaging. Before averaging, channels 3 and 4 were cross-correlated with channel 1 to subtract any correlated noise component. The correlation ratios found are $F_3/F_1 \approx 0.06$ and $F_4/F_1 \approx 0.03$ in units of jansky. These color ratios are much smaller than the cosmic dust emission colors, which will be the main contributor to the flux measured in channel 1: $F_3/F_1 \approx 0.43$ and $F_4/F_1 \approx 0.11$ for dust at 15 K with a spectral index of 2. However, since this decorrelation process also implies some subtraction of the dust component from channels 3 and 4, the average data values were self-consistently corrected using the final dust best-fit spectrum ($T \approx 15$ K).

2.2. Far-Infrared Data

Maps at 90 and 180 μm were obtained with the PHOT instrument on board the *Infrared Space Observatory* (ISO)⁷ satellite (open time program: GSERRA:SZCLUST). The observation mode was a PHOT-32 8×8 raster map with steps of 92'' and integration times of 20 and 64 s pixel^{-1} (pixel sizes are 43'' and 90'', respectively, for the 90 and 180 μm filters). The data reduction was performed with the PIA-7.01 software.⁸ In order to get consistent data that would allow us to derive the dust emission, the PRONAOS observing sequence was simulated with its parameters (beam switching and beam size) on the ISO maps (see Fig. 1). The results of these simulated measurements are reported in Table 1 with the corresponding error bars (see also Fig. 2). The error bars have been derived from the rms fluctuation taken on a map of residuals. This map was obtained by the subtraction of the large-scale cirrus pattern that was fitted as a 5° two-dimensional polynomial. The error bar obtained in this manner is always larger than the PHOT absolute calibration uncertainty (10%–20%).

The same operation was performed on the IRAS ISSA map at 100 μm . Although the spatial modulation for PRONAOS and SuZIE is not exactly the same, the simulations using the 180 μm ISO-PHT data show that the dust signal is the same within error bars. Thus, a single dust signal is used in the interpretation of the data.

⁷ An ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands, and the UK) with the participation of ISAS and NASA.

⁸ PIA is a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOPHOT Consortium. The ISOPHOT Consortium is led by the Max Planck Institute for Astronomy (MPIA), Heidelberg. Contributing ISOPHOT Consortium institutes are DIAS, RAL, AIP, MPIK, and MPIA.

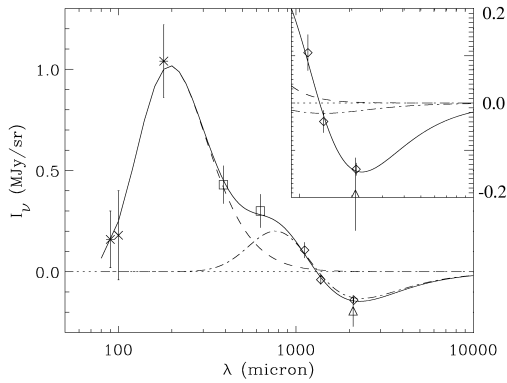


FIG. 2.—Far-infrared-to-millimeter brightness difference between the cluster of galaxies A2163 and its surroundings, using data from *ISO*-PHT (asterisks), *IRAS* (crosses), PRONAOS (squares), SuZIE (diamonds), and Diabolo (triangles). All values are homogeneous with the PRONAOS dilution (3′5 beam, 6′ beam throw). The solid line shows the best fit of a model, including the contributions of the foreground dust (dashed line), the positive and negative parts of the thermal S-Z effect (dash-dotted line), and the kinetic S-Z effect (dash-dotted line in insert). The parameters of the fit are the dust temperature $T_d = 14.8 \pm 1$ K, the Comptonization parameter in the direction of the cluster center $Y_c = 3.42^{+0.41}_{-0.46} \times 10^{-4}$, and the cluster peculiar velocity $V_p = 975^{+812}_{-971}$ km s $^{-1}$, which can also be interpreted as a negative CMB fluctuation of -119^{+99}_{-118} μ K.

3. RESULTS AND DISCUSSION

In Figure 2, we show our far-infrared and submillimeter measurements, together with the existing millimeter data from Holzzapfel et al. (1997c) at 1.1, 1.4, and 2.1 mm (SuZIE on the CSO telescope: 1′9 beam, 4′6 beam throw) and from Désert et al. (1998) at 2.1 mm (Diabolo experiment on the IRAM 30 m telescope: 0′5 beam, 3′ beam throw). The numerical values with 1σ error bars are reported in Table 1. The Diabolo and SuZIE data have been corrected for the different beams and modulation amplitudes in order to compare with the PRONAOS data, assuming a King profile for the intracluster gas density:

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

where r_c , the cluster core radius, corresponds to a projected angle $\theta_c = 1′2$ and $\beta = 0.62$ from Elbaz et al. (1995). The dilution factors for PRONAOS and Diabolo are 0.38 and 0.55, respectively, in terms of the ratio of the beam-averaged signal to the central cluster value. For PRONAOS, this also takes into account averaging over the offset positions. For SuZIE, we use the values derived from single-band fits by Holzzapfel et al. (1997c), who use the same cluster model as we do.

Different components appear in this spectrum: the dust shows up at shorter wavelengths and is measured at 90 μ m (*ISO*), 100 μ m (*IRAS*), 180 μ m (*ISO*), and 390 μ m (PRONAOS). The S-Z thermal effect has its maximum positive and negative peaks at submillimeter and millimeter wavelengths, respectively. The positive part is measured at 630 μ m (PRONAOS) and 1.1 mm (SuZIE), whereas the negative part is measured at 2.1 mm (SuZIE and Diabolo). Finally, the kinetic S-Z effect (or CMB primordial temperature fluctuation; see below) is dominant in

the SuZIE 1.4 mm band, where the S-Z thermal effect is close to zero.

We have simultaneously fitted the *ISO*, PRONAOS, Diabolo, and SuZIE data with a S-Z plus dust spectrum having four free parameters: Y_c is the Comptonization parameter in the direction of the cluster center, V_p is the peculiar velocity of the cluster, $F_d(180)$ is the level of dust emission at 180 μ m, and T_d is the dust temperature (the dust emissivity index being fixed to $n_d = 2$ from Boulanger et al. 1996). We are not able to distinguish the S-Z kinetic effect from a thermal fluctuation of the CMB itself since they have the same spectrum. In the following, we will quote both the velocity value and the peak ΔT value for a CMB fluctuation that would have the same angular distribution and flux as the cluster S-Z kinetic effect. For the S-Z effect, we assume an intracluster gas temperature of 13 keV and use an exact relativistic thermal S-Z spectrum from Pointecouteau et al. (1998). The best-fit values for the four parameters, using the whole data set and 68% confidence intervals, are $Y_c = 3.42^{+0.41}_{-0.46} \times 10^{-4}$, $V_p = 975^{+812}_{-971}$ km s $^{-1}$ (cluster moving away from us, $\Delta T_{\text{CMB}} = -119^{+99}_{-118}$ μ K), $F_d(180) = 1.00^{+0.09}_{-0.16}$ MJy sr $^{-1}$, and $T_d = 14.8 \pm 1$ K. The error bar on each parameter has been calculated from a likelihood analysis after integration over the other parameters: $L = \exp(-\chi^2/2)$. It was not necessary to assume a prior probability for any of the four parameters.

First of all, this data set provides three measurements of the S-Z effect in A2163 that were made with significantly different beam sizes: 3′5, 1′9, and 0′5, respectively, for PRONAOS, SuZIE, and Diabolo. Within the error bars, the three measurements give the same value for the Comptonization parameter in the direction of the cluster center. This validates the King profile that has been derived from the X-ray analysis for the intracluster gas distribution, for a cluster radius ranging from 0.4 to 5 times the core radii.

Our values for the Compton parameter and cluster peculiar velocity can be compared with the values derived in Holzzapfel et al. (1997c) from the analysis of the SuZIE data at 1.1, 1.4, and 2.1 mm: $Y_c = 3.73^{+0.47}_{-0.61} \times 10^{-4}$ and $V_p = 490^{+910}_{-730}$ km s $^{-1}$. However, in their analysis, the authors assumed a zero dust emission level, which is not realistic given the far-infrared measurements. The *ISO* map in Figure 1 clearly shows that this cluster, which is at medium Galactic latitude, lies behind a significant layer of Galactic dust (about 25 MJy sr $^{-1}$ at 180 μ m). We show in Figure 3 that the millimeter data do not allow a precise determination of the cluster peculiar velocity in the absence of any submillimeter measurement constraining the dust contribution. This figure displays the 68% and 95% confidence contours on V_p and Y_c , including (and not including) the far-infrared and submillimeter data in the fit: solid lines (dashed lines). In the second case (dashed line), the parameters of the dust component have been varied in the following range: -2 MJy sr $^{-1} < F_d(180 \mu\text{m}) < 2$ MJy sr $^{-1}$, 10 K $< T_d < 20$ K. This is a plausible range considering the average depth of the cirrus cloud in the direction of A2163: $N_{\text{H}} = 1.6 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$ from the X-ray data (Elbaz et al. 1995) or $N_{\text{H}} = 2.1 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$ from 21 cm surveys (Dickey & Lockman 1990). We use the infrared-to- N_{H} colors from Boulanger et al. (1996): 1.26×10^{-20} MJy sr $^{-1}$ cm 2 at 140 μ m.

Although it remains within the previous error bars, the velocity change induced by taking into account the dust contribution implies a slight decrease in Y_c . This is true for the following reason: the kinetic S-Z effect contributes about 10% of the measured decrement at 2.1 mm, the wavelength where the thermal S-Z effect is mostly constrained by the data. The

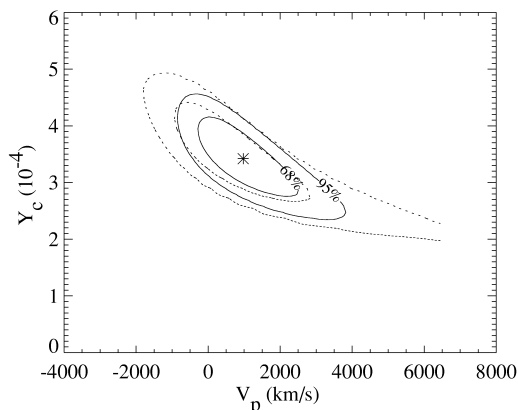


FIG. 3.—The 68% and 95% confidence limits for the determination of the cluster peculiar velocity and central Comptonization parameter from the far-infrared, submillimeter, and millimeter data. The dashed line shows the degraded limits if far-infrared and submillimeter data are ignored, allowing the dust contribution to vary in a plausible range (see text).

combined data set (submillimeter plus millimeter) only slightly improves the precision of the Comptonization parameter since the accuracy of the PRONAOS measurement of the positive S-Z effect (S/N = 3–4) is much less than that of the SuZIE measurement at 2.1 mm (S/N = 10).

Concerning the derivation of H_0 by a comparison of the Comptonization parameter with X-ray fluxes, this scales as F_x/Y_c^2 . Thus, the H_0 ($q_0 = \frac{1}{2}$) value derived by using the same isothermal model for the cluster gas distribution as Holzapfel et al. (1997c) increases from 60_{-23}^{+40} to 71_{-27}^{+47} $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ with our determination of Y_c .

To conclude, the combined data set presented here (Fig. 2) demonstrates the need for submillimeter data to interpret correctly the S-Z measurements and, more generally, the millimetric CMB data. At this stage, we are not able to assess the

origin of the submillimeter dust emission toward A2163: it can be either (i) residual unbalanced Galactic dust as assumed above, (ii) background starburst galaxies that can possibly be magnified by a gravitational lensing effect, or (iii) intracluster dust as measured by Stickel et al. (1998) toward the Coma Cluster. This last hypothesis was examined carefully. Data from ISO-PHT show that the measured flux depends on the orientation of the simulated beam switching and that the mean of all possible orientations (1.5σ detection) does not provide a confirmation of a brightness excess toward the cluster. Moreover, given the depth of the foreground cirrus cloud (see above), the hypothesis of contamination by Galactic dust seems very likely.

The case of A2163, a massive cluster at medium Galactic latitude, actually provides a good illustration of the problems that will be faced when interpreting data for more standard clusters at higher Galactic latitudes [$Y_c \approx 10^{-3}$, $F_d(180 \mu\text{m}) \approx 5 \text{ MJy sr}^{-1}$] with the future, very sensitive, space-borne instruments such as *Planck* (Bersanelli et al. 1996) and the Far InfraRed and Submillimetre Telescope (FIRST). Submillimeter capabilities, as provided by these two satellites, will be required to derive meaningful peculiar velocities and precisions below 10% on the Comptonization parameter. However, concerning the peculiar velocity, the fundamental limitation will remain the CMB because it has the same spectrum as the S-Z kinetic effect (see, e.g., Haehnelt & Tegmark 1996 and Aghanim et al. 1997). In a similar way, the analysis of the primordial CMB anisotropies themselves, at high angular resolution ($\theta > 5'$) from the *Planck* 217 GHz channel, will also suffer from the dust contamination and will require the help of the submillimeter channels.

We are very indebted to the CNES team led by F. Buisson who were in charge of the development and operations of the PRONAOS gondola and telescope. The professionalism of the NSBF team led by D. Ball was very much appreciated. We are also very grateful to the CNRS technical team led by G. Guyot who were in charge of the focal-plane instrument SPM. We thank W. L. Holzapfel and D. L. Clements for their help and knowledgeable comments.

REFERENCES

- Aghanim, N., De Luca, A., Bouchet, F. R., Gispert, R., & Puget, J. L. 1997, *A&A*, 325, 9
- Bersanelli, M., et al. 1996, COBRAS/SAMBA, ESA Rep. on Phase A Study, D/SCI(96)3 (Noordwijk: ESA)
- Birkinshaw, M., & Hughes, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 33
- Birkinshaw, M., Hughes, J. P., & Arnaud, K. A. 1991, *ApJ*, 379, 466
- Boulanger, F., et al. 1996, *A&A*, 312, 256
- Désert, F. X., et al. 1998, *NewA*, in press
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Elbaz, D., Arnaud, M., & Boehringer, H. 1995, *A&A*, 293, 337
- Haehnelt, M. G., & Tegmark, M. 1996, *MNRAS*, 279, 545
- Holzapfel, W. L., et al. 1997a, *ApJ*, 479, 17
- . 1997b, *ApJ*, 480, 449
- . 1997c, *ApJ*, 481, 35
- Jones, M., et al. 1993, *Nature*, 365, 320
- Lamarre, J. M., et al. 1994, *Infrared Phys.*, 35, 277
- Markevitch, M., Mushotzky, R., Inoue, H., Yamashita, K., Furuzawa, A., & Tawara, Y. 1996, *ApJ*, 456, 437
- Myers, S. T., Baker, J. E., Readhead, A. C. S., Leitch, E. M., & Herbig, T. 1997, *ApJ*, 485, 1
- Pajot, F., et al. 1998, in preparation
- Pointecouteau, E., Giard, M., & Barret, D. 1998, *A&A*, in press
- Rephaeli, Y. 1995, *ApJ*, 445, 33
- Serra, G., et al. 1998, in Proc. ICSO Conf., Toulouse, Poster Session 2
- Stickel, M., Lemke, D., Mattila, K., Haikala, L. K., & Haas, M. 1998, *A&A*, 329, 55
- Sunyaev, R., & Zeldovich, Ya. B. 1972, *Comments Astrophys. Space Phys.*, 4, 173

Chapitre 6

Détermination de la température du gaz intergalactique

Les observations X permettent de déduire la distribution, la température et la métallicité du gaz intra-amas. L'information sur la température est indispensable pour le traitement de données SZ. En l'absence d'estimation de T_g , la seule information accessible à partir des mesures SZ est le produit τT_g (en supposant le gaz isotherme). Il n'est alors pas possible de séparer les effets de température et de densité et par conséquent impossible d'en déduire la masse de gaz de l'amas. Cette dépendance est gênante dans le cas d'amas sombres, sans contrepartie X, (Jones et al., 1993; Richards et al., 1997). Dans quelques années, le satellite Planck Surveyor fournira à la communauté scientifique une image complète du ciel aux longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques à la résolution de 5'. Un catalogue à plus de 10000 entrées est attendu pour les détections SZ (Bersanelli et al., 1996). Seul un certain nombre d'entre eux fera l'objet d'observations pointées des télescopes spatiaux X (Chandra, XMM, astro-E,...). Il serait contrariant d'être limité dans l'analyse de ces données. Par ailleurs, il semble intéressant de pouvoir effectuer leur analyse indépendamment des données X. Pour ces raisons, nous proposons dans ce chapitre une méthode d'analyse spectrale de l'effet SZ, s'appuyant sur le calcul des spectres exacts SZ (développé dans le chapitre 3, page 39), pour estimer les paramètres physiques de l'amas et notamment la température électronique.

6.1 Précision des déterminations en X

6.1.1 Détermination de température avec ASCA

ASCA est un satellite X lancé en 1993. Il est équipé d'un spectromètre (GIS) couvrant la gamme d'énergie 1 – 10 keV, tout à fait adaptée à l'étude du milieu intra-amas. A l'heure actuelle, c'est l'instrument le plus performant en matière de spectroscopie X.

Nous avons utilisé le logiciel XSPEC (Arnaud, 1996) pour simuler une observation ASCA (GIS2), d'une durée de 25 ks, d'un amas ayant une température électronique de 8 keV, un flux non absorbé de 6×10^{-11} erg/s/cm² dans la bande 1-10 keV (correspondant à un amas riche avec $0 < z < 0.2$), observé au travers d'une colonne densité d'hydrogène de 10^{21} atomes/cm², valeur typique à haute latitude galactique (Stark et al., 1992). Pour une telle observation, T_g est restituée avec une précision de l'ordre de 0.5 keV (à 68% de confiance). Cette erreur est compatible avec les estimations dérivées des observations actuelles (David et al., 1993; Markevitch et al., 1998). Etant donnée la bande d'énergie ASCA (1-10 keV), elle doit cependant augmenter avec la température, parce que dans ce cas la cassure du spectre bremsstrahlung se décale à plus hautes énergies et approche, ou même dépasse le seuil de fréquence accessible à l'instrument (au delà de ce seuil la sensibilité décroît fortement). Dans ce genre de configuration, l'ajustement du spectre tendrait à fournir des valeurs sous estimées de la température. C'est un facteur limitant, qui est directement le fait de la limitation de la couverture en énergie de l'instrument. Nous avons illustré ce fait en menant une simulation identique à la précédente, mais pour une température de 12 keV. Le meilleur ajustement correspondant donne une température de $T_g = 10.9 \pm 0.9$ keV (à 90% de confiance). Cette valeur est quasiment compatible avec la valeur initiale. Bien entendu, l'estimation de la température ainsi que l'erreur associée dépendent du flux de la source. Ce dernier doit être comparé à la sensibilité de détection de l'instrument (le flux X décroît avec le redshift en $1/(1+z)^3$). Ce fait est clairement illustré par les valeurs présentées dans la table 3.2. L'erreur sur T_g est en moyenne plus grande pour les amas distants. Par exemple, pour AXJ2019 observé avec ASCA et dont le redshift est $z = 0.92$, Hattori et al. (1997) ont estimé $T_g = 8.6_{-3.0}^{+4.2}$.

Comme il a déjà été dit (cf. Sec. 3.6), l'émission X est sensible aux zones les plus denses du gaz : $I_\nu(X) \propto \int n_e(l)^2 dl$. Si le plasma intra-amas est inhomogène, la détermination de T_g à partir des mesures X pourrait ne pas prendre en compte une composante de faible densité du gaz. Dans cette optique, il semble intéressant de pouvoir effectuer une détermination indépendante à l'aide de l'émission SZ, sensible elle aux plus faibles densités : $I_\nu(SZ) \propto \int n_e(l) dl$.

6.1.2 Les futures missions X : XMM et Chandra

Chandra (anciennement AXAF) vient d'être mis en orbite en juillet 1999. Du fait de sa résolution (0.5"), il n'est pas l'outil idéal pour l'étude des sources étendues que sont les amas de galaxies. Chandra sera plus adapté à l'observation de sources ponctuelles et à la recherche de

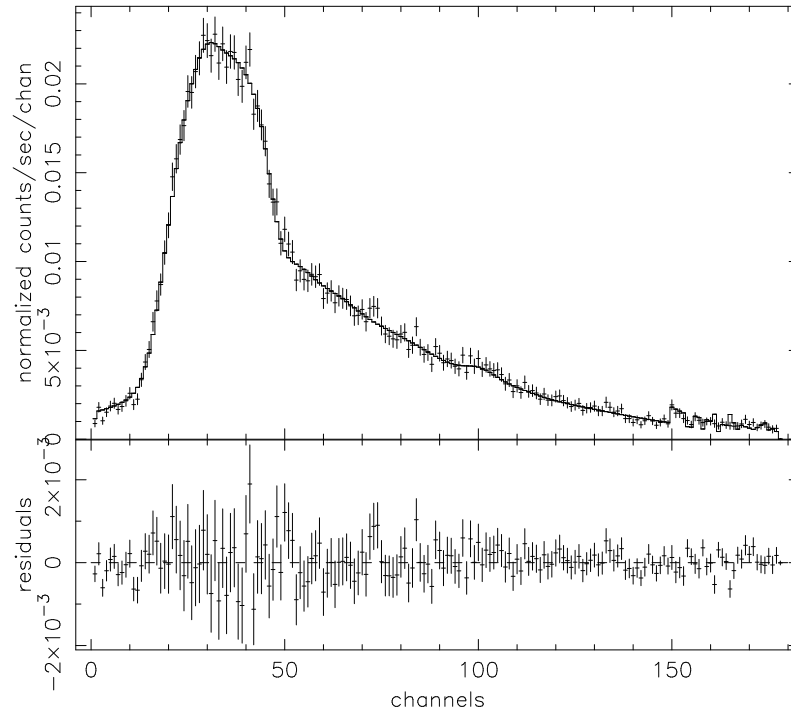


FIG. 6.1 – Simulation d'observation ASCA d'un amas à $T_g = 8 \text{ keV}$, $f[1 - 10 \text{ keV}] = 6 \times 10^{-11} \text{ erg/s/cm}^2$.

structures dans le milieu intergalactique via la cartographie fine du coeur des amas de galaxies (par exemple pour ceux présentant des *cooling flows* en leur centre).

XMM (*X-ray Multi-mirror Mission*) est la seconde pierre angulaire du programme “Horizon 2000” de l’ESA. Son lancement est actuellement planifié pour décembre 1999. Sa résolution de $15''$ dans un champ de vue de $30'$ et sa grande sensibilité en font un outil tout à fait adapté à la cartographie précise et extensive de l’émission du plasma intergalactique. Il devrait permettre de tracer l’émission X loin du coeur des amas, là où le flux X est très faible et n’est actuellement pas détecté. En terme spectroscopique, si la résolution spectrale d’XMM est moins bonne que celle d’ASCA, elle permettra néanmoins des estimations de la température du gaz avec une précision de l’ordre de 1 keV pour un amas de 10 keV situé à $z = 1.0$ (Arnaud, 1998).

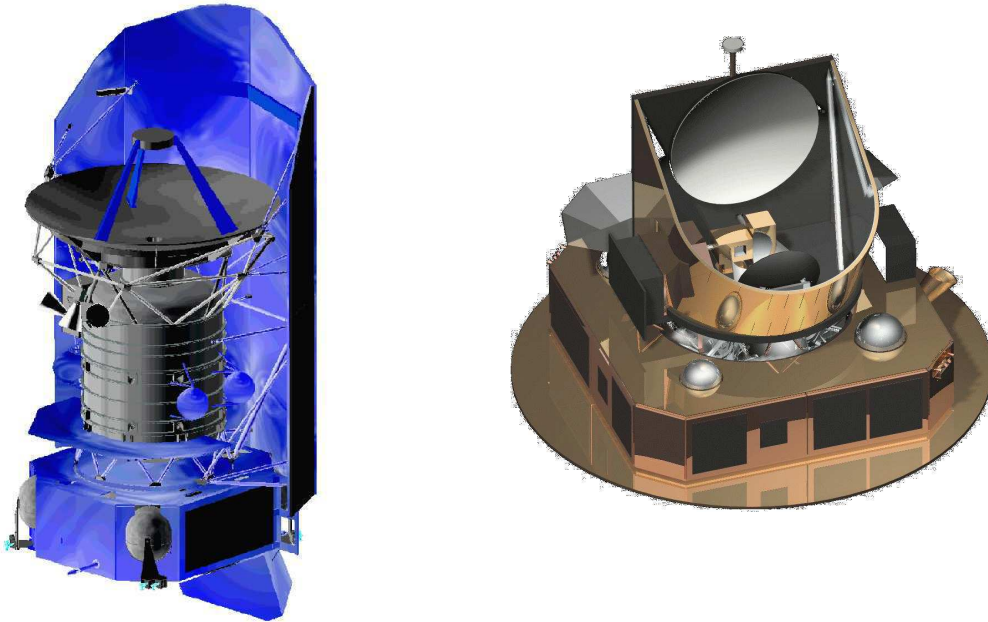
6.2 Les satellites submillimétriques

En 2007, un lanceur Ariane-V devrait embarquer dans sa coiffe un chargement pour le moins exotique : les satellites scientifiques Planck Surveyor et FIRST rivés l’un à l’autre. L’étrange assemblage devrait se séparer peu de temps après le largage, chacun des deux éléments entamant alors son trajet vers le point L2 de Lagrange du système Terre-Soleil, autour duquel ils doivent se mettre en orbite. Nous allons nous intéresser dans la suite de ce chapitre aux observations susceptibles d’être réalisées avec ces deux télescopes en direction d’amas des galaxies.

6.2.1 Planck Surveyor

Le satellite Planck Surveyor¹ doit cartographier tout le ciel et produire des cartes à neuf longueurs d’onde différentes ($0.35\text{--}10 \text{ mm}$). Son but principal est l’étude des anisotropies du FRC

1. Une documentation complète sur Planck et ses instruments focaux est à la disposition du public sur le site de l’ESA, à l’adresse <http://sci.esa.int/planck/Planck/>.

FIG. 6.2 – Vues des satellites *FIRST* (gauche) et *Planck Surveyor* (droite).TAB. 6.1 – Caractéristiques de l'instrument *HFI* de *Planck Surveyor*

$\bar{\nu}$ (GHz)	857	545	353	217	143	100
$\bar{\lambda}$ (mm)	0.35	0.55	0.85	1.38	2.1	3.0
$\Delta\nu/\nu$	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25
θ_{FWHM}	4.5	4.5	4.5	4.9	7.4	10.6
NEP_{bol} (10^{-17} W/Hz $^{1/2}$)	3.80	1.51	1.16	1.04	0.90	0.82
$\langle t_{int} \rangle$ par pixel (sec)	6.2	6.2	6.2	7.6	16.1	28.4
F_{ν} (mJy)	26.5	25.5	12.6	10.0	8.1	9.8
y_{SZ} (10^{-6}) ^b	454.5	21.9	607.6		2.1	1.3

^a Mission Nominale de 12 mois d'observations correspondant à deux couvertures complètes du ciel.

^b Sensibilités en terme de paramètre de comptonisation.

à hautes résolutions angulaires (5–33 arcmin, en comparaison des 7° de COBE). Evidemment, ce n'est pas l'unique raison de Planck, qui fournira pour la première fois des images du ciel dans un domaine de longueurs d'onde encore vierge d'observations intensives. Il devrait apporter des éléments nouveaux permettant d'améliorer l'interprétation de tous les processus astrophysiques produisant des émissions à ces longueurs d'onde. L'analyse des émissions de poussière, *free-free* et synchrotron permettra une meilleure compréhension de la physique de la poussière à grandes longueurs d'onde, de la distribution de matière (neutre et ionisée) galactique, des champs magnétiques galactiques. Planck détectera de nombreuses condensations froides dans le milieu interstellaire, siège potentiel de la formation des étoiles. Il permettra aussi de constituer un catalogue d'amas détectés par effet SZ ($\sim 10^4$ sources). La couverture du spectre SZ sera complète compte tenu de la disposition fréquentielle de ses bandes passantes (Bersanelli et al., 1996).

Planck est un télescope de type grégorien de 1.5 m de diamètre passivement refroidi à environ 60 K par son environnement. Deux instruments seront installés dans son plan focal, un instrument basses fréquences, LFI² et un instrument hautes fréquences HFI³. LFI possède quatre bandes réparties entre 3 et 10 mm et ayant des résolutions angulaires allant de 10 à 33 arcmin. Les bandes

2. *Low Frequency Instrument*

3. *High Frequency Instrument*

TAB. 6.2 – Caractéristiques des instruments PACS et SPIRE de FIRST

	PACS		SPIRE		
$\bar{\nu}$ (GHz)	3000	1765	1200	857	600
$\bar{\lambda}$ (mm)	100	170	0.25	0.35	0.50
$\Delta\nu/\nu$	0.33	0.33	0.33	0.33	0.33
θ_{FWHM} (")	7.5	12.2	18	25	36
NEP_{bol} (10^{-17} W/Hz $^{1/2}$)	0.5	0.5	3	3	3

de HFI sont comprises entre 0.35 et 3 mm et leur résolution entre 5 et 10.7 arcmin.

Par la suite nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'instrument HFI. Ces détecteurs sont des bolomètres refroidis à 0.1 K (cf. Sec. 3.5.2) via une chaîne de refroidissement comprenant quatre étages (18.0, 4.0, 1.6 et 0.1 K). Cette température est indispensable pour obtenir la sensibilité nécessaire à l'achèvement des objectifs scientifiques.

6.2.2 FIRST

Le *Far Infrared and Submillimeter Space Telescope*⁴ (FIRST) est la quatrième pierre angulaire du programme scientifique de l'ESA "Horizon 2000". Cette mission est dédiée à la spectroscopie et à la photométrie infrarouge et submillimétrique (80-670 μm). Avec son diamètre de 3.5 m, il sera le plus grand télescope submillimétrique jamais envoyé dans l'espace. FIRST couvrira comme Planck une partie encore inexplorée du spectre électromagnétique. La communauté scientifique attend beaucoup de cet observatoire en projet depuis 1986, notamment de nombreuses réponses au sujet de la formation des galaxies primordiales, pour l'observation desquelles il sera un outil puissant. La durée de vie nominale de FIRST est de 3 ans (Beckwith et al., 1993).

Trois instruments équiperont FIRST, HIFI⁵ un spectromètre haute résolution, PACS⁶ une caméra de photoconducteurs et SPIRE⁷ un spectrophotomètre bolométrique. PACS est une caméra bi-bandes, dont les longueurs d'onde centrales sont 100 et 180 μm . Les observations se font simultanément dans les deux voies par séparation du faisceau à l'aide de grilles dichroïques dans des champs de vue de $1' \times 1'$ et de $1' \times 2'$ respectivement à 100 et 170 μm . SPIRE est un photomètre imageur à trois bandes opérant de 250 à 500 μm . Il est conçu pour la photométrie de champs profonds afin d'étudier la statistique et la physique des galaxies et des structures à très grands redshifts, mais aussi pour l'étude des phases initiales de la formation des étoiles. Le photomètre de SPIRE a un champ de vue de $4'$. Chacune des voies est constituée d'une caméra bolométrique refroidie à 0.3 K. L'utilisation de dichroïques permet l'imagerie simultanée par les trois voies de la même zone du ciel. Les caractéristiques de PACS (Poglitsch, 1997) et de SPIRE (Griffin et al., 1998) sont décrites dans la table 6.2.

6.3 Simulations d'observations d'amas

6.3.1 Estimation du bruit

Nous allons utiliser les caractéristiques de Planck-HFI (Tab. 6.1) et FIRST- PACS/SPIRE (Tab. 6.2) pour simuler des observations d'amas de galaxies. Pour l'estimation du bruit, dans le cas de FIRST nous avons fait l'hypothèse que le bruit total, NEP_{tot} ⁸, est la somme quadratique du bruit de photons, NEP_{phot} et du bruit de détecteur, NEP_{det} ($NEP_{tot} = \sqrt{NEP_{phot}^2 + NEP_{det}^2}$). Le bruit de photons est estimé à partir de l'émissivité du télescope $\epsilon = 0.03$, de sa température $T_{tel} = 80$ K et de la réponse du système $\eta = 0.5$ (incluant la transmission et l'efficacité du

4. De la même façon que pour Planck, la documentation relative à FIRST est disponible à l'adresse <http://sci.esa.int/first/>.

5. *Heterodyne Instrument for FIRST* (Ravera, 1999)

6. *Photoconductor Array Camera and Spectrometer*

7. *Spectral and Photometric Imaging REceiver*

8. NEP signifie *Noise Equivalent Power*

détecteur). L'émission du télescope étant supposée thermique, le nombre d'occupation des photons dans l'espace des phases est alors $n = 2/(e^{h\nu/kT_{tel}} - 1)$. Sa surface collectrice primaire est S et son angle solide à la fréquence ν est Ω . Le bruit de photons s'exprime alors :

$$NEP_{phot} = h\nu \sqrt{\frac{S\Omega}{\lambda^2} \Delta\nu \epsilon \eta n(1 + \epsilon \eta n)} \quad \left(\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}\right) \quad (6.1)$$

Pour FIRST nous nous placerons à la limite de diffraction. Dans ce cas, la relation entre l'étendue de faisceau et la longueur d'onde est $S\Omega = \lambda^2$.

Le NEP, traduit en unités astrophysiques, devient le NEB⁹ :

$$NEB = \frac{NEP}{S\Omega \eta \Delta\nu} \quad \left(\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}\right) \quad (6.2)$$

6.3.2 Les composantes du signal

Dans le but de caractériser la précision avec laquelle la température électronique du plasma intra-amas peut être restituée, nous avons simulé des observations d'un amas de galaxies massif, de paramètre de comptonisation central $y = 3 \times 10^{-4}$, de température du gaz $T_g = 8$ keV et de densité électronique centrale $n_e = 2 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons fait l'hypothèse de l'isothermalité du gaz et choisi un profil- β (cf. Eq. 2.6) pour sa distribution spatiale, avec $\beta = 2/3$ et $r_c = 0.3$ Mpc (en fixant la coupure du profil à $15r_c$). Nous avons intégré ce profil dans le faisceau instrumental.

Afin de produire une simulation la plus réaliste possible, nous avons inclus au signal simulé les contributions astrophysiques des différentes émissions susceptibles de contaminer le SZ : la poussière (I_{pous}), le *free-free* (I_{ff}) et le synchrotron (I_{synch}) galactique, les galaxies infrarouges (ULIRG¹⁰, IULIRG) et le FRC (I_{FRC}). Le bruit instrumental s'ajoute à tous ces signaux et la brillance de surface totale peut alors s'exprimer :

$$I_{simu} = I_{SZ} + I_{pous} + I_{ff} + I_{synch} + I_{ULIRG} + I_{FRC} + NEB \quad (6.3)$$

L'émission synchrotron

Les fluctuations de l'émission synchrotron de la Galaxie (cf. Sec. 1.4.3, page 25) sont calculées en supposant un indice spectral $n_{synch} = -0.9$ et un niveau de $4 \mu\text{K}$ en accord avec les données COBE à 53 GHz (Bennett et al., 1992).

L'émission *free-free*

Le comportement spectral de l'émission *free-free* (cf. Sec. 1.4.3, page 24) est décrit par une loi de puissance d'indice spectral $n_{ff} = -0.16$. Les données COBE à 53 GHz donnent l'amplitude de ses fluctuations égales à $7 \mu\text{K}$. Dans ce cas, comme dans celui du synchrotron, les données COBE ont été extrapolées des grandes échelles angulaires aux petites en supposant un comportement de ces émissions diffuses galactiques, en terme de spectre de puissance, en l^{-3} (Tegmark et Efstathiou, 1996). On rappelle que $l \propto 1/\theta$, où θ est une échelle spatiale (cf. Sec. 1.4.1).

La poussière

Le niveau des fluctuations de l'émission de poussière a été pris égal à $0.3 \text{ MJy}/\text{sr}$ à $100 \mu\text{m}$, valeur qui n'est pas dépassée sur environ 20% du ciel. Cette valeur a été obtenue à partir des données sur tout le ciel du satellite IRAS dans des pixels de $40' \times 40'$. Pour son comportement spectral, nous avons utilisé une température $T_p = 17.5 \text{ K}$ et un indice spectral $n_p = 2$ en accord avec Boulanger et al. (Boulanger et al., 1996). La variabilité spatiale de l'index spectral est prise en compte en introduisant une fluctuation intrinsèque de cet indice égale à 10% de sa valeur moyenne. Ce choix est en accord avec les résultats obtenus avec PRONAOS (cf. Sec. 5.2, page 90) en direction des cirrus à hautes latitudes galactiques (Bernard et al., 1999).

9. Noise Equivalent Brightness

10. Ultra Luminous InfraRed Galaxies

	FIRST					Planck Surveyor				
ν (GHz)	1765	1200	857	545	857	545	353	217	150	100
θ (arcmin)	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5	4.5	4.5	4.9	7.4	10.6
NEB (10^{-2} MJy/sr/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	11.0 ⁽¹⁾	8.1 ⁽¹⁾	6.2 ⁽¹⁾	4.3 ⁽¹⁾	6.1	5.9	2.9	2.6	1.4	1.0
rms (10^{-2} MJy/sr):										
I_{pous}	63.	44.	22.	6.4	22.	6.4	1.5	0.27	0.06	0.01
I_{ULIRG}	0.61	0.59	0.45	0.021	4.8	2.2	0.7	0.12	0.01	0
I_{FRC}	0	0	0.01	0.47	0.01	0.47	2.5	3.9	3.1	1.9
$I_{ff+synch}$	0.034	0.039	0.041	0.046	0.041	0.046	0.051	0.058	0.066	0.074
$f_{dil}(z=0.1)$	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.85	0.74	0.62
$f_{dil}(z=1)$	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.41	0.28	0.2

TAB. 6.3 – Caractéristiques des bandes utilisées pour les simulations d'observations. Le NEB est donné pour les faisceaux nominaux de Planck et pour un faisceau virtuel de 4.5' pour FIRST (cf. Sec. 6.3.2). Les valeurs des fluctuations de chacune des contributions au signal sont indiquées ainsi que les facteurs de dilution du signal SZ dans le lobe de l'instrument ($\Omega_0 = 0.3$ et $H_0 = 70$ km/s/Mpc).

Les galaxies infrarouges de fond

Comme il a été discuté dans le chapitre 1, les galaxies infrarouges peuvent contribuer de façon importante au signal submillimétrique et par conséquent elles peuvent être une contamination du signal SZ. Leur émission est assez difficile à caractériser. Pour ce faire, nous avons adopté le modèle semi-analytique de Guiderdoni et *al.* (1998), dont les prédictions semblent bien reproduire les observations actuellement disponibles. Leur niveau de fluctuations est calculé en considérant les comptages produits par la famille de modèles E de Guiderdoni et *al.* Soit $n_{F_\nu} = \frac{dN}{d\Omega dF_\nu} dF_\nu \Omega$, le nombre de source de flux compris entre F_ν et $F_\nu + dF_\nu$ dans l'angle solide Ω . Nous nous intéressons à la variance de ce nombre de sources dans le champ Ω . Comme leur distribution obéit à une statistique poissonnienne, cette variance est proportionnelle à n_{F_ν} . L'écart type correspondant peut s'exprimer en terme de brillance de surface :

$$\Delta I_{ULIRG} = \left(\int_{F_{min}}^{F_{max}} \frac{1}{\Omega} F_\nu^2 \frac{dN}{d\Omega dF_\nu} dF_\nu \right)^{1/2} \quad (6.4)$$

Dans les bandes de Planck, le flux limite minimum F_{min} est fixé de telle sorte que la probabilité de trouver une source plus brillante que ce flux est de 10%. Pour les bandes de FIRST, étant donné la haute résolution disponible, nous avons supposé que toutes les sources ayant un seuil de détection au dessus de 3σ pourraient être soustraites avant d'effectuer une moyenne dans un faisceau virtuel de 4.5'. Les courbes de comptage ont été intégrées jusqu'au flux maximum $F_{max} = 1$ Jy.

Le FRC

L'amplitude caractéristique des fluctuations primaires du FRC aux échelles angulaires auxquelles nous effectuons nos simulations ($\sim 10'$) sont de l'ordre de $\Delta T_{FRC} = 100$ μK . Ce niveau de fluctuation est équivalent à un signal SZ cinétique correspondant à une vitesse particulière de 500 km/s. En effet, nous avons vu que leur forme spectrale est indissociable de celle de l'effet SZ cinétique (Haehnelt et Tegmark, 1996; Aghanim et al., 1997).

6.3.3 La simulation

La contribution de chacune de ces émissions est calculée en intégrant son spectre sur la bande passante instrumentale. Pour les bandes de FIRST, nous avons simulé la mesure dans un faisceau virtuel ayant la taille du faisceau submillimétrique de Planck (4.5'), afin d'homogénéiser nos données. Ceci sera obtenu en réalité en sommant les pixels réels adjacents d'une image FIRST

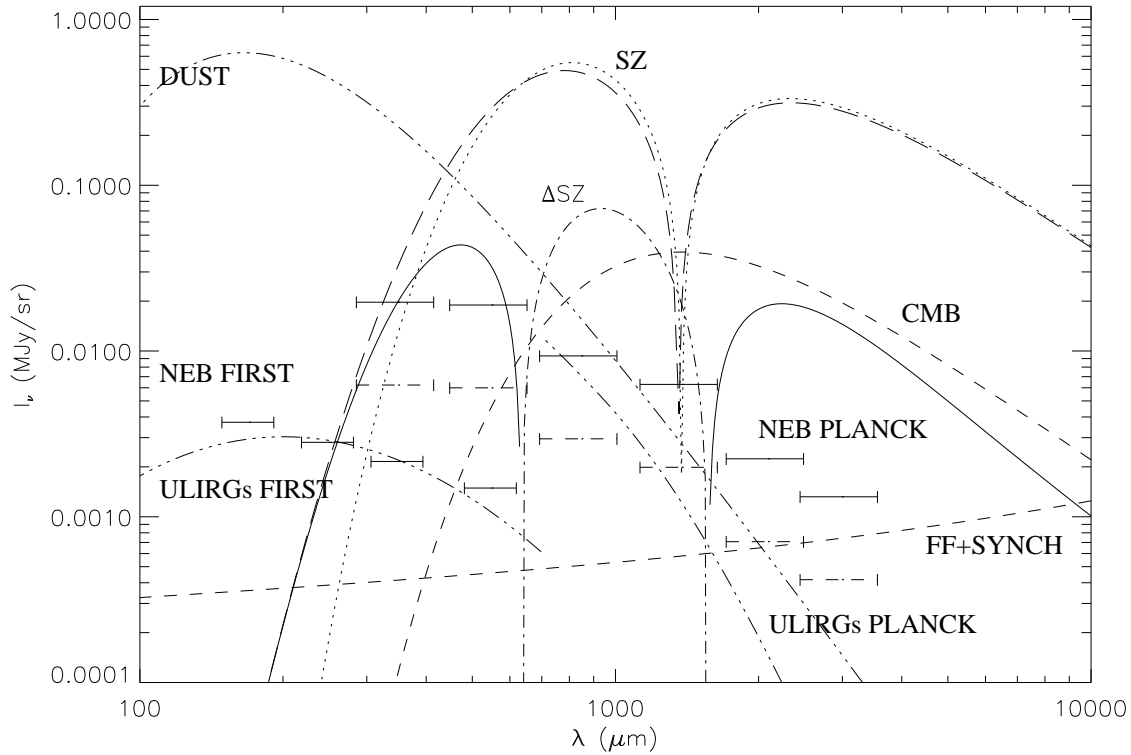


FIG. 6.3 – Effet de température dans l'effet SZ thermique (ΔSZ est la différence entre les spectres exact et approximé): la ligne solide pour la partie positive et la ligne en points-tirets pour la partie négative. L'effet SZ exact (tirets longs) et l'approximation analytique (ligne en points) sont tracés pour un amas de à $T_g = 8 \text{ keV}$ et $y = 3 \times 10^{-4}$. Les autres contributions au signal ont été tracées: le FRC à un niveau de $\Delta T/T = 30 \times 10^{-6}$. La somme du free-free et du synchrotron galactique respectivement normalisés à $7 \mu\text{K}$ et $4 \mu\text{K}$ à 53 GHz . La poussière galactique, normalisée à 0.3 MJy/sr à $100 \mu\text{m}$, pour $T_p = 17.5 \text{ K}$ et $n_p = 2$. Les fluctuations faisceau à faisceau dues aux galaxies infrarouges sont tracées en deux courbes, une pour chacun des satellites, Planck et FIRST (cf. Sec. 6.3.2). Les barres horizontales représentent les niveaux de sensibilité de Planck et FIRST (Les barres pointillées pour les régions cartographiées plus intensément par Planck).

contenu dans 4.5'. Dans ce cas, le NEB correspondant est diminué d'un facteur égal au rapport du faisceau réel sur le faisceau virtuel. Le signal est ensuite intégré sur la bande passante. Les valeurs des différentes composantes sont reportées dans le tableau 6.3. La figure 6.3 présente les spectres des différentes émissions contribuant au signal ainsi que les positions et les sensibilités des bandes de mesure.

Nous avons supposé que chacune des fluctuations suit une statistique gaussienne. La contribution de chacune des composantes à la mesure simulée est obtenue par un tirage aléatoire. A leur somme s'ajoute une réalisation aléatoire du bruit (gaussien), ainsi que le signal SZ de l'amas.

6.3.4 Restitution des paramètres de l'amas

Modèle d'émission

Nous disposons au maximum de dix mesures pour ajuster notre modèle d'émission. Ce dernier comprend trois composantes : (i) la poussière, dont le spectre est un corps noir modifié. Nous avons fixé la température T_p et laissé libre l'indice spectral n_p ainsi que l'amplitude de ses fluctuations C_p . (ii) Le SZ thermique. Nous avons utilisé des spectres SZ exacts intégrant le comportement relativiste des électrons (cf. Sec. 3.3.2, page 45). Le paramètre de comptonisation et la température sont les deux paramètres libres décrivant l'émission SZ. (iii) Les effets Doppler interprétés sous forme de fluctuations de température du FRC, dont le niveau est laissé libre. Notre modèle s'exprime sous la forme :

$$I_{mod} = C_p \nu^{n_p} B_\nu(T_p) + \mathbf{y} SZ_{th}(\nu, \mathbf{T}_g) + \Delta \mathbf{T}_{FRC} \frac{\partial B_\nu(T_{FRC})}{\partial T_{FRC}} \quad (6.5)$$

Nous avons simultanément ajusté \mathbf{y} et \mathbf{T}_g pour le SZ, C_p et n_p pour la poussière et $\Delta \mathbf{T}_{FRC}$ pour le FRC. Bien que la poussière et les ULIRG aient des températures différentes (respectivement de l'ordre de 40-60 K et 17 K), les processus physiques à l'origine de leurs émissions respectives sont les mêmes. Elles possèdent donc la même signature spectrale et ne sont donc pas différenciables spectralement. Ce couplage spectral entre les émissions des ULIRG et de la poussière galactique est donc similaire à celui des fluctuations du FRC et de l'effet cinétique. La contribution des ULIRG n'est pas directement incluse dans notre modèle. Lors de l'ajustement, c'est la composante "émission de poussière" du modèle qui prendra en partie en compte leur signal.

Le cas de figure ULIRG-poussière galactique est donc similaire au cas fluctuations du FRC-SZ cinétique composantes également indissociable par leur spectre d'émission.

Les paramètres optimaux sont obtenus par minimisation du χ^2 du système :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(I_{simu} - I_{mod})^2}{NEB^2} \quad (6.6)$$

Temps d'intégration

Le temps d'intégration est le facteur principal limitant la qualité de restitution des paramètres. Cette contrainte est essentiellement le fait de Planck dont le temps d'intégration est fixé par avance (~ 10 s/pixel). Cet obstacle pourrait être surmonté par l'association des données Planck à des observations pointées FIRST. Quelques soient les concepts finaux et les stratégies d'observations adoptées pour ces deux missions, les données de ces deux satellites seront disponibles d'ici quelques années. Certaines régions du ciel seront observées par Planck avec un temps d'intégration supérieur au temps d'intégration moyen. Ces zones correspondent aux noeuds d'intersection des grands cercles mis en place pour le balayage du ciel. Ainsi environ 100 degrés carrés devraient être observés avec un temps d'intégration 10 fois supérieur au temps nominal. Il pourrait être intéressant de faire correspondre ces zones avec celles qui constitueront pour FIRST, le *Deep Survey*. Ce programme prévoit l'observation d'environ 100 degrés carrés pendant 2×10^6 s. Ce qui représente un temps d'intégration de 500 s par pixel. Pour nos simulations, nous avons adopté différentes configurations pour les temps d'intégration de Planck et FIRST. *P1* correspond au temps d'intégration nominal de Planck, *P2* aux régions 10 fois plus intégrées. Pour FIRST nous avons considéré un temps d'intégration par pixel équivalent à celui du *Deep Survey*.

ΔT_g (keV)	P1	P2	P1/F	P2/F
$z = 0.1$	3.1	2.2	1.4	1.2
$z = 1.0$	-	4.2	4.3	3.9

TAB. 6.4 – Erreur Statistique à 68% de confiance obtenue sur la restitution de la température électronique du gaz intra-amas ($T_g = 8$ keV) par la combinaison d’observations Planck et FIRST selon différentes configurations d’observations. P1 : Planck seul. P2 : 10 fois le temps d’intégration nominal. P1/F : temps d’intégration nominal de Planck et FIRST-Deep Survey. P2 : 10 fois le temps d’intégration nominal et FIRST-Deep Survey. (cf. Sec. 6.3.4). L’amas a été placé respectivement à $z = 0.1$ et $z = 1.$.

Résultats

Nous avons positionné notre amas à deux redshifts $z = 0.1$ (amas proche) et $z = 1.0$ (amas distant). Pour la configuration P1, les mesures ont été simulées dans un faisceau de $10.6'$ par souci d’homogénéisation et de façon à obtenir une meilleure sensibilité (malgré la dilution supplémentaire due à l’augmentation de la taille du faisceau pour les mesures hautes fréquences, cf. Fig. 6.4).

Nous nous intéressons à la qualité avec laquelle la température peut être restaurée. Nous avons effectué n tirages multiples permettant de fournir n simulations d’observations indépendantes. Chacune est ajustée par le modèle d’émission (Eq. 6.5). Les n jeux de paramètres optimaux $(y, T_g, C_p, n_p, \Delta T_{FRC})_{i=1,\dots,n}$ correspondants, permettent de déduire l’erreur commise sur la détermination de chacun des paramètres libres par étude de la statistique des valeurs obtenues pour chacun d’entre eux.

La précision sur la restitution de la température électronique est reportée dans le tableau 6.3.4 pour les différentes configurations adoptées. Les erreurs sur T_g sont données à 68% de confiance. Dans tous les cas, le paramètre de comptonisation est, quant à lui, restitué avec une grande précision, démontrant la haute sensibilité des deux instruments au signal SZ.

La qualité des estimations des paramètres SZ et le nombre d’amas qui seront détectés sont complètement dépendants de la stratégie d’observation.

Une possibilité pourrait être de rechercher des candidats amas dans le champ du *Deep Survey* de FIRST et d’y associer le champ Planck correspondant. On ne peut qu’espérer que le *Deep Survey* FIRST coïncidera avec les régions les plus intégrées par Planck (configuration P2/F dans la table 6.3.4) ou bien que le temps alloué pour des observations d’amas sera conséquent pour ce genre d’étude. Dans ce cas, de figure, la précision sur la température est de 1.2 keV ($z = 0.1$) et 3.9 keV ($z = 1.0$). Les amas seraient identifiés, aux plus hautes longueurs d’onde, dans les champs FIRST par une émission positive étendue après soustraction de l’émission de poussière galactique. (Cette contamination dans le cas du *Deep Survey* ne devrait pas être un problème, à partir du moment où les champs seront sélectionnés parmi les zones de faible émission galactique.).

Une seconde stratégie consisterait en la recherche multi-longueurs d’onde de signaux attribuables à des amas massifs dans les cartes Planck. Les sources ainsi sélectionnées pourraient faire l’objet d’observations pointées avec FIRST. Les amas distants non résolus par Planck pourront être distingués d’amas proches faibles par leur contrepartie X, qui devrait être faible ou inexistante pour les premiers et clairement détectée pour les seconds. La sensibilité de HFI en terme de paramètre de comptonisation est reportée dans la table 6.1 (dilution non incluse). Une cartographie de $5' \times 5'$ (plus un champ de référence) pourrait être obtenue par FIRST en quelques heures. La précision sur la détermination de la température du gaz serait alors de l’ordre de 1.2 à 1.4 keV pour un amas à $z = 0.1$. Cette précision est limitée à ~ 4 keV pour un amas à $z = 1.0$ du fait de la confusion induite par les sources ponctuelles. Ce résultat est comparable aux précisions obtenues en X actuellement (cf. Tab 3.2, page 52).

Le bruit de confusion dû aux sources ponctuelles dans le signal total peut être plus important compte tenu de l’effet de lentilles gravitationnelles induit par la masse de l’amas sur le rayonnement en provenance des galaxies infrarouges d’arrière plan. Si cet effet est moyenné aux échelles angulaires de Planck, il est important à celles de FIRST (Blain, 1998a). Une soustraction optimisée de ces sources ponctuelles est donc indispensable pour une analyse fine de l’effet SZ.

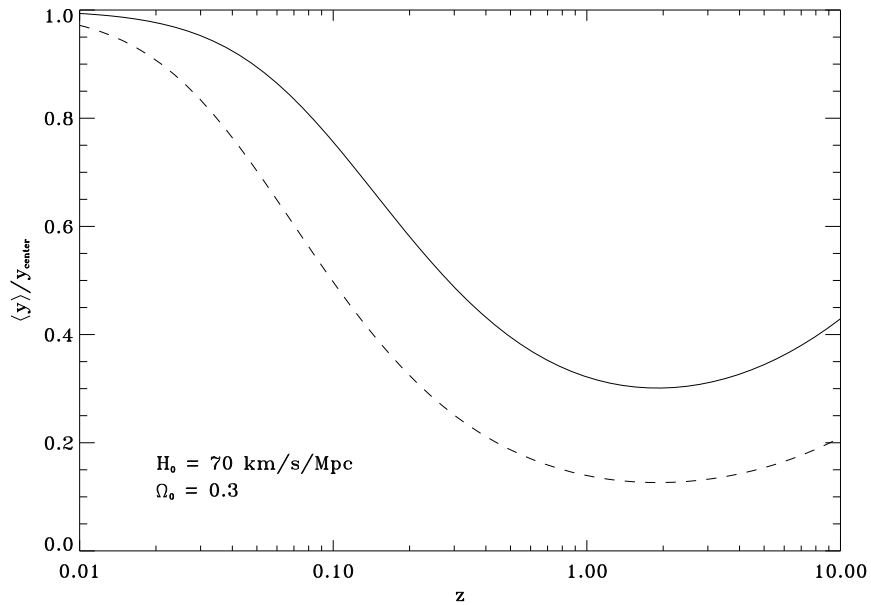


FIG. 6.4 – Facteur de dilution du paramètre de comptonisation en fonction du redshift. Les deux courbes sont tracées pour des faisceaux de $4.5'$ (courbe pleine) et $10.6'$ (courbe en pointillés), pour un amas de $r_c = 0.3$ Mpc dont la coupure du profil- β a été fixée à $r_{max} = 15 r_c$.

6.4 Simulations sur des amas réels

De façon à confirmer la validité de notre méthode, et au lieu de travailler avec les caractéristiques d'un amas virtuel type, nous avons introduit les caractéristiques des amas de notre échantillon (cf. Tab 3.2). Pour la simulation des observations FIRST, nous avons considéré la configuration P1/F (cf. Sec. 6.3.4). L'écart type à la valeur moyenne de la température est calculée selon le procédé décrit précédemment (cf. Sec.6.3). Nous avons utilisé les paramètres physiques, répertoriés dans la table 3.2, pour modéliser les amas. Pour le paramètre de comptonisation, nous avons choisi d'injecter en entrée de la simulation la valeur estimée à partir des paramètres déduits des observations X (cf. Tab. 3.3).

Le niveau des fluctuations de poussière en direction de l'amas a été calculé à partir du champ IRAS- $100\mu\text{m}$. Il est raisonnable de considérer que le continuum de l'émission de poussière pourra être soustrait par une modélisation de sa structure spatiale. Ainsi, avant de calculer la valeur de ses fluctuations en direction de l'amas, nous avons choisi de soustraire un polynôme de degré 5¹¹ à la carte à $100\mu\text{m}$. La valeur de la fluctuation de la brillance est alors calculée sur une carte de $30' \times 30'$ à la résolution de $4.5'$.

Les résultats sont présentés dans le tableau 6.5 :

Colonne 1 : Nom de l'amas.

Colonne 2 : Redshift de l'amas.

Colonne 3 : Valeur de la fluctuation de l'émission de poussière à $100\mu\text{m}$ en direction de l'amas.

Colonne 4 : Température du gaz déduite des observations X (cf. Tab. 3.2).

Colonne 5 : Erreur statistique (à 68% de confiance) obtenu par le processus de simulation décrit précédemment (cf. Sec. 6.3).

Colonne 6 : Erreur relative donnée en pourcentage.

11. Cette opération permet de soustraire par une modélisation simple le continuum de l'émission de poussière. Le choix du polynôme de degré 5 est relativement arbitraire. Un degré plus faible ne permet pas de soustraire les petites structures spatiales (ie: sources ponctuelles), mais uniquement les grandes, alors que l'ajustement de la carte à $100\mu\text{m}$ par un polynôme de degré plus élevé ne converge pas de façon satisfaisante.

TAB. 6.5 – Erreur sur la détermination de T_g

Amas	z	rms $I_{pous}^{(a)}$ (10^{-2} MJy/sz)	T_g (keV)	$\Delta T_g^{(b)}$ (keV)	$\sigma_{T_g^X}$ (%)
A2029	0.077	0.13	7.7	2.1	27.3
A478	0.088	0.06	6.6	2.5	37.9
A2142	0.089	0.06	8.7	1.1	12.6
A2218	0.171	0.12	7.0	4.8	68.6
A1689	0.181	0.30	9.7	2.0	20.6
A665	0.182	0.11	9.0	2.7	30.0
A2163	0.201	0.15	13.8	1.7	12.3
A2390	0.230	1.44	10.1	4.3	42.6
A1835	0.252	0.08	8.2	3.2	39.0
ZW3146	0.291	0.18	6.4	–	–
1E0657	0.296	0.09	17.0	1.4	8.2
RXJ1347	0.451	0.03	8.4	–	–
CL0016+16	0.545	0.08	9.9	3.8	38.4
MS0451	0.550	0.07	10.9	4.1	37.6
CL2236	0.552	0.03	6.2	–	–
RXJ1716	0.809	0.07	5.7	–	–
MS1054	0.829	0.07	12.3	1.0	8.1
WARP0152	0.833	0.07	5.9	–	–
AXJ2019	0.920	0.08	8.6	–	–

^(a) Valeurs calculées à $100\mu\text{m}$ sur les cartes IRAS de $30' \times 30'$ à la résolution de $4.5''$.

^(b) Erreurs statistiques à 68% de confiance.

L'impossibilité de déterminer T_g dans certains cas est essentiellement due à l'action combinée d'une trop faible température et d'un rayon de coeur trop petit. De cette façon, et malgré sa température élevée (9.3 keV), le faible rayon de coeur angulaire ($8.4''$) de RXJ1347-1145 conduit à une dilution dans un faisceau de $4.5''$ trop importante pour permettre la détermination de T_g . A contrario, celle de 12.3 keV de MS1045 est restituée à ± 1.0 keV en dépit de son redshift de 0.829 ($r_c = 56''$). Dans l'ensemble, pour un tiers des amas la température est restituée à mieux que 30% de précision et dans les deux tiers à mieux que 50%.

6.5 Conclusion

Le nombre d'amas massifs distants est dépendant de l'âge et de la géométrie de l'univers, ainsi que de l'époque de formation des amas (Oukbir et Blanchard, 1997). Le modèle standard-CDM ($\Omega_0 = 1$) favorise la formation tardive des grandes structures, ce qui semble être confirmé par la distribution des amas détectés en X aux redshifts inférieurs à 0.5 (Bartlett et Silk, 1994; Luppino et Gioia, 1995). Cependant, même si elles sont encore peu nombreuses, les détectés d'amas très massifs et distants ne peuvent être ignorées et laissées de côté (cf, Tab 3.2 et les références citées). Par ailleurs, les observations en optique de regroupements de galaxies très distantes argumentent en faveur de la formation de structures à grands redshifts (Pascarelle et al., 1996; Malkan et al., 1996; Le Fevre et al., 1996; Dey et al., 1998). Les détectés de deux décroissements de type SZ observés dans le centimétrique en direction de quasars (Jones et al., 1993; Jones et al., 1997; Richards et al., 1997) sont plus surprenantes. Même si elles restent sujettes à controverse, notamment de par leur absence de contrepartie X (Kneissl et al., 1998) et parce qu'elles n'ont pas encore été confirmées en SZ par d'autres instruments que ceux les ayant détectés, ces détectés n'en restent pas moins intrigantes. Elles pourraient être le fait d'amas massifs, très distants inaccessibles aux instruments X actuels. Dans ce cas, leur existence poserait de sérieuses contraintes sur la cosmologie de l'univers en excluant radicalement les modèles d'univers plats pour favoriser les modèles ouverts (Bartlett

et al., 1998).

Korolyov et al. (1986) ont été les premiers à prédire qu'il serait plus facile de détecter les amas de galaxies à très grands redshifts ($z > 1.0$) en millimétrique plutôt qu'en X. La confirmation ou l'infirmité de cette hypothèse devrait être donnée par Planck. La contrepartie X de ces sources pourrait être recherchée avec XMM, afin d'effectuer une analyse commune des données X et SZ. Des observations complémentaires à plus courtes longueurs d'onde avec FIRST pourraient aussi être programmées, de façon à parer au manque éventuel de signal X. Indépendamment des données X, l'analyse spectrale de l'émission des amas entre l'infrarouge lointain et le millimétrique permettra de mieux caractériser l'émission SZ et d'en déduire les paramètres physiques de l'amas (dont la température du gaz). Les résultats des deux méthodes pourraient être ainsi comparés et donner lieu à une étude sur la dépendance de ces deux émissions en fonction de la température du gaz.

Papier III:

*Determination of the hot intracluster gas temperature
from submillimeter measurements*

Publication *A&A*, 1998, 336, 44

Determination of the hot intracluster gas temperature from submillimeter measurements

E. Pointecouteau, M. Giard, and D. Barret

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, BP-4346, F-31029 Toulouse, France

Received 2 March 1998 / Accepted 6 May 1998

Abstract. Measurements of the Sunyaev-Zeldovich (hereafter SZ) distortion of the cosmic microwave background can give interesting physical information on clusters of galaxies, provided that the electronic temperature of the gas is known. Previous attempts to do so have used the electronic temperature determination obtained from the X-ray spectra. However, if the intergalactic gas is not homogeneous, the X-ray emission will trace the denser component, and the temperature determination may not be relevant for the lower density gas which is dominating the SZ measurements. Moreover, the X-ray brightness decreases very rapidly with the distance, which is not the case for the SZ effect. Distant clusters might be detected from SZ measurements, whereas they are inaccessible to X-ray observations. For these reasons, we have investigated the possibility to derive the electronic temperature of the gas from the SZ measurements in the submillimeter range ($\lambda \sim 300 - 600 \mu\text{m}$). We show that given the sensitivities of the future submillimeter space missions Planck Surveyor and FIRST, the electronic temperature of massive clusters ($Y_{center} = 3 \times 10^{-4}$) can be determined with an accuracy ranging from 1 to 4 keV depending on its distance and the data available.

Key words: cosmology: cosmic microwave background – galaxies: intergalactic medium – galaxies: clusters: general

1. Introduction

The intergalactic medium is a strong source of diffuse X-ray radiation by free-free emission (Jones & Forman 1984). It is observed at submillimeter wavelengths too, via the Sunyaev-Zeldovich (hereafter SZ) effect: a spectral distortion of the Cosmic Microwave Background (hereafter CMB) due to the interaction of the electrons of the hot ionized gas with the photons of the CMB (Zeldovich & Sunyaev 1969, Sunyaev & Zeldovich 1972). If the electronic temperature is determined from X-ray data, together with a model of the gas distribution, SZ data allow to derive the Compton optical depth (τ) of the intergalactic gas. This parameter directly provides the gas mass, if it is integrated over solid angles. The association

of X-ray and SZ data allows to estimate the Hubble constant, H_0 , independently of the usual standard candles methods (see Holzapfel et al. 1997 for instance). The peculiar velocity of several clusters can also be derived from the Doppler effect, so that it should be possible to detect the large scale gravitational field which is produced by the dark matter.

An important feature of the SZ brightness is that it is an absorption effect on the CMB, whose intensity is independent of z (if no evolution of the cluster is assumed). On the contrary, the cluster's X-ray surface brightness decreases with respect to the usual $(1+z)^{-3}$ expansion factor and with respect to an additional exponential factor, $\exp(-E(1+z)/kT_e)$, which becomes important for very distant clusters.

In this paper, we investigate how the gas cluster temperature can be recovered from the SZ measurements themselves. In Sect. 2, we present a simple Monte-Carlo method which allows to obtain the exact shape of SZ spectra, taking into account the temperature dependence which is ignored in the usual analytical expression. We emphasize the spectral effect due to the gas temperature which shows up in the submillimeter domain. In Sect. 3 we quantify the error on the determination of the gas temperature using SZ measurements only, considering limitations of the instruments sensitivities and of the various foreground and background emissions.

2. Exact calculations of the SZ effect

The frequency dependency of the SZ effect is usually approximated by a solution of the Kompaneets equation (Kompaneets 1972) which is a second order approximation of the Boltzmann equation (Rybicki & Lightman 1979). This solution needs:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \Big|_{th} = yf(x) \quad (1)$$

for the thermal effect,

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \Big|_{cin} = -\frac{v_p \tau}{c} a(x) \quad (2)$$

for the kinetic effect,

$f(x)$ and $a(x)$ are analytic functions of the dimensionless frequency:

$$x = \frac{h\nu}{kT_r} \quad (3)$$

y is the Comptonization parameter of the cluster:

$$y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau \quad (4)$$

T_e is the electronic temperature of the intergalactic gas, v_p is the peculiar velocity of the cluster, τ is the Compton optical depth of the intergalactic gas. $T_r = 2.726\text{K}$ is the CMB temperature.

Photons of the CMB are scattered from low frequencies to higher frequencies. The cross-over frequency is around $\nu = 217$ GHz (e.g. $\lambda = 1.38$ mm).

In case of millimeter and submillimeter SZ data, the analytic approximation yields to analysis errors. Indeed, the electronic temperature level implies weakly relativistic velocities for the electrons. A few authors have worked on the relativistic corrections of the SZ effect (Wright 1979, Fabbri 1981). Most recently, Rephaeli (1995) has compiled previous works to develop a semi-analytical treatment of the SZ effect and Stebbins (1997), Challinor & Lassenby (1997) and Itoh et al. (1997) have extended analytically the Kompaneets equation. However, the exact SZ spectra can be obtained using a simple Monte-Carlo method which numerically integrates the transfer equation:

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = n_e \int d\beta \int d\Omega p_e(\beta) \frac{d\sigma}{d\Omega} [I_\nu(\nu_1) - I_\nu(\nu)] \quad (5)$$

where $p_e(\beta)$ is the velocity distribution of the electrons, $\beta = \frac{v}{c}$, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ is the differential scattering cross section, I_ν is the intensity of the radiation at the frequency ν (before scattering) and ν_1 (after scattering), n_e is the density of the electrons.

The frequency shift of the photons is given by:

$$\frac{\nu_1}{\nu} = \frac{1 - B}{1 + B_1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha)} \quad (6)$$

where $B = \beta \cos \theta$ and $B_1 = \beta \cos \theta_1$ and $\cos \alpha = \cos \theta \cos \theta_1 + \sin \theta \sin \theta_1 \cos(\phi - \phi_1)$, (θ, ϕ) and (θ_1, ϕ_1) are the angles between the electron's and the photon's directions of propagation, respectively before and after the scattering.

The exact differential cross-section has to be used (Podzniakov, Sobol & Sunyaev 1983):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 - B}{\gamma^2 (1 + B_1)^2} \left(1 + \left[1 - \frac{1 - \cos \alpha}{\gamma^2 (1 - B)(1 - B_1)} \right]^2 \right) \quad (7)$$

$r_e = e^2 / m_e c^2$ is the classical radius of the electron and $\gamma = (1 + \beta^2)^{-1/2}$ is the Lorentz factor.

As shown on Fig. 1, the spectra that we obtained are in accordance with those calculated by Rephaeli (1995). Those spectra can be obtained from our anonymous ftp site (<ftp.cesr.fr/pub/astrophysique/sz/>). We will show hereafter that the SZ dependency on T_e can be used to derive the intracluster gas temperature from submillimeter data (see Fig. 1).

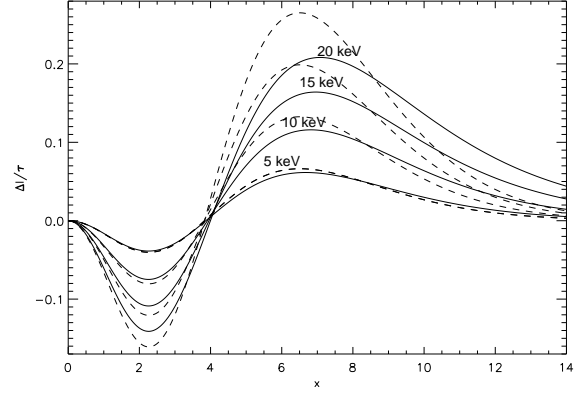


Fig. 1. Comparison of the SZ spectra obtained using the analytical approximation (dotted lines) and those obtained using the exact Monte Carlo calculation (solid lines). Spectra are plotted for clusters with 5, 10, 15 and 20 keV temperature (in units $(hc)^2 / [2(kT_e)^3]$).

3. Determinations of the electronic temperature

In a few years the Planck Surveyor and FIRST missions will detect the SZ effect with a very good sensitivity. It is likely that new distant clusters will be identified with SZ data and that these clusters will remain out of reach for the X-ray and/or optical telescopes. In the following, we discuss the two ways of determining the electron temperature for galaxy clusters from X-ray or SZ data.

3.1. Precision of X-ray determinations

Using the XSPEC software (Arnaud 1996) we simulated a 25 kilosecond ASCA (GIS2) observation of a galaxy cluster with the following spectral parameters: Bremsstrahlung temperature (T_e) of 8 keV, an unabsorbed 1-10 keV flux of 6×10^{-11} ergs $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ corresponding to a rich cluster with $0 < z < 0.2$ observed through a column density of 10^{21} H atoms cm^{-2} . For such an observation, T_e is recovered with an error of typically 0.5 keV at 68% confidence level. These errors are consistent with those derived from actual observations (David 1993). Given the ASCA energy range (0.1-10 keV), the error on T_e should increase with T_e . This is simply because as T_e increases the cutoff in the Bremsstrahlung spectrum moves at higher energies, and approaches or even exceeds the high energy threshold of the instrument where its sensitivity drops sharply. Consequently, fitting the spectrum will tend to underestimate T_e . This is a major limiting factor which is primarily related to the energy coverage of the instrument. This will also apply to future instruments, like XMM, although their sensitivities are much better than ASCA. For instance simulating an ASCA observation with the same input spectrum as above but with $T_e = 12$ keV, the fit recovers T_e as 10.9 ± 0.9 keV (90% confidence) barely consistent with the input value. Obviously the recovered T_e and associated errors via X-ray observations depends also on the input flux which has to be compared with the instrument detec-

Table 1. Characteristics of the Planck Surveyor and the FIRST passbands used. The Noise Equivalent Brightness (e.g. NEB) is given for the nominal beams for Planck and for a virtual beam for FIRST ⁽¹⁾. The rms contribution of the backgrounds and foregrounds are given for the beam used (see caption of Fig. 1 and text). Dilution factors applied to $Y_{center} = 3 \times 10^{-4}$ are given for redshifts $z = 0.1$ and $z = 1$ and for a cluster with $R_c = 0.3$ Mpc and $\Omega_{tot} = 0.3$, $H_0 = 70$ km/Mpc/s.

⁽¹⁾ A virtual beam of 4.5 arcmin (e.g. the Planck submillimeter beam) is used in simulations. It will be obtained by summation of adjacent sky pixels. The NEB in each band is the sum of photon noise and detector noise, as determined in Sect. 3.2.1, modified by a factor equal to the ratio of the diffraction limit beam to virtual beam diameters

	FIRST				PLANCK					
ν (GHz)	1765	1200	857	545	857	545	353	217	150	100
θ (arcmin)	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5 ⁽¹⁾	4.5	4.5	4.5	4.9	7.4	10.6
NEB (10^{-2} MJy/sr/ \sqrt{Hz})	11.0 ⁽¹⁾	8.1 ⁽¹⁾	6.2 ⁽¹⁾	4.3 ⁽¹⁾	6.1	5.9	2.9	2.6	1.4	1.0
rms I_{DUST} (10^{-2} MJy/sr)	63.	44.	22.	6.4	22.	6.4	1.5	0.27	0.06	0.01
rms I_{ULIRG} (10^{-2} MJy/sr)	0.61	0.59	0.45	0.021	4.8	2.2	0.7	0.12	0.01	0
rms I_{CMB} (10^{-2} MJy/sr)	0	0	0.01	0.47	0.01	0.47	2.5	3.9	3.1	1.9
rms $I_{ff+synch}$ (10^{-2} MJy/sr)	0.034	0.039	0.041	0.046	0.041	0.046	0.051	0.058	0.066	0.074
$f_{dill}(z = 0.1)$	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.87	0.85	0.74	0.62
$f_{dill}(z = 1)$	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.43	0.41	0.28	0.2

tion sensitivity. As the X-ray flux at earth decreases sensitively with the redshift (e.g. $z \geq 1$), for distant clusters the accuracy in determining T_e will also decrease. For instance, Hattori et al. (1997) fitted the ASCA data of the AXJ2019+1127 X-ray cluster to $z = 0.94$ and $T_e = 8.6_{-3.0}^{+4.2}$ K.

In the case of an inhomogeneous intracluster gas, if we considered the temperature-density correlation, a T_e determination via X-ray emission ($\propto \int n_e^2(l)dl$) may miss a low density component of the gas, so that an independent temperature determination, via SZ measurements (mostly sensitive to a low component, e.g. $\propto \int n_e(l)dl$) is also interesting.

3.2. Temperature determination with Planck and FIRST

In the following, we have simulated SZ measurements of a rich cluster performed with Planck and FIRST. The photometric bands used are those of the HFI for Planck, PHOC and SPIRE for FIRST. Their characteristics are summarized in Table 1. They are taken from the COBRAS/SAMBA Phase A report concerning Planck (except for the additional bolometer channel at 100 GHz). Concerning FIRST, we have assumed that the noise level used is the quadratic sum of the photon noise, $NEP_{phot} = h\nu(\frac{S\Omega}{\lambda^2} \Delta\nu \epsilon \eta n(1 + \epsilon \eta n))^{1/2}$ and the detector noise $NEP_{det} = 3 \times 10^{-17}$ W/√Hz. $S\Omega/\lambda^2 = 1$ at the diffraction limit, $\Delta\nu/\nu \simeq 0.3$, $\epsilon = 0.03$ is the telescope emissivity, $\eta = 0.5$ is the system response (including transmission and detector efficiency), $n = 2/(e^{(\frac{h\nu}{kT_{tel}})} - 1)$ is the photon phase space occupation number for the telescope thermal emission, $T_{tel} = 80$ K (satellite at L_2 Sun-Earth Lagrangian point.). The wavelengths of the FIRST lower frequency channels have been adjusted to the Planck higher frequency bands.

We estimate the precision of the temperature determination by repetitive least square fits on simulated submillimeter and millimeter data: Planck alone or Planck plus FIRST combination. We take into account both the instrumental noise and the contaminating sky emissions: galactic dust, free-free, synchrotron, Ultra-Luminous InfraRed Galaxies (ULIRGs), and

CMB. We did not attempt to determine the velocity through the kinetic effect since it is spectrally identical to the primary CMB and has already been extensively studied (see Haehnelt & Tegmark 1996 and Aghanim et al. 1997).

3.2.1. Simulation of clusters observations

We simulate a massive cluster, $Y_{center} = 3 \times 10^{-4}$, with isothermal β density gas profile, $T_e = 8$ keV, $\beta = 2/3$, $R_c = 0.3$ Mpc, $n_0 = 1.9 \times 10^{-2} cm^{-3}$. We take into account the dilution of the cluster SZ emission in the instrumental beam by proper integration of the SZ profile over the beam (we assume the density cutoff at $15 R_c$). Concerning the FIRST channels we use with a virtual beam equal to the Planck submillimeter beam (4.5 arcmin) which will be obtained by the summation of adjacent sky pixels. The surface brightness noise level (NEB) is correspondingly improved from the diffraction limit value by a factor equal to the ratio of the diffraction limit beam to the virtual beam. The signal is then correctly integrated over the finite bandpass of the instruments.

We then add the following astrophysical contributions:

- A dust signal with rms level $I_{100\mu} = 0.3$ MJy/sr, value which is not exceeded on 19% of the whole sky (This percentage is determined from an all sky map of the rms $100 \mu m$ fluctuations calculated in bins of $0.7^\circ \times 0.7^\circ$ from the ISSA IRAS maps). A spectral characteristics $T = 17.5$ K, $n = 2$, typical of high latitude clouds (Boulanger et al. 1996). The variability of the dust spectrum is taken into account by introducing a random fluctuation in the spectral index. This is fixed to 10% rms of the average value ($n = 2$), in accordance with measurements of the 2 meter submillimeter stratospheric telescope PRONAOS on high latitude galactic cirrus (Bernard et al., in preparation).

- Fluctuations of the integrated contribution from the background ULIRGs. Their rms level is integrated from the number counts of Guiderdoni et al. (1997). The flux limit is set such that the probability to find a source brighter than that limit within the beam is smaller than 10% for the Planck bands. For FIRST, con-

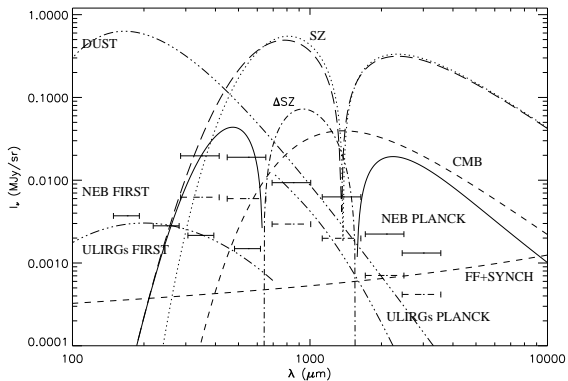


Fig. 2. The temperature effect in the thermal SZ effect (ΔSZ =difference between exact and approximation calculation): solid line for the positive part and dotted-dashed line for the negative part. The exact SZ effect (long dash line) and the analytical approximation (dotted line) are overplotted. ($T_e = 8$ keV, $Y_{center} = 3 \times 10^{-4}$). Other contributions have been plotted: The CMB at the level of $\Delta T/T = 30 \times 10^{-6}$, the galactic free-free plus synchrotron emission respectively normalized at the level of $7 \mu K$ and $4 \mu K$ at 53 GHz (dashed lines). The galactic dust (with $T_d = 17.5$ K, $n = 2$ and normalized to 0.3 MJy/sr at $100 \mu m$) and the background infrared galaxies beam to beam fluctuations (3 dot-dashed lines). (The background galaxies fluctuations are plotted as two curves, for the Planck and for the FIRST channels, as described in the text.). Horizontal bars represent the Planck and the FIRST sensitivities levels. (Dashed bars for the high sensitivity regions of the Planck survey.)

sidering the high angular resolution available, we assume that all sources above the 3σ noise level are detected and subtracted before summation in the 4.5 arcmin virtual beam.

-Fluctuations of the primary CMB at a rms level of $\Delta T/T = 30 \times 10^{-6}$ (e.g. $\Delta v_p \simeq 500$ km/s for our cluster).

- free-free and synchrotron: Their level and spectral behaviour are taken from the COBE determination (Bennett et al. 1992): $7 \mu K$ rms free-free at 53 GHz with spectral index $n = -0.16$, $4 \mu K$ rms synchrotron at 53 GHz with spectral index $n = -0.9$. (The COBE measurement has been extrapolated to sub-degree angular scales assuming l^{-3} , Bersanelli et al. 1996).

A random instrumental noise with rms level as in Table 1 is then added to the astrophysical signal. Finally, a 1% relative error is randomly added to all bands to take into account the band to band calibration uncertainty.

The different emissions and noise levels are shown in Fig. 2 together with the instrumental band positions.

3.2.2. Restoration of the cluster's parameters

We fit a five parameters model to the simulated multi-band measurements. This model is the sum of : SZ thermal effect (T_e, Y_{center}), primary CMB ($\Delta T/T$) and dust (C_d, n). C_d and n are respectively the level and spectral index of the dust. The model also take into account the integration over different spectral bands.

The errors on the restored parameters are estimated from the statistics of the multiple simulations and fits. The ULIRGs are not explicitly included in the separation because their spectrum is very close to galactic dust spectrum, however they are partly taken into account through the variable spectral index of the fitted dust.

4. Results and discussion

Due to the likely curvature of the universe, a massive cluster as the one considered in the previous section ($r_c > 0.3$ Mpc), will never show a SZ profile having a width at half maximum less than 2 arcmin. The integration time (~ 10 s) is the main limiting factor concerning the use of the Planck survey to measure the SZ effect with a high accuracy. Actually, this should be overcome by the FIRST telescope. Whatever are the missions final concepts and observing strategies, data from the two satellites will be available in a few years, and will provide a unique tool to study distant clusters of galaxies via precise measurements of the submillimeter SZ effect.

The accuracy on the determination of T_e is strongly dependent on the integration time. The FIRST Deep survey, a foreseen key program (Beckwith et al. 1993), is expected to cover 100 square degrees on the sky, for a total time of 2×10^6 seconds that corresponds to an integration time of 500s per position, which is the value that we will use in the following. According to the Planck mission observing strategy, some parts of the sky will be observed with an integration time a factor of 10 higher than the nominal time. (about 100 squared degrees on the sky.)

We restore the gas temperature for these two integration times in the cases of Planck alone and the FIRST/Planck data combination. For Planck alone, effective beams are all fixed to 10.6 arcmin (the 3mm beam of Planck) to obtain a better sensitivity.

Results are summarized in Table 2.

The accuracy on the estimation of the SZ parameters and the number of clusters that will be detectable depends on the observing strategy. A first one would be to search for rich clusters in the FIRST deep survey fields, completed by the corresponding positions of the Planck survey. One can expect that part of the FIRST deep survey will be performed in a region where Planck has a higher integration time per pixel (P2/F case in Table 2). The precision on the temperature determination is in this case of 1.2 keV ($z = 0.1$) to 3.9 ($z = 1$). Massive distant clusters can be identified in the FIRST data as positive extended excesses at the larger wavelengths, after removal of the dust component. (The dust contamination should not be a problem since the deep survey field will be selected among the best galactic windows).

A second strategy will consist of a search for rich clusters in the Planck survey, completed by pointed observations with FIRST. The distant rich clusters will show almost no spatial extension in the Planck survey ($FWHM_{SZ} \simeq 3.5\theta_c \simeq 2.2$ arcmin at $z = 1$) and will be recognized among the faint clusters detected in the Planck survey, because they will have no or only faint X-ray counterparts. Actually, massive clusters (e.g:

Table 2. 1σ statistical error (keV) on the determination of the gas temperature (8 keV cluster) for different configurations. For Planck alone, P1: nominal integration time. P2: $10\times$ nominal integration time. For Planck/FIRST, P1/F: Planck's nominal integration time and First deep survey (DS) for FIRST. P2/F: Planck $10\times$ nominal time and First deep survey

ΔT_e (keV)	ΔT_e (keV)			
	P1	P2	P1/F	P2/F
$z=0.1$	3.1	2.2	1.4	1.2
$z=1.$	-	4.2	4.3	3.9

$y > 3. \times 10^{-4}$) will be detectable in the Planck survey data at all redshifts: the most extreme dilution factor for such a cluster is about 0.18 (10.6 arcmin beam) and the instrument sensitivity to SZ effect is of order 1.34×10^{-6} (no dilution). For each cluster, depending on the detector array size, a five arcmin field on the cluster (plus comparison field) can be covered with FIRST within a few hours of observation. The precision on the temperature determination will be of order 1.2 to 1.4 keV for a cluster at $z = 0.1$, depending on the Planck integration time on this cluster. For very distant clusters the dilution is important and the precision is limited to ~ 4 keV due to the contamination of the infrared background galaxies. This result, which is comparable to the precision of the current X-ray determinations (Hattori et al. 1997), could be improved by cleaning properly the emission in the Planck bandpass from the infrared galaxies contamination.

Depending on the age of the universe, its geometry and the epoch of cluster formation, there may be a few or a large number of distant rich clusters (Oukbir & Blanchard 1997). Although cosmological standard models (CDM and $\Omega \simeq 1$) favour the formation of rich structures only at a recent time, and seem to be supported by the X-ray cluster's distribution at $z < 0.5$ (Bartlett & Silk 1994, Luppino & Gioia 1995), several detections of galaxies and structures have been reported at very high z ($1 < z < 5$): Pascarelle et al. (1996), Malkan et al. (1996), Le Fevre et al. (1996) and Dey et al. (1998) at optical wavelengths, the X-ray detection of AXJ2019+1127 by Hattori et al. (1997) at $z=0.94$. Most unexpected have been the detections by Jones et al. (1997) and Richards et al. (1997) of negative decrements at centimeter wavelengths in the direction of distant quasars. These decrements can be attributed to massive clusters at $z > 1$, unobservable at other wavelengths.

Korolyov et al. (1986) were the first to write that it is easier to detect high redshift clusters of galaxies in microwave spectral band than in X-rays. If this is confirmed, it means that a fairly large number of rich clusters may be detectable in the Planck survey and selected on the basis of low dust contamination and faint (or no) X ray counterparts for observations with FIRST.

Acknowledgements. We thank N. Aghanim, F.X. Desert and F. Bouchet for their very helpful suggestions. We are very grateful to the referee, R. Sunyaev, for his fruitful comments.

References

- Aghanim, N., et al., 1997, A&A, 325, 9
 Arnaud, K.A., 1996, Astron. Data Analysis Software and Systems V, eds. Jacoby G. and Barnes J., p17, ASP Conf. 101.
 Bartlett, J.G., Silk, J., 1994, ApJ 423, 12
 Beckwith, S., et al., 1993, FIRST Red book, ESA report
 Bennett, C., et al., 1992, ApJ, 391, 466
 Bersanelli, M. et al., 1996, COBRA/SAMBA ESA report
 Boulanger, F., et al., 1996, A&A, 312, 256
 Challinor, A., Lasenby, A., 1997, astro-ph/9711161
 David, L.P., et al., 1993, ApJ 412, 479
 Dey, A., et al., 1998, astro-ph/9803137
 Fabbri, R., 1981, A&SS 77, 529
 Guiderdoni, B., et al., 1997, MNRAS, 295, 877
 Hattori, M., et al., 1997, Nat, 388, 146
 Haehnelt, M., G., Tegmark, M., 1996, MNRAS, 279, 545
 Holzapfel, W., L., et al., 1997, ApJ, 480, 449
 Itoh, N., Kohyama, Y., Nozawa, S., 1997, astro-ph/9712289
 Jones, C., Forman, W., 1984, ApJ 276, 38
 Jones, M.E., et al., 1997, ApJ, 479, L1
 Kompaneets, A.S., 1957, Sov. Phys.-JETP, 4, 730
 Korolyov, V.A., Sunyaev, R.A., Yakubtsev, L.A., 1986, Sov. Astron. Letters, 12, 141
 Le Fevre, et al., 1996, ApJ, 471, L11
 Luppino, G. A., Gioia, I. M., 1995, ApJ, 445, L77
 Malkan, M., A., Teplitz, H., McLean, I., S., 1996, ApJ, 468, L9
 Oukbir, J., Blanchard, A., 1997, A&A, 317, 1
 Pascarelle, S., et al., 1996, ApJ 456, L21
 Podzniakov, L.A., Sobol, I.M. and Sunyaev, R.A., 1983, Sov. Scientific Review-A&SS, Sunyaev-Hardwood Academy Publishers, New York, vol 2, p 189
 Rephaeli, Y., 1995, ApJ 445, 33
 Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1979, "Radiative Process in Astrophysics", New York: Wiley & Sons
 Richards, E., et al, 1997, AJ 113, 1475
 Stebbins, A., 1997, astro-ph/9709065
 Sunyaev, R.A., Zeldovich, Ya.B., 1972, Comments Astrophys. Space Phys., 4, 173
 Wright, E.L., 1979, ApJ 232, 348
 Zeldovich, Ya.B., Sunyaev, R.A., 1969, Ap&SS 4, 301

Conclusion

Le détail du ciel entre l'infrarouge lointain et le millimétrique nous est relativement peu connu. De nombreux efforts sont faits en terme d'instrumentation pour l'astrophysique, afin de remédier à cette lacune dans les années à venir. Dans le cadre de l'étude des amas de galaxies, nous avons tenté d'apporter, par ce travail de thèse, une contribution à la caractérisation de leur propriétés sur la base des observations à ces longueurs d'onde.

Par un traitement numérique exact, prenant en compte le comportement faiblement relativiste des électrons du milieu intra-amas, nous avons obtenu des spectres de l'effet SZ. Si dans le domaine radio, sur l'aile Raileigh-Jeans du spectre SZ, ce comportement relativiste influe peu, dans le millimétrique et plus encore dans le submillimétrique il modifie grandement l'image habituelle du spectre SZ. Nous avons montré l'influence forte de la température du gaz sur la forme de ces spectres. Tout au long de ce travail de thèse, nous avons utilisé cet outil, pour éliminer une source d'erreur supplémentaire dans le cas de l'analyse des données DiaBolo sur l'amas RXJ1347-1145, pour permettre la détermination de la vitesse particulière dans le cas d'A2163 et pour qualifier la faisabilité d'une analyse spectrale fine dans le cas des futures observations d'amas avec Planck et FIRST.

Nous avons mesuré l'effet SZ avec DiaBolo à 2 mm en direction de l'amas RXJ1347-1145. Les données de 1997 ont mis en évidence un décrétement correspondant au plus fort signal SZ observé jusqu'à présent. En 1999, nous avons cartographié un champ de $4' \times 4'$ centré sur cette amas. Le signal observé est cohérent avec celui obtenu en 1997 et montre une émission SZ importante et étendue. Les résultats préliminaires de l'analyse de ces données favorisent une distribution du gaz beaucoup plus étendue qu'en X. Ces observations sont l'illustration directe des dépendances respectives des émissions X et SZ en fonction de la densité du gaz.

Poursuivant notre description du spectre d'émission en direction des amas, nous avons présenté le cas d'A2163, pour lequel la compilation de données observationnelles de cet amas à permis de tracer son spectre de l'infrarouge lointain au millimétrique. Les difficultés d'une analyse multi-longueurs d'onde ont pu être mises en évidence : contamination du signal de l'amas par des émissions astrophysiques d'avant et d'arrière plan, différenciation des émissions de la poussière et de l'effet SZ, confusion entre le SZ cinétique et les fluctuations de température du FRC. Nous espérons du vol 3 PRONAOS la détection d'autre amas de galaxies, et notamment de RXJ1347-1145 afin d'établir une connection avec les données DiaBolo. Il n'en a pas été ainsi.

Avec leurs niveaux de sensibilité, les satellites submillimétriques Planck et FIRST permettront une analyse multi-longueurs d'onde beaucoup plus fine que celle effectuée sur A2163. Dans cette optique, nous avons étudié la qualité avec laquelle les différents paramètres physiques de l'amas pourraient être restitués. Nous avons axé notre étude sur la détermination de la température du gaz en nous appuyant sur son influence sur la forme des spectres SZ exacts. Nous avons ainsi quantifié l'erreur avec laquelle cette température pourrait être obtenue des observations SZ. Malgré l'incertitude subsistant sur l'estimée de la température, cette méthode permet de rendre les données SZ auto-suffisantes. Leur analyse peut alors être conduite indépendamment des données X. Bien que la comparaison avec ces dernières reste toujours opportune, cette possibilité permettra l'analyse et l'exploitation des données SZ en cas d'absence de contrepartie X (par absence d'observation ou de détection). De façon à illustrer nos propos sur des exemples réels, nous avons utilisé au cours de ce mémoire un échantillon d'amas distants, chauds et lumineux, notamment, pour qualifier et valider notre méthode de détermination de la température électronique du gaz. Les résultats obtenus sont prometteurs et équivalents en terme de qualité à ceux issus des déterminations avec les instruments X actuels.

Dans les années à venir, la communauté scientifique va se voir dotée d'une nouvelle génération d'instruments spatiaux d'observation. Les satellites d'observation Chandra et XMM vont permettre l'imagerie et la spectroscopie X du milieu intergalactique avec une précision redoutable. De la couverture de plus de 90% du ciel à 9 longueurs d'onde différentes par le satellite Planck devrait ressortir un catalogue de plus de 10000 amas détectés par effet SZ. Il est attendu de Planck qu'il détecte des sources très distantes et/ou très faibles. Si certaines de ces sources pourront être pointées

avec XMM pour la recherche d'une contrepartie X, l'observatoire submillimétrique, FIRST, sera tout indiqué pour conduire des observations complémentaires à plus hautes fréquences. Sur des cibles bien choisies, la combinaison d'observations de ces deux instruments (Planck et FIRST) permettra l'analyse spectrale de l'émission en direction des amas de galaxies. Malgré la largeur des bandes photométriques et leur faible nombre, nous disposerons d'une couverture de l'émission en direction des amas allant de l'infrarouge lointain au millimétrique.

En ce qui concerne les projets sol, les améliorations technologiques rendent l'instrumentation submillimétrique et millimétrique de plus en plus performante. Des caméras bolométriques équipent ou vont équiper la plupart des télescopes adaptés aux observations à ces longueurs d'onde (JCMT, CSO, IRAM, NRO). Les observations doivent se poursuivre dans le domaine centimétrique aussi bien que dans le domaine millimétrique afin de pouvoir disposer de la meilleure couverture spectrale possible du spectre de l'effet SZ. Les techniques bolométriques et interférométriques apparaissent donc comme des méthodes d'observations complémentaires et non concurrentes. De petits interféromètres centimétriques devraient voir le jour d'ici à quelques années. Constitués d'antennes d'environ trois à quatre mètres de diamètres, ils offriront un champ de vue plus grand pour une résolution de l'ordre de la minute d'arc. Pour le millimétrique, il est dès aujourd'hui nécessaire de penser à ce qui pourrait être un DiaBolo deuxième génération. Ce futur instrument pourrait par exemple être une véritable caméra bolométrique s'apparentant au camera CCD du domaine visible (par comparaison aux matrices de bolomètres à cônes du type SCUBA ou BOLOCAM). Ce type d'instrument serait conçu pour être installé au foyer d'une grande antenne radio millimétrique comme celle de l'IRAM. Ce concept de caméra bolométrique est un moyen de produire au sol des observations SZ à haute résolution et à haute sensibilité. Il est envisageable de penser des caméras à différentes longueurs d'onde, afin d'assurer une couverture spectrale allant du millimétrique au submillimétrique.

Le champ d'étude relatif aux amas de galaxies est vaste. Les perspectives observationnelles laissent à penser que les informations contenues dans leurs émissions submillimétriques et millimétriques pourront apporter une contribution aux réponses escomptées en terme de propriétés thermodynamiques du gaz, de structuration spatiale du milieu intra-amas et de propriétés statistiques des amas aux échelles cosmologiques. Pour la cosmologie observationnelle et plus particulièrement pour la description des amas, l'effet SZ s'impose aujourd'hui comme un outil puissant pour la cosmologie observationnelle. L'engouement qu'il provoque dans la communauté internationale est lié à la puissance de l'information astrophysique qu'il contient : indépendance vis à vis du redshift, proportionnalité à la masse projetée sur la ligne de visée, signature spectrale caractéristique.

Si aujourd'hui les observations SZ sortent tout juste du carcan de la simple détection, il est à souhaiter qu'elles bénéficieront des avancées de ce qu'il sera peut être convenu d'appeler d'ici quelques années l'âge d'or de l'astronomie submillimétrique...

Bibliographie

- Abell, G. O.: 1958, *ApJ Suppl.* **3**, 211
- Abell, G. O., Corwin, H. G., J., et Olowin, R. P.: 1989, *ApJ Suppl.* **70**, 1
- Aghanim, N., De Luca, A., Bouchet, F. R., Gispert, R., et Puget, J. L.: 1997, *A&A* **325**, 9
- Aghanim, N., Desert, F. X., Puget, J. L., et Gispert, R.: 1996, *A&A* **311**, 1
- Allen, S. W. et Fabian, A. C.: 1998, *MNRAS* **297**, L57
- Allen, S. W., Fabian, A. C., Edge, A. C., Bautz, M. W., Furuzawa, A., et Tawara, Y.: 1996, *MNRAS* **283**, 263
- Allen, S. W., Fabian, A. C., Johnstone, R. M., White, D. A., Daines, S. J., Edge, A. C., et Stewart, G. C.: 1993, *MNRAS* **262**, 901
- Alpher, R. et Herman, R.: 1948, *Nature* **162**, 774
- Andreani, P., Böhringer, H., Dall'Oglio, G., Martinis, L., Shaver, P., Lemke, R., Nyman, L.-A., Booth, R., Pizzo, L., Whyborn, N., Tanaka, Y., et Liang, H.: 1999, *ApJ* **513**, 23
- Andreani, P., Pizzo, L., Dall'Oglio, G., Whyborn, N., Boehringer, H., Shaver, P., Lemke, R., Otarola, A., Nyman, L. A., et Booth, R.: 1996, *ApJ (Lett.)* **459**, L49
- Arnaud, K. A.: 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Proceedings of the 5th conference on Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS V), held at Tucson, Arizona, 23-25 October 1995, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific (ASP)*, —c1996, edited by Jacoby, George H.; Barnes, Jeannette
- Arnaud, M.: 1998, in T. T. V. G.-H. B. D. Mellier (ed.), *Fundamental parameters in cosmology*, p. 301
- Arnaud, M. et Evrard, A. E.: 1999, *MNRAS* **305**, 631
- Bahcall, N., Ostriker, J., Perlmutter, S., et Steinhardt, P.: 1999, *Science* **284**, 1481
- Bahcall, N. A. et Fan, X.: 1998, *ApJ* **504**, 1
- Barger, A. J., Cowie, L. L., Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., et Kneib, J. P.: 1999, *Astron. J.* **117**, 2656
- Barreiro, R.: 1999, *soumis à New Astronomy, Astro-ph/9907094*
- Bartlett, J. G., Blanchard, A., et Barbosa, D.: 1998, *A&A* **336**, 425
- Bartlett, J. G. et Silk, J.: 1994, *ApJ* **423**, 12
- Beckwith, S., Cornelisse, J., van Dishoek, E., Encrenaz, P., Genzel, R., Griffin, M., Harris, A., hills, R., de Jong, T., Kollberg, E., Kreysa, E., Lamarre, J. M., Lellouch, E., Martin-Pintado, J., Natale, V., Pilbratt, G., Poglitsch, A., Puget, J. L., Rowan-Robinson, M., Stutzki, J., Volonte, S., et Whyborn, N.: 1993, *FIRST: Far Infra-Red and Submillimetre Telescope*
- Bennett, C. L., Banday, A. J., Gorski, K. M., Hinshaw, G., Jackson, P., Keegstra, P., Kogut, A., Smoot, G. F., Wilkinson, D. T., et Wright, E. L.: 1996, *ApJ (Lett.)* **464**, L1
- Bennett, C. L., Smoot, G. F., Janssen, M., Gulkis, S., Kogut, A., Hinshaw, G., Backus, C., Hauser, M. G., Mather, J. C., Rokke, L., Tenorio, L., Weiss, R., Wilkinson, D. T., Wright, E. L., De Amici, G., Boggess, N. W., Cheng, E. S., Jackson, P. D., Keegstra, P., Kelsall, T., Kummerer, R., Lineweaver, C., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Santana, J., Shafer, R. A., et Silverberg, R. F.: 1992, *ApJ* **391**, 466
- Benoit, A., Caussignac, M., et Pujol, S.: 1994, *Physica B* 197
- Benoit, A. et Pujol, S.: 1994, *Cryogenics* 421
- Benoit, A. e.: 1999, *soumis à A&A*

- Bernard, J.: 1991, *Thèse de doctorat*, Université Paris-Orsay
- Bernard, J. P., Abergel, A., Ristorcelli, I., Pajot, F., Torre, J. P., Boulanger, F., Giard, M., Lagache, G., Serra, G., Lamarre, J. M., Puget, J. L., Lepeintre, F., et Cambrézy, L.: 1999, *A&A* **347**, 640
- Bernstein, J. et Dodelson, S.: 1990, *Phys. Rev. D* **41**, 354
- Bersanelli, M., Bouchet, F. R., Efstathiou, G., Griffin, M., Lamarre, J. M., Mandolesi, N., Norgaard-Nielsen, H. U., Pace, O., Polny, J. L., Puget, J. L., Tauber, J., Vittorio, N., et Volonte, S.: 1996, *COBRAS/SAMBA: A Mission Dedicated to Imaging the Anisotropies of the Cosmic Microwave Background*
- Birkinshaw, M.: 1999, *Phys. Rep.* **310**, 97
- Birkinshaw, M. et Hughes, J. P.: 1994, *ApJ* **420**, 33
- Birkinshaw, M., Hughes, J. P., et Arnaud, K. A.: 1991, *ApJ* **379**, 466
- Blain, A. W.: 1998a, *MNRAS* **297**, 502
- Blain, A. W.: 1998b, *MNRAS* **295**, 92
- Boehringer, H. et Hensler, G.: 1989, *A&A* **215**, 147
- Boehringer, H., Tanaka, Y., Mushotzky, R. F., Ikebe, Y., et Hattori, M.: 1998, *A&A* **334**, 789
- Boggess, N. W., Mather, J. C., Weiss, R., Bennett, C. L., Cheng, E. S., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M. G., Janssen, M. A., Kelsall, T., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Shafer, R. A., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., Wilkinson, D. T., et Wright, E. L.: 1992, *ApJ* **397**, 420
- Bouchet, F. et Gispert, R.: 1999, *soumis à New Astronomy*
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J. P., Burton, W. B., Desert, F. X., Hartmann, D., Lagache, G., et Puget, J. L.: 1996, *A&A* **312**, 256
- Bowyer, S., Berghoefer, T., et Korpela, E.: 1999, *Response to the Document "Origin of the Extended EUV Emission from the Abell 2199 and Abell 1795 Clusters of Galaxies" by Lieu, Mittaz, Bonamente, Durret and Kaastra*, presented at Ringberg Workshop on Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, *Astro-ph/9906249*
- Burles, S. et Tytler, D.: 1998, *ApJ* **507**, 732
- Campos, A., Yahil, A., Windhorst, R. A., Richards, E. A., Pascarelle, S., Impey, C., et Petry, C.: 1999, *ApJ (Lett.)* **511**, L1
- Carlstrom, J., Joy, M., Grego, L., Holder, G., Holzappel, W., Mohr, J., Patel, S., et Reese, E.: 1999, in P. C. L. Bergstrom et C. Fransson (eds.), *"Particle Physics and the Universe" to appear in Physica Scripta and World Scientific*, *Astro-ph/9905255*
- Carlstrom, J. E., Joy, M., et Grego, L.: 1996, *ApJ (Lett.)* **461**, L59
- Carroll, S. M. et Press, W. H.: 1992, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **30**, 499
- Cavaliere, A. et Fusco-Femiano, R.: 1976, *A&A* **49**, 137
- Cavaliere, A., Menci, N., et Tozzi, P.: 1999, *MNRAS* **308**, 599
- Cen, R. et Ostriker, J. P.: 1999, *ApJ (Lett.)* **519**, L109
- Challinor, A. et Lasenby, A.: 1998, *ApJ* **499**, 1
- Challinor, A. et Lasenby, A.: 1999, *ApJ* **510**, 930
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., Yin, Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B., et Broderick, J. J.: 1998, *Astron. J.* **115**, 1693
- David, L. P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilik, S. D., et Arnaud, K. A.: 1993, *ApJ* **412**, 479
- Davies, R. D., Watson, R. A., et Gutierrez, C. M.: 1996, *MNRAS* **278**, 925
- de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gutierrez, C., Jones, A., Davies, R., Lasenby, A., Rebolo, R., et R.A., W.: 1999, *ApJ, submitted*, *Astro-ph/9904296*
- Delabrouille, J.: 1998, *Thèse de doctorat*, Université de Paris XI
- Désert, F. X., Benoit, A., Gaertner, S., Bernard, J. P., Coron, N., Delabrouille, J., De Marcillac, P., Giard, M., Lamarre, J. M., Lefloch, B., Puget, J. L., et Sirbi, A.: 1998, *New Astronomy* **3**, 655
- Désert, F. X., Boulanger, F., et Puget, J. L.: 1990, *A&A* **237**, 215
- Dey, A., Spinrad, H., Stern, D., Graham, J. R., et Chaffee, F. H.: 1998, *ApJ (Lett.)* **498**, L93

- Dickey, J. M. et Lockman, F. J.: 1990, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **28**, 215
- Donahue, M.: 1996, *ApJ* **468**, 79
- Donahue, M., Voit, G., Scharf, C., Gioia, I., Mullis, C., Hugues, J., et Stocke, J.: 1999, *accepté pour publication dans ApJ*, *Astro-ph/9906295*
- Donahue, M., Voit, G. M., Gioia, I., Lupino, G., Hughes, J. P., et Stocke, J. T.: 1998, *ApJ* **502**, 550
- Draine, B. T. et Lazarian, A.: 1998, *ApJ* **508**, 157
- Draine, B. T. et Lee, H. M.: 1984, *ApJ* **285**, 89
- Dressler, A.: 1984, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **22**, 185
- Ebeling, H., Edge, A., Böringer, H., Allen, S., Crawford, C., Fabian, A., Voges, W., et Huchra, J.: 1999a, *MNRAS* **301**, 881
- Ebeling, H., Jones, L., Perlman, E., Scharf, C., Horner, D., Wegner, G., Malkin, B., Fairley, B., et Mullis, C.: 1999b, *ApJ* sous presse
- Edge, A., Ivison, R., Smail, I., Blain, A., et Kneib, J.: 1999, *MNRAS* p. *Astro-ph/9902038*, sous press
- Edge, A. C., Fabian, A. C., Allen, S. W., Crawford, C. S., White, D. A., Böhringer, H., et Voges, W.: 1994, *MNRAS* **270**, L1
- Elbaz, D., Arnaud, M., et Böhringer, H.: 1995, *A&A* **293**, 337
- Enßlin, T. A., Lieu, R., et Biermann, P. L.: 1999, *A&A* **344**, 409
- Evrard, A. E.: 1997, *MNRAS* **292**, 289
- Evrard, A. E.: 1990, *ApJ* **363**, 349
- Fabbri, R.: 1981, *Astrophys. and Space Sci.* **77**, 529
- Fabian, A. C.: 1994, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **32**, 227
- Fischer, P. et Tyson, J. A.: 1997, *Astron. J.* **114**, 14
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C., Shafer, R. A., et Wright, E. L.: 1996, *ApJ* **473**, 576
- Fixsen, D. J., Hinshaw, G., Bennett, C. L., et Mather, J. C.: 1997, *ApJ* **486**, 623
- Freedman, W. L.: 1998, in *Nobel Symposium, "Particle Physics and the Universe, Haga Slott, Sweden, August 1988*, *Astro-ph/9905222*
- Frenk, C. S., Evrard, A. E., White, S. D. M., et Summers, F. J.: 1996, *ApJ* **472**, 460
- Gaertner, S., Benoit, A., Lamarre, J. M., Giard, M., Bret, J. L., Chabaud, J. P., Desert, F. X., Faure, J. P., Jegoudez, G., Lande, J., Leblanc, J., Lepeltier, J. P., Narbonne, J., Piat, M., Pons, R., Serra, G., et Simiand, G.: 1997, *Astron. Astrophys. Suppl.* **126**, 151
- Gamow, G.: 1948a, *Phys. Rev.* **74**, 505
- Gamow, G.: 1948b, *Nature* **162**, 680
- Gioia, I., Henry, J., Mullis, C., Ebeling, H., et Wolter, A.: 1999, *Astron. J. Astro-ph/9902277*
- Gioia, I. M. et Lupino, G. A.: 1994, *ApJ Suppl.* **94**, 583
- Griffin, M., Vigroux, L., Swinyard, B., et Cunningham, C.: 1998, in *advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, Vol. 3357, p. 404, SPIE meeting, Hawaii
- Guiderdoni, B., Hivon, E., Bouchet, F. R., et Maffei, B.: 1998, *MNRAS* **295**, 877
- Gull, S. F. et Northover, K. J. E.: 1976, *Nature* **263**, 572
- Gunn, J. E. et Gott, J. R., I.: 1972, *ApJ* **176**, 1
- Haehnelt, M. G. et Tegmark, M.: 1996, *MNRAS* **279**, 545
- Haslam, C. G. T., Stoffel, H., Salter, C. J., et Wilson, W. E.: 1982, *Astron. Astrophys. Suppl.* **47**, 1
- Hata, N., Scherrer, R. J., Steigman, G., Thomas, D., et Walker, T. P.: 1996, *ApJ* **458**, 637
- Hattori, M., Ikebe, Y., Asaoka, I., Takeshima, T., Böhringer, H., Mihara, T., Neumann, D. M., Schindler, S., Tsuru, T., et Tamura, T.: 1997, *Nature* **388**, 146
- Hattori, M., Kneib, J., et Makino, N.: 1999, *Progress of Theoretical Physics* **133**, 1
- Hattori, M., Matuzawa, H., Morikawa, K., Kneib, J. P., Yamashita, K., Watanabe, K., Böhringer, H., et Tsuru, T. G.: 1998, *ApJ* **503**, 593

- Henry, J. P. et Briel, U. G.: 1996, *ApJ* **472**, 137
- Holzzapfel, W. L., Ade, P. A. R., Church, S. E., Mauskopf, P. D., Rephaeli, Y., Wilbanks, T. M., et Lange, A. E.: 1997a, *ApJ* **481**, 35
- Holzzapfel, W. L., Arnaud, M., Ade, P. A. R., Church, S. E., Fischer, M. L., Mauskopf, P. D., Rephaeli, Y., Wilbanks, T. M., et Lange, A. E.: 1997b, *ApJ* **480**, 449
- Holzzapfel, W. L., Wilbanks, T. M., Ade, P. A. R., Church, S. E., Fischer, M. L., Mauskopf, P. D., Osgood, D. E., et Lange, A. E.: 1997c, *ApJ* **479**, 17
- Hu, W., Sugiyama, N., et Silk, J.: 1997, *Nature* p. 37
- Hubble, E. et Humason, M. L.: 1931, *ApJ* **74**, 43
- Hughes, J. P. et Birkinshaw, M.: 1998, *ApJ* **501**, 1
- Hughes, J. P., Butcher, J. A., Stewart, G. C., et Tanaka, Y.: 1993, *ApJ* **404**, 611
- Hughes, J. P., Gorenstein, P., et Fabricant, D.: 1988a, *ApJ* **329**, 82
- Hughes, J. P. et Tanaka, Y.: 1992, *ApJ* **398**, 62
- Hughes, J. P., Yamashita, K., Okumura, Y., Tsunemi, H., et Matsuoka, M.: 1988b, *ApJ* **327**, 615
- ISOPHOT consortium: 1994, *Isophot Observer's Manual*, ESA/ESTEC, Klaas, u. and Krüger, h. and Heinrichsen, i. and Heske, a. and Laureijs, r. edition
- Itoh, N., Kohyama, Y., et Nozawa, S.: 1998, *ApJ* **502**, 7
- Itoh, N., Kusano, S., Sakamoto, T., Nozawa, S., et Kohyama, Y.: 1999, *soumis à ApJ*, *Astro-ph/9906467*
- Jones, C. et Forman, W.: 1984, *ApJ* **276**, 38
- Jones, C. et Forman, W.: 1999, *ApJ* **511**, 65
- Jones, M., Saunders, R., Alexander, P., Birkinshaw, M., Dilon, N., Grainge, K., Hancock, S., Lasenby, A., Lefebvre, D., et Pooley, G.: 1993, *Nature* **365**, 320
- Jones, M. E., Saunders, R., Baker, J. C., Cotter, G., Edge, A., Grainge, K., Haynes, T., Lasenby, A., Pooley, G., et Rottgering, H.: 1997, *ApJ (Lett.)* **479**, L1
- Kaastra, J. S., Lieu, R., Mittaz, J. P. D., Bleeker, J. A. M., Mewe, R., Colafrancesco, S., et Lockman, F. J.: 1999, *ApJ (Lett.)* **519**, L119
- Kawara, K., Taniguchi, Y., Sato, Y., Okuda, H., Matsumoto, T., Sofue, Y., Wakamatsu, K., Matsuhara, H., Hasegawa, T., Chambers, K. C., Cowie, L. L., Joseph, R. D., Sanders, D. B., et Wynn-Williams, C. G.: 1997, in *The Far Infrared and Submillimetre Universe. Edited by A. Wilson. Noordwijk, The Netherlands: ESA, 1997.*, p.285, p. 285
- King, I. R.: 1966, *Astron. J.* **71**, 64
- Kneissl, R., Sunyaev, R. A., et White, S. D. M.: 1998, *MNRAS* **297**, L29
- Knödseder, J.: 1997, *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier, Toulouse III
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G., et Reach, W. T.: 1996a, *ApJ* **460**, 1
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G., Smoot, G. F., et Wright, E. I.: 1996b, *ApJ (Lett.)* **464**, L5
- Kolb, E. W. et Turner, M. S.: 1990, in *Frontiers in Physics, Reading, MA: Addison-Wesley*
- Komatsu, E., Kitayama, T., Suto, Y., Hattori, M., Kawabe, R., Matsuo, H., Schindler, S., et Yoshikawa, K.: 1999, *ApJ (Lett.)* **516**, L1
- Kompaneets, A. S.: 1957, *Sov. Astron. Lett.* **4**, 730
- Korolyov, V. A., Sunyaev, R. A., et Yakubtsev, L. A.: 1986, *Sov. Astron. Lett.* **12**, 141
- Lagache, G.: 1998, *Thèse de doctorat*, Université de Paris XI
- Lamarre, J. M.: 1994, *Infrared Phys. Technol.* **35**, 277
- Lamarre, J. M., Giard, M., Pointecouteau, E., Bernard, J. P., Serra, G., Pajot, F., Désert, F. X., Ristorcelli, I., Torre, J. P., Church, S., Coron, N., Puget, J. L., et Bock, J. J.: 1998, *ApJ (Lett.)* **507**, L5
- Le Fevre, O., Deltorn, J. M., Crampton, D., et Dickinson, M.: 1996, *ApJ (Lett.)* **471**, L11
- Lemke, D. et et al.: 1996, *A&A* **315**, L64
- Lewis, A. D., Ellingson, E., Morris, S. L., et Carlberg, R. G.: 1999, *ApJ* **517**, 587

- Liang, H.: 1999, in P. S. H. Boehringer, L. Feretti (ed.), *Ringberg workshop on "Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters"*, *Astro-ph/9907057*
- Lieu, R., Bonamente, M., et Mittaz, J. P. D.: 1999, *ApJ (Lett.)* **517**, L91
- Lieu, R., Mittaz, J. P. D., Bowyer, S., Lockman, F. J., Hwang, C. Y., et Schmitt, J. H. M. M.: 1996, *ApJ (Lett.)* **458**, L5
- Loeb, A.: 1996, *ApJ (Lett.)* **471**, L1
- Loeb, A., MCKee, C. F., et Lahav, O.: 1991, *ApJ* **374**, 44
- Luppino, G. A. et Gioia, I. M.: 1995, *ApJ (Lett.)* **445**, L77
- Madore, B. F., Freedman, W. L., Silbermann, N., Harding, P., Huchra, J., Mould, J. R., Graham, J. A., Ferrarese, L., Gibson, B. K., Han, M., Hoessel, J. G., Hughes, S. M., Illingworth, G. D., Phelps, R., Sakai, S., et Stetson, P.: 1999, *ApJ* **515**, 29
- Malkan, M. A., Teplitz, H., et McLean, I. S.: 1996, *ApJ (Lett.)* **468**, L9
- Markevitch, M., Forman, W. R., Sarazin, C. L., et Vikhlinin, A.: 1998, *ApJ* **503**, 77
- Markevitch, M., Mushotzky, R., Inoue, H., Yamashita, K., Furuzawa, A., et Tawara, Y.: 1996, *ApJ* **456**, 437
- Martinez-Gonzalez, E., Sanz, J. L., et Cayon, L.: 1997, *ApJ* **484**, 1
- Martinez-Gonzalez, E., Sanz, J. L., et Silk, J.: 1990, *ApJ (Lett.)* **355**, L5
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., Eplee, R. E., J., Fixen, D. J., Hewagama, T., Isaacman, R. B., Jensen, K. A., Meyer, S. S., Noerdlinger, P. D., Read, S. M., Rosen, L. P., Shafer, R. A., Wright, E. L., Bennett, C. L., Boggess, N. W., Hauser, M. G., Kelsall, T., Moseley, S. H., J., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., Weiss, R., et Wilkinson, D. T.: 1994, *ApJ* **420**, 439
- McCullough, P., Gaustad, J. E., Rosing, W., et Van Buren, D.: 1999, in A. de Oliveira-Costa & Max Tegmark (ed.), *Sloan Summit on Microwave Foregrounds*, *Astro-ph/9902248*
- Mellier, Y.: 1999, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **37**
- Metzler, C. A. et Evrard, A. E.: 1994, *ApJ* **437**, 564
- Mitchell, R. J., Culhane, J. L., Davison, P. J. N., et Ives, J. C.: 1976, *MNRAS* **175**, 29
- Myers, S. T., Baker, J. E., Readhead, A. C. S., Leitch, E. M., et Herbig, T.: 1997, *ApJ* **485**, 1
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., et White, S. D. M.: 1997, *ApJ* **490**, 493
- Neumann, D. M.: 1999, *ApJ* **520**, 87
- Neumann, D. M. et Arnaud, M.: 1999, *soumis à A&A*, *Astro-ph/9901092*
- Neumann, D. M. et Bohringer, H.: 1997, *MNRAS* **289**, 123
- Nozawa, S., Itoh, N., et Kohyama, Y.: 1998a, *ApJ* **508**, 17
- Nozawa, S., Itoh, N., et Kohyama, Y.: 1998b, *ApJ* **507**, 530
- O'Dea, C. P., Baum, S. A., Maloney, P. R., Tacconi, L. J., et Sparks, W. B.: 1994, *ApJ* **422**, 467
- Oukbir, J., Bartlett, J. G., et Blanchard, A.: 1997, *A&A* **320**, 365
- Oukbir, J. et Blanchard, A.: 1997, *A&A* **317**, 1
- Pariisky, Y.: 1973, *Sov. Astron. Lett.-JETP* **4**, 730
- Pascarelle, S. M., Windhorst, R. A., Driver, S. P., Ostrander, E. J., et Keel, W. C.: 1996, *ApJ (Lett.)* **456**, L21
- Peebles, P. J. E.: 1970, *Astron. J.* **75**, 13
- Peebles, P. J. E.: 1993, in *Extragalactic Background Radiation: A Meeting in Honor of Riccardo Giacconi*, p. 1
- Penzias, A. A. et Wilson, R. W.: 1965, *ApJ* **142**, 419
- Pierre, M., Le Borgne, J. F., Soucail, G., et Kneib, J. P.: 1996, *A&A* **311**, 413
- Pizzo, L., Andreani, P., Dall'Oglio, G., Lemke, R., Otarola, A., et Whyborn, N.: 1995, *Experimental Astronomy* **6**, 249
- Platania, P., Bensadoun, M., Bersanelli, M., De Amici, G., Kogut, A., Levin, S., Maino, D., et Smoot, G. F.: 1998, *ApJ* **505**, 473
- Poglitsch, A.: 1997, in *The Far Infrared and Submillimetre Universe. Edited by A. Wilson. Noordwijk, The Netherlands: ESA, 1997., p.25*, p. 25
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Fischera, J., et Voelk, H.: 2000, *A&A*, accepted for publication, *Astro-ph/0001053*

- Pozdniakov, L. A., Sobol, I. M., et Siuniaev, R. A.: 1983, *Soviet Scientific Reviews Section E Astrophysics and Space Physics Reviews* **2**, 189
- Press, W. H. et Schechter, P.: 1974, *ApJ* **187**, 425
- Puget, J. L., Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., Burton, W. B., Desert, F. X., et Hartmann, D.: 1996, *A&A* **308**, L5
- Puget, J. L., Lagache, G., Clements, D. L., Reach, W. T., Aussel, H., Bouchet, F. R., Cesarsky, C., Désert, F. X., Dole, H., Elbaz, D., Franceschini, A., Guiderdoni, B., et Moorwood, A. F. M.: 1999, *A&A* **345**, 29
- Puy, D., Grenacher, L., et Jetzer, P.: 1999, *A&A* **345**, 723
- Ravera, L.: 1999, *Thèse de doctorat*, INSA
- Reich, P. et Reich, W.: 1986, *Astron. Astrophys. Suppl.* **63**, 205
- Rephaeli, Y.: 1995a, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **33**, 541
- Rephaeli, Y.: 1995b, *ApJ* **445**, 33
- Richards, E. A., Fomalont, E. B., Kellerman, K. I., Partridge, R. B., et Windhorst, R. A.: 1997, *Astron. J.* **113**, 1475
- Rines, K., Forman, W., Pen, U., Jones, C., et Burg, R.: 1999, *ApJ* **517**, 70
- Ristorcelli, I.: 1995, *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier
- Ristorcelli, I., Lamarre, J. M., Giard, M., Leriche, B., Pajot, F., Recouvreur, G., Safa, H., et Serra, G.: 1997, *Experimental Astronomy* **7**, 13
- Ristorcelli, I., Serra, G., Lamarre, J. M., Giard, M., Pajot, F., Bernard, J. P., Torre, J. P., De Luca, A., et Puget, J. L.: 1998, *ApJ* **496**, 267
- Roettiger, K., Stone, J. M., et Mushotzky, R. F.: 1997, *ApJ* **482**, 588
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P.: 1979, in *New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.*
- Sachs, R. K. et Wolfe, A. M.: 1967, *ApJ* **147**, 73
- Sadat, R., Blanchard, A., et Oukbir, J.: 1998, *A&A* **329**, 21
- Sahu, K. C., Shaw, R. A., Kaiser, M. E., Baum, S. A., Ferguson, H. C., Hayes, J. J. E., Gull, T. R., Hill, R. J., Hutchings, J. B., Kimble, R. A., Plait, P., et Woodgate, B. E.: 1998, *ApJ (Lett.)* **492**, L125
- Sanders, D. B. et Mirabel, I. F.: 1996, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **34**, 749
- Sarazin, C. L.: 1988, *X-ray emission from clusters of galaxies*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press
- Sarazin, C. L. et Lieu, R.: 1998, *ApJ (Lett.)* **494**, L177
- Saunders, R.: 1998, in *Fundamental parameters in cosmology*, p. 161
- Sazonov, S. Y. et Sunyaev, R. A.: 1998, *ApJ* **508**, 1
- Schindler, S., Guzzo, L., Ebeling, H., Boehringer, H., Chincarini, G., Collins, C. A., De Grandi, S., Neumann, D. M., Briel, U. G., Shaver, P., et Vettolani, G.: 1995, *A&A* **299**, L9
- Schindler, S., Hattori, M., Neumann, D. M., et Boehringer, H.: 1997, *A&A* **317**, 646
- Schindler, S. et Mueller, E.: 1993, *A&A* **272**, 137
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., et Davis, M.: 1998, *ApJ* **500**, 525
- Serra, G., Sirmain, C., Lamarre, J., Buisson, F., Ristorcelli, I., Diris, J., Giard, M., et Pajot, F.: 1998, in *ICSO conference, Poster Session 2*
- Silk, J. et White, S. D. M.: 1978, *ApJ (Lett.)* **226**, L103
- Smail, I., Ivison, R., Owen, F., Blain, A., et Kneib, J.: 1999, *soumis à ApJ (Lett.)*, *Astro-ph/9907083*
- Smail, I., Ivison, R. J., et Blain, A. W.: 1997, *ApJ (Lett.)* **490**, L5
- Smooth, G. F.: 1998, *Astro-ph/9801121*
- Smooth, G. F.: 1999, *Astro-ph/9902201*
- Sokasian, A., Gawiser, E., et Smoot, G.: 1998, *soumis à ApJ*, *Astro-ph/9811311*
- Stark, A. A., Gammie, C. F., Wilson, R. W., Bally, J., Linke, R. A., Heiles, C., et Hurwitz, M.: 1992, *ApJ Suppl.* **79**, 77
- Stebbins, A.: 1997, *Astro-ph/9709065*
- Stickel, M., Lemke, D., Mattila, K., Haikala, L. K., et Haas, M.: 1998, *A&A* **329**, 55

Sulkanen, M. E.: 1999, *ApJ* **522**, 59

Sunyaev, R. A. et Zel'dovich, I. B.: 1970, *Astrophys. and Space Sci.* **7**, 3

Sunyaev, R. A. et Zel'dovich, I. B.: 1972, *Comments Astrophys. Space Phys.* **4**, 173

Sunyaev, R. A. et Zel'dovich, I. B.: 1980, *MNRAS* **190**, 413

Taylor, G. B. et Wright, E. L.: 1989, *ApJ* **339**, 619

Tegmark, M. et Efstathiou, G.: 1996, *MNRAS* **281**, 1297

Tsuboi, M., Miyazaki, A., Kasuga, T., Matsuo, H., et Kuno, N.: 1998, *PASJ* **50**, 169

Tucker, W., Blanco, P., Rappoport, S., David, L., Fabricant, D., Falco, E. E., Forman, W., Dressler, A., et Ramella, M.: 1998, *ApJ (Lett.)* **496**, L5

Umetsu, K., Tada, M., et Futamase, T.: 1999, *Progress of Theoretical Physics* **133**, 53

Uyaniker, B., Reich, W., Schlickeiser, R., et Wielebinski, R.: 1997, *A&A* **325**, 516

Van Waerbeke, L.: 1997, *Thèse de doctorat*, Université Paris XI–Orsay

Vishniac, E. T.: 1987, *ApJ* **322**, 597

Walker, T. P., Steigman, G., Kang, H., Schramm, D. M., et Olive, K. A.: 1991, *ApJ* **376**, 51

Weinberg, S.: 1972, in *New York: Wiley*, —c1972

White, D. A., Fabian, A. C., Johnstone, R. M., Mushotzky, R. F., et Arnaud, K. A.: 1991, *MNRAS* **252**, 72

White, M., Scott, D., et Silk, J.: 1994, *Ann. Rev. Astron. Ap.* **32**, 319

Wilbanks, T. M., Ade, P. A. R., Fischer, M. L., Holzappel, W. L., et Lange, A. E.: 1994, *ApJ (Lett.)* **427**, L75

Windhorst, R. A., Fomalont, E. B., Kellermann, K. I., Partridge, R. B., Richards, E., Franklin, B. E., Pascarelle, S. M., et Griffiths, R. E.: 1995, *Nature* **375**, 471

Wright, E. L.: 1979, *ApJ* **232**, 348

Wright, E. L.: 1998, *ApJ* **496**, 1

Wright, E. L., Mather, J. C., Fixsen, D. J., Kogut, A., Shafer, R. A., Bennett, C. L., Bogges, N. W., Cheng, E. S., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., et Weiss, R.: 1994, *ApJ* **420**, 450

Wu, X. P., Chiueh, T., Fang, L., et Xue, Y. J.: 1998, *MNRAS* **301**, 861

Yamada, M., Sugiyama, N., et Silk, J.: 1999, *accepté pour publication dans ApJ*, *Astro-ph/9902069*

Yoshikawa, K., Itoh, M., et Suto, Y.: 1998, *PASJ* **50**, 203

Zel'dovich, Y. B. et Sunyaev, S. R. A.: 1969, *Astrophys. and Space Sci.* **4**, 301

Résumé :

Cette étude porte sur les plus grandes structures auto-cohérentes connues dans l'univers, les amas de galaxies. Du fait de ses conditions thermodynamiques, leur halo de gaz est complètement ionisé. Ce plasma est observable aux longueurs d'onde X par son émission de freinage, ainsi qu'en submillimétrique et en millimétrique via l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ). Cet effet résulte de la diffusion des photons du champ de rayonnement cosmologique par les électrons du milieu intergalactique. Dans un premier temps, nous avons calculé numériquement le spectre exact de l'effet SZ en prenant en compte le comportement relativiste des électrons du gaz. Ainsi, nous avons mis en évidence la forte dépendance de leur forme en fonction de la température du milieu. À l'aide de cet outil, nous avons analysé les données millimétriques du spectrophotomètre DiaBolo en direction de l'amas RXJ1347-1145. Ces observations à haute résolution spatiale ont permis la détection du plus fort signal SZ mesuré jusqu'à présent, ainsi qu'une émission étendue dont la structuration semble différer de celle observée aux longueurs d'onde X. Nous avons ensuite élargi le domaine spectral d'observation aux longueurs d'onde infrarouges et submillimétriques. Ainsi, nous avons obtenu le spectre de l'amas d'Abell 2163 entre $90 \mu\text{m}$ et 2.1 mm . Les contraintes imposées par les mesures infrarouges sur l'émission de poussière ont permis d'optimiser la détermination des paramètres SZ. En extrapolant cette étude au cas des missions spatiales, Planck Surveyor et Herschel, nous avons montré que les données SZ sont une source d'information auto-suffisante. Nous avons ainsi quantifié la précision avec laquelle la température du gaz intra-amas pourrait être déduite des observations SZ faites avec ces instruments.

Mots Clés : Cosmologie - Amas de galaxies - Milieu intergalactique - Effet Sunyaev-Zel'dovich

Abstract :

This work concerns the largest self-gravitating structures of the Universe, clusters of galaxies. Due to its thermodynamical conditions, their intracluster atmosphere is completely ionised. This gas is observed at X-ray wavelengths through its free-free emission, and at submillimeter/millimeter wavelengths through the Sunyaev-Zel'dovich (SZ) effect. This effect is due to the inverse Compton scattering of the cosmic microwave background photons by the hot intracluster electrons. First, taking into account the weakly relativistic behaviour of the electrons, we performed exact calculations of the SZ spectrum. The resulting spectra show the strong dependency of the SZ effect spectral shape with respect to the gas temperature. Making use of this work, we analysed the millimeter data from the DiaBolo spectrophotometer in the direction of a massive and distant cluster, RXJ1347-1145. With a high angular resolution, we have mapped the centre and the extended emission of this cluster, leading to the detection of the strongest SZ effect measured to date. The comparison with the X-ray data shows some very exiting and puzzling differences. In the third part, we present for the first time the spectrum of a galaxy cluster, A2163, from far infrared ($90 \mu\text{m}$) to millimeter (2.1 mm) wavelengths. The constraints set by the FIR measurements on the residual dust emission, allowed us put strong constraints on the SZ parameters. Finally, we propose a new method which allows to extract the intracluster gas temperature from a set of SZ data. We have quantified the reliability of this method in case of observations obtained from the Planck surveyor and the Herschel space missions.

Key words : Cosmology - Clusters of galaxy - Intergalactic medium - Sunyaev-Zel'dovich effect
