

N° d'ordre : 4083

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (UMR 5804)

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

par **Pierre GRATIER**

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Astrophysique

Étude du milieu interstellaire de galaxies chimiquement jeunes du Groupe Local

Soutenue le 16 novembre 2010

Après avis de : Françoise COMBES, Astronome
Santiago GARCIA-BURILLO, Astronome
Bernd VOLLMER, Astronome

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

Jonathan BRAINE	Astronome, LAB, Bordeaux	Directeur de thèse
Nathalie BROUILLET	Astronome-Adjoint, LAB, Bordeaux	Examineur
Françoise COMBES	Astronome, LERMA, Paris	Rapporteur
Santiago GARCIA-BURILLO	Astronome, OAN, Madrid	Rapporteur
Jean-Marc HURÉ	Professeur, LAB, Bordeaux	Président
Jérôme PETY	Astronome-Adjoint, IRAM, Grenoble	Examineur
Bernd VOLLMER	Astronome, OAS, Strasbourg	Rapporteur

Résumé

La variété de galaxies dans le Groupe Local rend possible l'étude du milieu interstellaire et de la formation d'étoiles dans des conditions différentes de celles trouvées dans la Voie Lactée, tout en conservant une grande résolution spatiale grâce à leur proximité. Nous avons étudié le milieu interstellaire de deux galaxies du Groupe Local, M33 et NGC6822, dont les métallicités sont inférieures d'un facteur 2 à 3 à celle du soleil et qui sont respectivement dix fois et cent fois moins lumineuses que la Voie Lactée. Nos observations de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ du monoxyde de carbone, avec une résolution suffisante pour résoudre les nuages moléculaires géants, fournissent la première carte du milieu moléculaire de NGC6822 et la cartographie de M33 avec la meilleure combinaison de résolution et de sensibilité. Nous présentons également une cartographie haute résolution du milieu atomique de M33 à partir d'une mosaïque interférométrique dans la raie à 21 cm de l'ensemble du disque de la galaxie. Combinées avec des données allant de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain, ces observations permettent l'étude du milieu interstellaire et de la formation d'étoiles à des échelles allant du nuage individuel à la galaxie dans son ensemble. Ces deux objets, chimiquement jeunes, semblent convertir l'hydrogène moléculaire en étoiles plus rapidement que les grandes galaxies spirales comme la Voie Lactée. Est-ce à rapprocher du taux élevé de formation d'étoiles dans les galaxies de l'univers plus jeune ($z \simeq 0,5 - 1$), également riches en gaz et bleues comme M33 et NGC6822 ? Un soin particulier a été apporté pour tenter de mesurer la masse de dihydrogène, difficile dans ce type d'objet, à l'échelle de la galaxie ainsi qu'à l'échelle du nuage. Une méthode d'identification automatique et de mesure des propriétés physiques des nuages moléculaires géants a permis d'obtenir, dans le cas de M33, le plus grand catalogue de nuage moléculaires dans une galaxie extérieure. Il en résulte que les nuages de M33 et de NGC 6822 ont, en moyenne, une largeur de raie plus faible, pour une taille donnée, que les nuages de la Voie Lactée. Dans M33, la fraction de petits nuages augmente significativement avec le rayon galactocentrique. Au moins un sixième des nuages moléculaires géants ne sont pas associés à de la formation stellaire (détectée) mais nous n'avons pas identifié de caractéristiques physiques particulières pour ces nuages.

Abstract

The Interstellar Medium of Local Group Chemically Young Galaxies

The variety of galaxies in the Local Group enables the study of the interstellar medium and star formation under conditions different from those found in the Milky Way, while retaining a good spatial resolution due to their proximity. We have studied the interstellar medium of two Local Group galaxies, M33 and NGC6822, that have metallicities 2 to 3 times less than solar and are respectively 10 and 100 times less luminous than the Milky Way. Our large scale observations of the CO(2–1) transition, with a resolution sufficient to resolve giant molecular clouds, provide the first molecular gas map of NGC6822 and the M33 map with the best combination of resolution and sensitivity. We also present a high resolution map of the atomic gas from an interferometric mosaic of M33’s disk through the 21 cm hydrogen line. Combining these observations with data ranging from ultraviolet to far infrared, we study the interstellar medium and star formation on scales ranging from individual clouds to the whole galaxy. These two chemically young objects appear to be converting molecular hydrogen into stars at a faster rate than in large spirals like the Milky Way. Can this be linked to the high star formation rate in galaxies of the earlier universe ($z \simeq 0.5 - 1$) which were bluer and gas rich like M33 and NGC6822? We have taken particular care to try and measure the molecular hydrogen mass, a difficult task in such objects, at the scale both of the galaxy and of the clouds. An automated molecular cloud identification and physical property measurement has been applied to the molecular gas data, yielding, in the case of M33, the largest catalog of giant molecular clouds in an external galaxy. From this catalog, it is found that the M33 molecular clouds have, on average, a smaller line-width, for a given size, than their Galactic counterparts. In M33, the fraction of small clouds increases significantly with the galactocentric radius. At least a sixth of the giant molecular clouds are not associated with detected star formation but we have not identified any particular physical characteristics for these clouds.

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement mon directeur de thèse, Jonathan Braine, tout d'abord pour m'avoir proposer ce sujet de thèse mais également pour son soutien tout au long de ces trois années. Ce travail n'aurait pas pu être si complet sans les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Je veux également remercier l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'examiner mon travail et ce malgré les aléas d'un calendrier capricieux.

Une thèse ne peut pas se faire sans un environnement propice, je dois donc remercier tout le personnel de l'Observatoire de Bordeaux, qui constitue un petit village perché sur les hauteurs de Floirac, et qui sait si bien accueillir les nouveaux arrivants.

Une pensée pour mes compagnons de thèses que j'ai pu croiser pendant mon séjour à l'Observatoire. Les anciens pour le tarot et les sorties au Frog, les nouveaux pour le pédibus. Une pensée toute particulière va vers Cécile, avec qui j'ai partagé le bureau 106 tout au long de ces trois années.

Je veux également remercier mes parents pour m'avoir donné le goût pour les sciences et la curiosité de comprendre le monde qui nous entoure. Je dois les remercier ainsi que mon oncle et Julia pour leur relecture bienveillante de mon manuscrit.

Pour finir, le plus important, Julia et notre Suzanne qui a su pimenter cette thèse de quelques nuits de sommeil en pointillé mais surtout de moments de bonheur absolus.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
1 Le milieu interstellaire sous-métallique dans des galaxies du Groupe Local	1
1.1 Le milieu interstellaire	1
1.1.1 Le gaz ionisé	1
1.1.2 Le gaz atomique	1
1.1.3 La phase moléculaire : berceau de la formation des étoiles	2
1.1.4 Métallicité	2
1.2 Le Groupe Local	3
1.3 Intérêt de l'étude des galaxies du Groupe Local de faible métallicité . .	4
1.3.1 Aspects observationnels	4
1.3.1.1 Résolution spatiale suffisante	4
1.3.1.2 Précisions sur la détermination des distances	4
1.3.2 Similitudes avec des galaxies de redshift intermédiaire	5
1.4 Galaxies étudiées	7
1.4.1 La Galaxie de Barnard (NGC6822)	7
1.4.2 La Galaxie du Triangle (M33)	9
2 Cartographie grand champ du gaz moléculaire	13
2.1 Le télescope de 30m de l'IRAM	13
2.1.1 HERA	14
2.2 Stratégie d'observation : acquisition de données à la volée	14
2.2.1 Échantillonnage	14
2.2.2 Optimisation du bruit	16
2.2.3 Exemple : les observations de M33 avec le récepteur HERA . . .	18
2.3 Réduction des données	18
2.3.1 Soustraction de la ligne de base	18
2.3.2 Filtrage	22
2.3.2.1 Détermination de la valeur optimale du seuil de filtrage	22
2.3.3 Échantillonnage régulier	25

2.3.4	Soustraction d'une nouvelle ligne de base	25
2.4	Moments des cubes de données	25
2.4.1	Carte d'intensité intégrée	25
2.4.2	Champ de vitesse	26
2.5	Exemples d'observation du CO avec le télescope de 30 m de l'IRAM. . .	27
2.5.1	La galaxie de Barnard : NGC6822	27
2.5.1.1	Présentation du projet d'observation	27
2.5.1.2	Carte d'intensité intégrée de NGC6822	28
2.5.2	La galaxie du Triangle : M33	30
2.5.2.1	Présentation du projet d'observation	30
2.5.2.2	Carte d'intensité intégrée et champ de vitesse de M33 .	31
3	Observation de l'hydrogène atomique dans M33	35
3.1	La raie à 21 cm de l'hydrogène atomique	35
3.2	Observation de l'hydrogène atomique avec le Very Large Array (VLA).	35
3.3	Réduction des données	37
3.3.1	Calibration	37
3.3.1.1	Calibration de la bande-passante	37
3.3.1.2	Calibration en gain	38
3.3.1.3	Jeu de visibilités calibrées	39
3.3.1.4	Soustraction du continuum	39
3.3.2	Imagerie et déconvolution	39
3.3.2.1	Étude de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre.	41
3.3.2.2	Présentation des méthodes de déconvolution CLEAN clas-	
	sique et multi-échelles	42
3.3.2.3	Comparaison des méthodes de déconvolution CLEAN clas-	
	sique et multi-échelles	44
3.4	Résultats	48
3.4.1	Cubes de données	48
3.4.2	Moments des cubes de données	50
3.4.2.1	Carte d'intensité intégrée	50
3.4.2.2	Champ de vitesse	50
4	Propriétés à grande échelle du milieu interstellaire de M33	53
4.1	Luminosités et masses totales	53
4.1.1	Gaz moléculaire	53
4.1.2	Gaz atomique	54
4.1.3	Discussion	54
4.2	Distributions radiales	56
4.2.1	Brillance de surface	56
4.2.2	Densité de surface de masse	58
4.2.3	Efficacité de formation stellaire	60

5	Identification et mesure des propriétés des nuages moléculaires géants	63
5.1	Identification des nuages moléculaires	63
5.1.1	Identification des nuages	64
5.1.2	Mesure des propriétés des nuages	65
5.1.2.1	Position dans le cube de données	65
5.1.2.2	Taille des nuages	66
5.1.2.3	Largeur de raie	67
5.1.2.4	Luminosité	67
5.1.2.5	Masse virielle	68
5.1.3	Extrapolation au niveau de bruit zéro	68
5.1.4	Estimation des incertitudes par une méthode d'amorçage (boots-trapping)	70
6	Étude du milieu interstellaire de NGC6822	73
6.1	Introduction	73
6.2	Article : The molecular interstellar medium of the Local Group dwarf NGC 6822	75
7	Étude des nuages moléculaires géants dans M33	93
7.1	Catalogue des nuages	93
7.1.1	Photométrie	94
7.1.2	Spectroscopie	94
7.1.3	Exemple pour un nuage	94
7.2	Lois d'échelle – Lois de Larson	97
7.3	Fonction de luminosité	99
7.3.1	Méthode : estimateur du maximum de vraisemblance	99
7.3.2	Résultats : variation de l'exposant en fonction du rayon	101
7.4	Evolution des propriétés des nuages moléculaires géants à travers le disque de M33	106
7.4.1	Méthode d'étude des propriétés en fonction du rayon	106
7.4.2	Propriétés physiques des nuages moléculaires	106
7.4.3	Variation radiale des intensités moyennes des nuages	107
7.5	Classification des nuages	108
	Conclusions et Perspectives	114
	Bibliographie	119
A	Tableau des propriétés des nuages moléculaires géants de M33	123
A.1	Propriétés physiques	123
B	Catalogue des nuages moléculaires géants de M33.	139
C	Publications	225
C.1	Liste des publications	225
C.2	Molecular and Atomic Gas in the Local Group Galaxy M33	227

Table des figures

1.1	Positions des galaxies du Groupe Local	3
1.2	Image visible de NGC6822	7
1.3	Image visible de M33	9
2.1	Positions des pixels du récepteur HERA dans les coordonnées Nasmyth	14
2.2	Positions des pixels du récepteur HERA pour des observations à la volée	15
2.3	Positions des spectres enregistrés par le pixel central du récepteur HERA dans le cas des observations de M33. Les coordonnées sont les offsets en secondes d'arc par rapport au centre de la galaxie.	19
2.4	Exemple de platforming avec le corrélateur VESPA.	20
2.5	Fonction de Walsh et exemple de polynômes de Tchebychev	21
2.6	Histogrammes normalisé (en rouge) et cumulatif (en noir) des valeurs du rapport du bruit mesuré au bruit théorique pour les observations de M33.	22
2.7	Graphique de la valeur moyenne du bruit et du contraste de la carte de bruit, après construction du cube, en fonction du seuil de coupure pour le rapport $\sigma_{spec}/\sigma_{theo}$	23
2.8	Carte de bruit des observations de la raie CO(2–1) dans M33.	24
2.9	Région de NGC6822 cartographiée en CO.	27
2.10	Carte de l'intensité intégrée CO(2–1) de NGC6822	29
2.11	Image dans l'ultraviolet lointain (GALEX) de M33. La région observée en CO(2–1) par le télescope de 30 m de l'IRAM est délimitée par un trait blanc. Le polygone jaune correspond à la bande observée par l'instrument HIFI du télescope spatial Herschel.	30
2.12	Carte de l'intensité intégrée CO(2–1) de M33	32
2.13	Champ de vitesse de M33.	33
3.1	Mosaïque des pointages pour l'observation du HI dans M33.	36
3.2	Fonction de calibration de la bande passante pour l'observation du HI dans M33.	37
3.3	Fonction de calibration du gain complexe pour l'observation du HI dans M33.	38
3.4	Couverture dans le plan uv des observation de M33 avec le VLA.	40
3.5	Réponse impulsionnelle du VLA pour les observations du HI dans M33.	43
3.6	Comparaison des cartes d'émissions pour des méthodes de déconvolution par sources ponctuelles et MSCLEAN	46

3.7	Comparaison des cartes de résidus pour des méthodes de déconvolution par sources ponctuelles et MSCLEAN.	47
3.8	Comparaison de spectres correspondant à une même position sur le ciel obtenus par les deux méthodes de déconvolution	47
3.9	Comparaison des spectres intégrés de M33 obtenus par les deux méthodes de déconvolution	48
3.10	Carte HI d'un canal de vitesse pour différentes résolutions.	49
3.11	Carte d'intensité intégrée du HI dans M33	51
3.12	Carte du champ de vitesse du HI dans M33	52
4.1	Distribution radiale de la brillance de surface	57
4.2	Distribution radiale des densités surfaciques de masse.	59
4.3	Distribution radiale de l'efficacité de formation d'étoiles.	61
5.1	Illustration de la méthode d'extrapolation des propriétés à un bruit nul.	69
5.2	Distribution des rayons R_e d'un nuage après bootstrapping	71
7.1	Page du catalogue consacrée au nuage numéro 106	96
7.2	Diagramme de la largeur de raie en fonction du rayon des nuages	97
7.3	Diagramme de la masse du Viriel en fonction de la luminosité CO des nuages.	98
7.4	Fonction de luminosité pour l'ensemble des nuages du catalogue	103
7.5	Fonction de luminosité pour les nuages du catalogue divisés en deux intervalles de rayon.	104
7.6	Fonction de luminosité pour les nuages du catalogue divisés en trois intervalles de rayon.	105
7.7	Distribution radiale de la luminosité maximale des nuages.	105
7.8	Distribution radiale du rayon R_e des nuages.	106
7.9	Distribution radiale de la largeur de raie σ_v des nuages.	107
7.10	Variation de l'intensité des nuages en fonction du rayon pour différentes bandes.	109
7.11	Histogramme des luminosités $H\alpha$ non corrigées de l'extinction pour les nuages moléculaires géants de M33.	110
7.12	Distribution des différents types de nuages	111

Liste des tableaux

1.1	Paramètres de la Galaxie de Barnard (NGC6822)	8
1.2	Données complémentaires utilisées pour l'étude du milieu interstellaire de M33.	10
1.3	Paramètres de la Galaxie du Triangle (M33)	11
2.1	Cartographies du CO dans M33	31
3.1	Propriétés des cubes de données de la raie HI 21cm dans M33	50
4.1	Comparaison des résultats avec les études précédentes de M33.	55
4.2	Rayon caractéristique de décroissance exponentielle L pour les données <i>Spitzer</i> et CO.	58
4.3	Comparaison du rayon caractéristique L_{CO} de décroissance exponentielle de l'émission CO avec les études précédentes.	59
7.1	Résultat de l'estimation des paramètres de la loi de puissance tronquée.	102
7.2	Rayons caractéristiques de décroissance exponentielle de l'émission des nuages	108
7.3	Proportion des différents types de nuages	112
A.1	Propriétés des nuages moléculaires géants dans la Galaxie M33.	124

Chapitre 1

Le milieu interstellaire sous-métallique dans des galaxies du Groupe Local

1.1 Le milieu interstellaire

Sous le terme de milieu interstellaire, on regroupe toute la matière qui occupe l'espace entre les étoiles. Cette matière est constituée principalement de gaz, hydrogène et hélium à $\simeq 98\%$, ainsi que d'une fraction de poussières microscopiques qui représente environ 1% de la masse du gaz.

Selon les conditions physiques du gaz et le rayonnement ionisant, le milieu interstellaire sera dominé par différentes phases. En considérant des densités du milieu interstellaire croissantes, on passe successivement d'une phase ionisée à une phase où l'élément hydrogène est principalement sous forme atomique puis à une phase où il se trouve en majorité sous sa forme moléculaire, le dihydrogène H_2 . On parle respectivement de gaz atomique et de gaz moléculaire.

1.1.1 Le gaz ionisé

Il existe deux phases principales du gaz ionisé, tout d'abord une phase de gaz chaud internuage (Hot Intercloud Medium HIM) extrêmement ténue ($n \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) et chaude ($T \simeq 10^6 \text{ K}$) qui remplit la majeure partie du halo de notre Galaxie. Vient ensuite un milieu tiède ionisé (Warm Ionized Medium WIM) dont l'ionisation est presque totale. Son émission dans la raie de recombinaison $H\alpha$ se concentre dans les régions H II formées autour d'associations d'étoiles OB très jeunes, mais la majorité de sa masse est contenue dans une composante diffuse qui remplit jusqu'à 25% du volume de la Galaxie^a. Ce milieu a une densité typique de $n \simeq 0,1 \text{ cm}^{-3}$ et une température $T \simeq 8\,000 \text{ K}$.

1.1.2 Le gaz atomique

Dans les galaxies spirales, la masse de gaz est dominée par le milieu interstellaire neutre, dont nous parlerons par la suite. Le milieu atomique neutre se décompose en

a. Les proportions des différentes phases du milieu interstellaire de notre Galaxie sont extraites de Tielens (2005).

deux phases qui peuvent coexister en équilibre de pression, le milieu neutre tiède (Warm Neutral Medium WNM) ($T \simeq 8000$ K et $n \simeq 0,5 \text{ cm}^{-3}$) qui remplit environ 30% du volume de la Galaxie et un peu plus du tiers de la masse totale de gaz et le milieu neutre froid, la composante la plus froide et la plus dense du milieu atomique, avec $T \simeq 80$ K et $n \simeq 50 \text{ cm}^{-3}$ (Cold Neutral Medium CNM) qui est présente dans un très faible volume (1%), mais représente en revanche près du tiers de la masse de gaz totale.

Ces deux composantes neutres du gaz atomique constituent près des deux tiers de la masse de gaz de la Galaxie et sont observables grâce à la raie d'émission à 21 cm de l'atome neutre d'hydrogène.

1.1.3 La phase moléculaire : berceau de la formation des étoiles

Pour des densités supérieures à $\simeq 200 \text{ cm}^{-3}$, on trouve les atomes d'hydrogène dans une phase principalement moléculaire. Les températures de cette phase sont souvent très faibles ($T \simeq 10$ K). Les étoiles se forment à partir du milieu moléculaire et non directement à partir du gaz atomique. L'étude de cette phase est donc primordiale pour comprendre les toutes premières étapes de la formation des étoiles.

Des structures sont présentes à toutes les échelles spatiales : des plus petites, les disques protoplanétaires entourant les étoiles jeunes, aux plus grandes, les nuages moléculaires géants (Giant Molecular Clouds GMC) dont la taille est voisine de 50–100 pc, en passant par les cœurs préstellaires, réservoirs de gaz à partir desquels se forment des groupes d'étoiles. Dans le domaine extragalactique, l'observation du milieu moléculaire se limite souvent à l'observation de nuages moléculaires géants ou d'ensembles de nuages moléculaires selon la résolution spatiale utilisée.

1.1.4 Métallicité

Lors de la nucléosynthèse primordiale, entre 3 et 20 minutes après le Big Bang, les seuls éléments qui ont été formés sont l'hydrogène (75 %), l'hélium (25 %) et une quantité infime (10^{-9} %) de lithium et de béryllium. Tous les éléments dont le numéro atomique est plus élevé sont synthétisés dans les étoiles par les réactions de fusion qui s'y déroulent. On définit les grandeurs X, Y et Z correspondant aux fractions d'hydrogène, d'hélium et de métaux, cette dernière dénomination regroupant tous les éléments dont le numéro atomique est supérieur à deux. La fraction Z est appelé la métallicité, elle peut varier selon l'histoire passée de formation stellaire, une région ou galaxie ayant connu beaucoup de cycles d'astration ayant une métallicité plus élevée, d'où le terme chimiquement jeune pour les valeurs de métallicité faibles. On exprime souvent la métallicité par rapport à la métallicité solaire $Z_{\odot}$. Une autre façon courante de mesurer la métallicité est de calculer le rapport entre l'abondance d'un "métal" et celle de l'hydrogène. Le fer est l'élément le plus lourd synthétisé par des réactions nucléaires ayant lieu dans le cœur des étoiles et c'est un bon traceur de la métallicité. L'abondance de l'oxygène, mesurée dans des régions H II, suit celle du fer et c'est l'abondance de cet élément qui est couramment utilisée pour mesurer la métallicité. À titre de référence, l'abondance de l'oxygène dans le soleil, mesurée grâce à la modélisation des raies d'absorptions photosphériques est de $12 + \log O/H = 8.66 \pm 0.05$ (Asplund et al. 2005).

Dans notre Galaxie, les étoiles de plus faible métallicité sont concentrées dans le halo sphérique et les étoiles de plus forte métallicité dans le disque mince. De plus, il existe un gradient radial de métallicité d'environ $-0.042 \pm 0.007 \text{ dex kpc}^{-1}$ (Daflon & Cunha 2004). C'est dans le disque de la Voie Lactée, donc dans un environnement de métallicité voisine du soleil, que les étoiles se forment actuellement. Pour pouvoir étudier la formation stellaire et les propriétés du milieu interstellaire moléculaire dans des environnements chimiquement jeunes, il est nécessaire d'observer d'autres galaxies.

Le milieu interstellaire de métallicité proche du soleil a été étudié dans le passé en détail pour notre Galaxie. L'objectif de cette thèse est de mener une étude du milieu interstellaire dans des environnements chimiquement jeunes dans des galaxies proches du Groupe Local. Pour cela nous avons mené des observations de deux galaxies : M33 et NGC6822, à des résolutions suffisantes pour identifier des nuages moléculaires géants. Le milieu moléculaire a été étudié grâce à la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule de monoxyde de carbone (chapitre 2) et le milieu atomique grâce à la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique (chapitre 3). Une étude à grande échelle du milieu interstellaire des deux galaxies est présentée dans les chapitres 4 et 6. Afin d'étudier le milieu interstellaire à l'échelle des nuages moléculaires géants, des outils d'identification et de mesure des propriétés de ces nuages ont été développés (chapitre 5) et ont été appliqués aux deux galaxies étudiées (chapitres 6 et 7).

1.2 Le Groupe Local

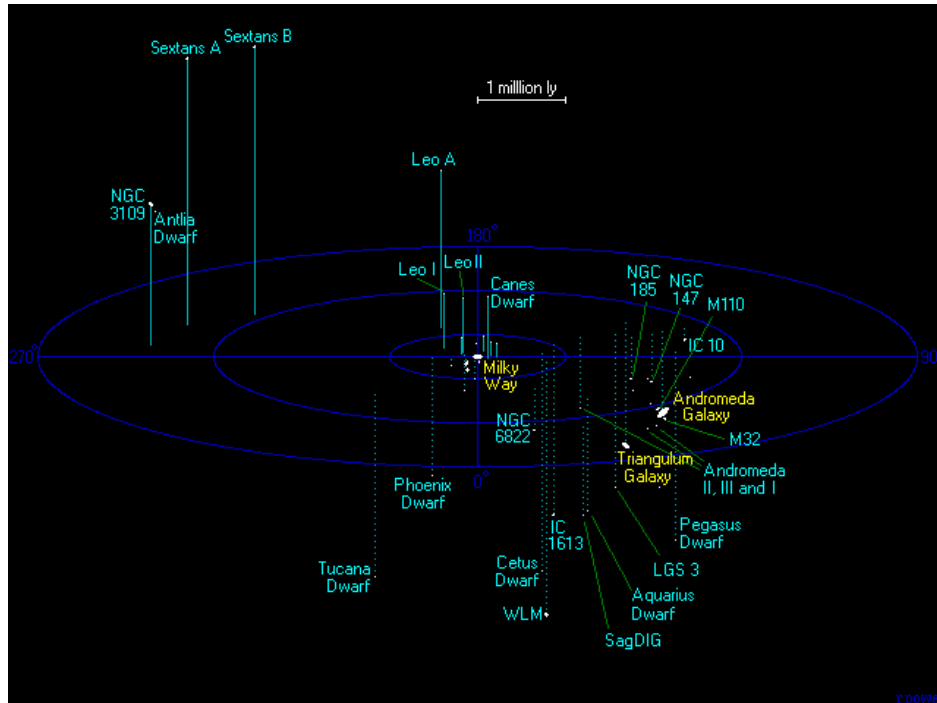


FIGURE 1.1: Positions des galaxies du Groupe Local. Triangulum Galaxy = M33, Andromeda Galaxy = M31. Image réalisée par Richard Powell. (Powell 2006)

Le Groupe Local est un ensemble d'une trentaine de galaxies qui occupent un

volume d'environ 1,5 Mpc de rayon (Figure 1.1). Deux grandes galaxies spirales, la galaxie d'Andromède (M31) et notre Voie Lactée, sont les centres de deux sous-groupes constitués chacun d'une vingtaine de galaxies satellites, galaxies naines sphériques ou irrégulières. L'ensemble du groupe local est lié gravitationnellement et beaucoup de mouvements relatifs entre les galaxies sont des mouvements de rapprochement.

La grande diversité de taille et de luminosité des galaxies, ajoutée à des distances faibles par rapport à la Voie Lactée, rendent le Groupe Local particulièrement intéressant pour l'étude comparée des propriétés des nuages moléculaires géants dans des environnements de métallicité variée, tout en conservant les avantages observationnels liés aux faibles distances de ces galaxies.

1.3 Intérêt de l'étude des galaxies du Groupe Local de faible métallicité

1.3.1 Aspects observationnels

1.3.1.1 Résolution spatiale suffisante

Un des intérêts de l'étude des galaxies du Groupe Local est leur grande proximité. Grâce à des radiotélescopes à antenne unique, comme par exemple le télescope de 30 m de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique, on peut atteindre une résolution angulaire d'une dizaine de secondes d'arc. Aux distances caractéristiques des galaxies du Groupe Local, entre 500 et 1 000 kpc, cela correspond à une résolution linéaire de 30 à 60 pc. Les nuages moléculaires géants de 50 à 100 pc peuvent alors être identifiés et leurs propriétés mesurées.

1.3.1.2 Précisions sur la détermination des distances

Du fait des distances plus faibles de deux ordres de grandeur, l'observation du milieu interstellaire dans notre Galaxie permet d'atteindre des résolutions linéaires encore meilleures et le milieu interstellaire de la Voie Lactée a été observé en détail à partir des années 1940. Des projets de cartographie du gaz moléculaire dans les transitions millimétriques de la molécule de monoxyde de carbone ont été menés pour l'ensemble du disque galactique avec des télescopes de 1,2 m et une résolution dégradée de 30' (Dame et al. 1987) puis avec une résolution de 7,5' (Dame et al. 2001) en parallèle avec des cartographies de moins grandes étendues, mais avec des résolutions meilleures grâce à des télescopes d'une dizaine de mètres, comme par exemple la cartographie du premier quadrant de la Galaxie par Scoville et al. (1987) et Solomon et al. (1987) avec le télescope de 14 m du FCRAO et du quatrième quadrant par Heyer et al. (1998) avec le même instrument.

Ces études sont néanmoins confrontées à un problème rencontré systématiquement dans les études galactiques : la difficulté d'estimer les distances aux nuages de façon précise et surtout fiable. Étant inclus dans le disque de la Voie Lactée, nous ne percevons

pas la profondeur lors d'observations astronomiques^b. Il faut utiliser l'information de vitesse radiale mesurée par des spectromètres, combinée à un modèle de rotation des étoiles dans la galaxie, pour remonter à la distance des objets observés. Les déviations au modèle peuvent entraîner des erreurs dont la valeur est en moyenne de 0,5 kpc bien qu'elles puissent être encore plus grandes dans les bras spiraux (Gómez 2006). Ce sont donc des erreurs aléatoires d'au moins 10% sur la mesure des distances qu'il faudra prendre en compte pour l'étude des nuages moléculaires géants de notre Galaxie. À ces incertitudes élevées s'ajoute, dans les deux premiers quadrants de la galaxie, une ambiguïté de distance provenant d'une dégénérescence de l'équation donnant la vitesse relative sur la ligne de visée en fonction de la distance à l'objet. Cette ambiguïté doit alors être levée pour les sources dont le rayon galactocentrique est inférieur à celui du Soleil, ajoutant à la difficulté de la détermination des distances dans les études de la Voie Lactée.

Les incertitudes relatives entre les distances des nuages d'une galaxie externe sont bien plus faibles que dans le cas de la Voie Lactée. En effet, en faisant l'hypothèse que tous les nuages sont à la distance du centre de la galaxie, on ne commet jamais une erreur supérieure en valeur absolue à la différence entre la distance au centre de la galaxie et la distance réelle du nuage. Pour une galaxie située à une distance D , ayant une étendue maximale d et dont le disque est incliné sur le plan du ciel d'un angle i , les erreurs relatives maximales s'écrivent :

$$\frac{\Delta D_{\text{nuage}}}{D} = \frac{|d \sin i|}{D} \quad (1.1)$$

Pour la galaxie M33 située à une distance $D = 840$ kpc, avec une étendue $d = 8$ kpc et une inclinaison $i = 56^\circ$, l'erreur commise sur la détermination de la distance des nuages est inférieure à 1%.

Bien sûr, l'incertitude sur la mesure de la distance D est bien plus grande. Par exemple, selon la méthode et l'étude considérées la distance à la galaxie M33 est comprise entre 730 kpc (Brunthaler et al. 2005) et 960 kpc (Bonanos et al. 2006). Néanmoins, pour une étude comparée des propriétés des nuages d'une même galaxie, l'erreur sur la distance reste bien de l'ordre d'un pour-cent.

1.3.2 Similitudes avec des galaxies de redshift intermédiaire

Pour des redshifts intermédiaires ($z \simeq 1$), le taux de formation d'étoiles par volume comobile était près d'un ordre de grandeur plus élevé qu'à l'époque actuelle (Madau et al. 1996; Wilkins et al. 2008). En parallèle, l'enrichissement en métaux n'était pas alors aussi élevé que dans les grandes galaxies spirales maintenant. C'est donc dans des environnements de métallicité sous-solaire que la majeure partie de cette formation d'étoiles a eu lieu. Aujourd'hui, on trouve des environnements partageant cette jeunesse chimique dans les galaxies naines irrégulières ou les spirales plus petites que la Voie Lactée.

En plus d'une métallicité sous-solaire, certaines des galaxies satellites des deux grandes spirales du Groupe Local présentent des similitudes avec des objets à redshifts

b. Mis à part par effet de parallaxe dans le cas de sources extrêmement proches.

intermédiaires dont l'étude à petite échelle spatiale reste encore impossible par manque de résolution spatiale. On peut citer par exemple, un rapport de la masse de gaz à la masse d'étoile élevé, une taille plus faible que les grandes spirales, une couleur plus bleue.

L'étude des propriétés de la formation stellaire dans des environnements sous-métalliques du Groupe Local pourrait donc nous donner des indices sur la formation stellaire dans des objets de redshift $z \simeq 0.5\text{--}1$.

1.4 Galaxies étudiées

Nous avons consacré notre étude à deux galaxies du Groupe Local, la galaxie de Barnard (NGC6822) et la galaxie du Triangle (M33).

1.4.1 La Galaxie de Barnard (NGC6822)



FIGURE 1.2: Image dans le domaine visible de NGC6822 obtenue avec le télescope de 2,2 m de l’observatoire de La Silla. Crédit ESO. On identifie la barre d’étoiles en blanc et les nébuleuses de gaz ionisé apparaissent en rouge grâce à l’utilisation d’un filtre pour observer la raie H_{α} .

La galaxie NGC6822 (également IC4895) est une galaxie irrégulière barrée, type IB(s)m (de Vaucouleurs et al. 1991), située à 490 kpc dans la constellation du Sagittaire et découverte en 1881 par Edward E. Barnard. Grâce à une étude de 15 étoiles variables dans cette galaxie (Hubble 1925), Edwin Hubble a déterminé sa distance de 214 kpc. Bien que nous sachions maintenant que cette valeur était fautive de plus d’un facteur deux, cette distance supérieure à la taille alors connue de notre Galaxie a permis pour la première fois de prouver que les nébuleuses “spiraless” comme la galaxie d’Andromède étaient extérieures à la Voie Lactée et permis ainsi l’essor d’un nouveau domaine de recherche : l’étude des objets extragalactiques.

Avec une masse et une luminosité environ cent fois inférieures à la Voie Lactée et une métallicité égale au tiers de la métallicité solaire, NGC6822 est une étape supplémentaire après M33 dans l’étude de galaxies plus petites et chimiquement plus jeunes. De plus, sa faible distance $D = 490$ kpc en fait une source idéale pour ce genre d’étude.

Le chapitre 6 est consacré à l'étude du milieu interstellaire de NGC6822, de ses nuages moléculaires géants ainsi qu'à la détermination du facteur de conversion entre le CO et le H₂ dans cet environnement sous-métallique. Il est à noter que les observations du monoxyde de carbone que nous avons obtenues représentent la première cartographie du milieu moléculaire de NGC6822.

TABLE 1.1: Paramètres de la Galaxie de Barnard (NGC6822)

$\alpha_o(\text{J2000})$	$19^{\text{h}}44^{\text{m}}57^{\text{s}}.83$ ^a
$\delta_o(\text{J2000})$	$-14^{\circ}48'11''$ ^a
Distance	490 ± 40 kpc ^b
V_{LSR}	-47 km s ⁻¹
Abondance moyenne en oxygène	$12 + \log(O/H) = 8.1$ ^c
Luminosité visible totale	$\sim 9.4 \times 10^7 L_{\odot}$ ^b
Masse totale du gaz atomique	$1.34 \times 10^8 M_{\odot}$ ^d
Masse dynamique	$3.2 \times 10^9 M_{\odot}$ ^e

a. origine des offsets de la carte en CO(2-1)

b. Mateo (1998)

c. Skillman et al. (1989); Lee et al. (2006)

d. de Blok & Walter (2006)

e. de Blok & Walter (2006); Weldrake et al. (2003)

1.4.2 La Galaxie du Triangle (M33)



FIGURE 1.3: Image dans le domaine visible de M33 obtenue avec le télescope de 0,9 m de l’observatoire de La Silla. Crédit NOAO/AURA/NS. On identifie le disque d’étoiles en blanc et les nébuleuses de gaz ionisé apparaissent en rouge grâce à l’utilisation d’un filtre pour observer la raie H_{α} .

La galaxie du Triangle (M33, NGC598) est une galaxie spirale de type SA(s)cd (de Vaucouleurs et al. 1991) située à 840 kpc (Galleti et al. 2004). Son inclinaison sur le plan du ciel $i = 56^\circ$ est idéale pour pouvoir séparer des structures de petite taille, ce qui serait impossible pour une galaxie vue par la tranche, tout en conservant une information de vitesse radiale qui serait perdue pour une galaxie vue de face. Les bras spiraux ne sont pas fortement marqués par une surdensité d’étoiles, mais de nombreuses régions H II s’y regroupent comme le montrent les régions en rouge de la figure 1.3.

La galaxie M33 a une métallicité deux fois plus faible que celle du soleil et possède un faible gradient de métallicité : $12 + \log(O/H) = 8,4 - 0,03 R_{kpc}$ (Simon & Rosolowsky 2007; Magrini et al. 2009).

La galaxie M33 a été observée à de multiples longueurs d’ondes depuis des télescopes sur Terre comme des instruments spatiaux et de nombreuses observations complémentaires sont disponibles pour l’étude du milieu interstellaire. En suivant des longueurs d’onde croissantes, voici les cartes qui ont été utilisées pour étudier le milieu interstellaire de M33 à grande échelle (cf chapitre 4) et afin d’obtenir un ensemble de flux pour chaque nuage moléculaire identifié (cf chapitre 7). Le tableau 1.2 résume les propriétés générales de ces observations.

TABLE 1.2: Données complémentaires utilisées pour l'étude du milieu interstellaire de M33.

Longueur d'onde	Résolution	Télescope
1 350–1 780 Å	5''	GALEX FUV ^d
1 770–2 730 Å	5''	GALEX NUV ^d
6 562,8 Å (H α)	2'' (taille des pixels)	KPNO ^c
8 μ m	2''	<i>Spitzer</i> IRAC ^b
24 μ m	6''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a
70 μ m	18''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a
160 μ m	40''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a

a. Hinz et al. (2004); Tabatabaei et al. (2007b)

b. Verley et al. (2007)

c. Hoopes et al. (2001); Greenawalt (1998)

d. Thilker et al. (2005), retrieved from GR5 public release of the MAST archive

Dans l'ultraviolet, le télescope *GALEX* (Galaxy Evolution Explorer) de 50 cm de diamètre a observé M33 dans le cadre du Nearby Galaxy Survey (NGS) dans des bandes de l'ultraviolet proche NUV (1 770–2 730 Å) et de l'ultraviolet lointain FUV (1 350–1 780 Å) et fourni des images de 5'' de résolution. Présentées par Thilker et al. (2005), ces observations tracent, notamment pour la bande UV lointain, les étoiles jeunes OB et peuvent fournir une information sur le champ de rayonnement local.

Dans le visible, la raie H α à 6 562,8 Å a été observée à l'Observatoire National de Kitt Peak dans l'Arizona (KPNO) par Hoopes et al. (2001) et Greenawalt (1998) avec une taille de pixel de 2''. L'émission dans cette raie de recombinaison est proportionnelle au flux UV des étoiles massives donc jeunes.

Les observations dans les quatre bandes suivantes ont été obtenues par le télescope spatial *Spitzer* de 85 cm de diamètre qui observe dans l'infrarouge. Les observations à 8 μ m avec une résolution de 2'' obtenues avec l'instrument Infrared Array Camera (IRAC) tracent l'émission des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) qui forment, avec une composition typique de 50–100 atomes de carbone, la phase du milieu interstellaire intermédiaire entre les grains de poussières et les molécules. Les émissions à 24 μ m, 70 μ m et 160 μ m observées avec l'instrument Multiband Imaging Photometer (MIPS) permettent d'observer l'émission des poussières chauffées par les étoiles à des résolutions de 6'', 18'' et 40''. En augmentant la longueur d'onde de 24 μ m à 160 μ m, on observe des poussières de plus en plus froides. Il existe également des observations de la galaxie M33 en continuum radio (3 cm, 20 cm), rayons X, optique et infrarouge proche.

M33 est en cours d'observation dans le cadre du programme clé HERM33ES par le télescope spatial Herschel (Kramer et al. 2010). Ce projet vise à observer d'une part l'ensemble du disque de M33 avec les instruments photométriques PACS et SPIRE dans l'infrarouge lointain à 100 μ m, 160 μ m, 250 μ m, 350 μ m et 500 μ m et d'autre part une bande de 2' $\times$ 40' le long du grand axe de M33 avec l'instrument hétérodyne HIFI pour cartographier les transitions du carbone ionisé C II. L'arrivée tardive de ces données n'a

malheureusement pas permis de les inclure dans ce travail.

Les chapitres 4 et 7 sont consacrés respectivement à l'étude du milieu interstellaire à grande échelle et à l'étude détaillée des propriétés des nuages moléculaires géants de M33.

Les précédentes observations publiées de l'hydrogène atomique de M33, prises avec l'interféromètre de Westerbork, datent de 1987 (Deul & van der Hulst 1987). Des observations plus récentes de Thilker avec le VLA ne sont pas disponibles publiquement et nous avons été amenés à réduire les données brutes correspondantes, obtenues à partir des archives publique du NRAO (chapitre 3).

L'émission du monoxyde de carbone dans M33 a été observée dans le passé avec des interféromètres et des antennes uniques. Les observations que nous avons obtenues, et qui sont présentées dans le chapitre suivant, ont une sensibilité largement supérieure par rapport aux études précédentes et couvrent des régions plus externes du disque de M33 (cf Tableau 2.1). La résolution angulaire atteinte est similaire à celle obtenue avec les cartographies interférométriques précédentes et nos observations sont dépourvues de problèmes dus au filtrage spatial ou à l'ajout des espacements courts.

TABLE 1.3: Paramètres de la Galaxie du Triangle (M33)

α (J2000)	1 ^h 33 ^m 50 ^s .9
δ (J2000)	+30°39'39''
Distance	840 kpc ^a
Rayon optique R_{25}	30.8' ^b
Inclinaison	56° ^b
Angle de position	22.5° ^b
Abondance en oxygène au centre	$12 + \log(O/H) = 8.4$ ^c

a. Galleti et al. (2004)

b. HYPERLEDA (Paturel et al. 2003a)

c. Magrini et al. (2009)

Chapitre 2

Cartographie grand champ du gaz moléculaire

Les étoiles naissent à partir de la phase moléculaire du milieu interstellaire et non directement à partir de la phase atomique (sauf peut-être pour les premières étoiles dites de population III). Le constituant le plus abondant de la phase moléculaire est le dihydrogène H_2 mais l'absence de dipôle électrique de cette molécule et les températures faibles du milieu interstellaire limitant l'émission par moment quadrupolaire impliquent que le dihydrogène est très difficile à observer directement, même dans les sources les plus proches. La seconde molécule la plus abondante est le monoxyde de carbone, CO, qui possède un moment dipolaire de 0,112 Debye, assez faible pour que le CO soit facilement thermalisé. Le CO est observé dans le milieu interstellaire par ses raies rotationnelles dont les fréquences sont définies en fonction du niveau rotationnel bas J par :

$$\nu(J+1 \rightarrow J) = 2B_e(J+1) - 4D(J+1)^3 \quad (2.1)$$

où $B_e = 57,635\,968\,4\text{ GHz}$ est la constante de rotation de la molécule CO reliée à son moment d'inertie autour d'un axe perpendiculaire à la direction interatomique et $D = 1,835\,416\,66 \cdot 10^{-4}\text{ GHz}$ une constante corrigeant l'élongation de la distance interatomique par la force centrifuge. Les deux premières transitions du monoxyde de carbone ont donc des fréquences et des longueurs d'ondes de 115,271 203 GHz et 2,6 mm pour $J = 1 \rightarrow 0$ et 230,538 001 GHz et 1,3 mm pour $J = 2 \rightarrow 1$.

2.1 Le télescope de 30m de l'IRAM

Le télescope de 30 m de diamètre de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM), construit dans les années 1980, est situé à 3 000 m d'altitude dans le massif de la Sierra Nevada, à proximité de la ville de Grenade en Espagne. Cette antenne est dédiée à l'observation dans le domaine millimétrique dans les fenêtres atmosphériques à 3 mm, 2 mm, 1 mm et récemment 0,7 mm.

2.1.1 HERA

Le télescope est notamment équipé d'un récepteur multi-pixels à détection hétérodyne HERA (Schuster et al. 2004) qui permet la cartographie de grandes étendues à 1 mm. Ce récepteur est composé de deux ensembles de neuf pixels, chacun de ces ensembles observant une polarisation linéaire, orthogonales entre elles. Les pixels de chaque polarisation sont agencés en un carré de trois par trois cornets avec un espacement angulaire sur le ciel entre les rangs et les colonnes de 24 secondes d'arc (cf. Figure 2.1).

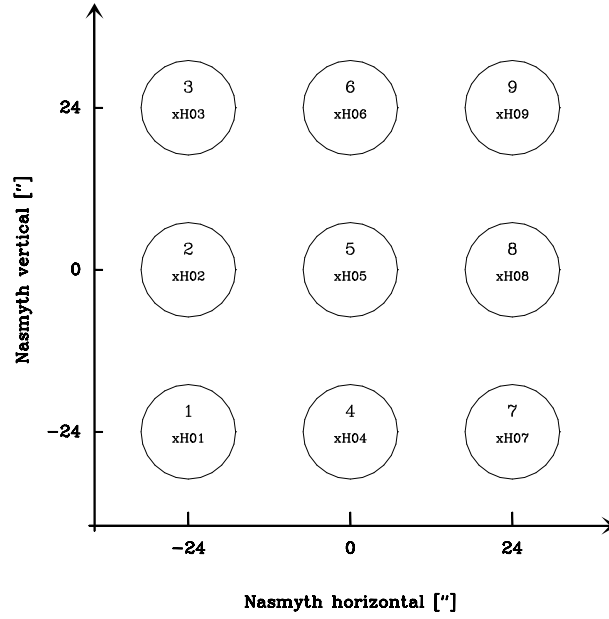


FIGURE 2.1: Positions des pixels du récepteur HERA dans les coordonnées Nasmyth liées à la cabine récepteur du télescope.

2.2 Stratégie d'observation : acquisition de données à la volée

2.2.1 Échantillonnage

La largeur à mi-hauteur du lobe de l'antenne de 1 mm à 230,5 GHz obtenu par la formule $\theta_{fwhm} = 1,2\lambda/D$ est de $10,7''$. Le télescope agit comme un filtre passe-bas et échantillonne jusqu'à des fréquences spatiales correspondant à $\theta_{min} = \lambda/D = 8,9''$. Le critère de Nyquist-Shannon impose d'avoir une fréquence d'échantillonnage égale au moins au double de la fréquence maximale contenue dans le signal. Dans le cas des observations du CO(2-1) avec le télescope de 30 m, l'espacement entre les points échantillonnés ne doit donc pas être supérieur à la distance d'échantillonnage critique θ_{crit} .

$$\theta_{crit} = \lambda/2D = 8,9/2 = 4,47'' \quad (2.2)$$

Pour cartographier de grandes étendues, une première possibilité est d'observer successivement des points d'une grille régulière qui respecte le critère de Nyquist–Shannon. Avec cette méthode, l'antenne du télescope est obligée de passer par des phases d'accélération et de décélération lors de chaque changement de point, entraînant une perte de temps non passé à observer la source. La méthode d'observation à la volée (“on the fly”) (Mangum et al. 2007; Sawada et al. 2007; Ossenkopf 2009) permet de remédier à ce problème. Avec cette stratégie d'observation, l'antenne est déplacée à vitesse angulaire constante et les données sont enregistrées à intervalles réguliers pendant le déplacement du télescope.

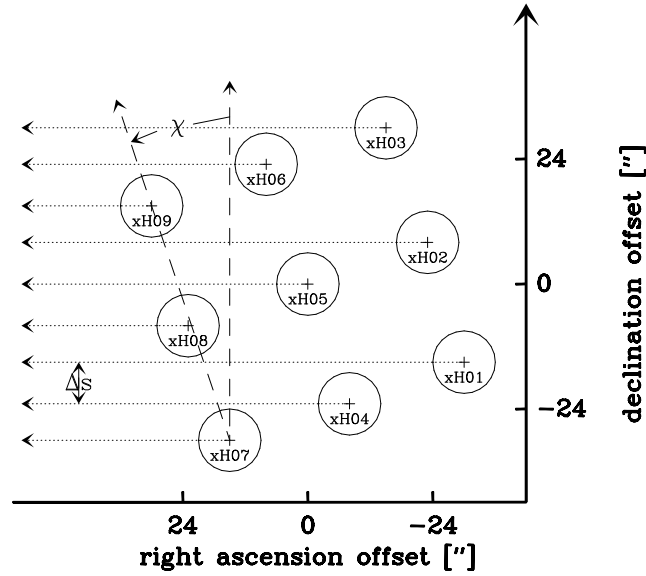


FIGURE 2.2: Positions des pixels du récepteur HERA dans le système de coordonnées équatoriales pour un angle $\chi = 18,5^\circ$.

L'espacement entre les pixels du capteur HERA est supérieur à la distance d'échantillonnage critique de l'antenne de 30m pour l'observation de la raie (2–1) du monoxyde de carbone. La figure 2.2 illustre la stratégie adoptée pour réduire l'espacement entre les rangées d'observation à une valeur inférieure à θ_{crit} . La grille du récepteur est inclinée d'un angle $\chi = 18,5^\circ$ par rapport à la direction de déplacement. Les pixels suivent alors un ensemble de trajectoires rectilignes régulièrement espacées d'une distance $\Delta_s = 24'' \cos 18,5^\circ = 7,8''$. En effectuant un second passage décalé de $\Delta_s/2 = 3,9'' < \theta_{crit}$ on obtient un échantillonnage respectant le critère de Nyquist–Shannon. L'acquisition se faisant par déplacement du télescope à vitesse angulaire constante, l'échantillonnage spatial le long d'une ligne est déterminé par la fréquence temporelle d'échantillonnage t_{acq} et la vitesse de translation $\dot{\theta}$. On doit avoir

$$\dot{\theta} < \frac{\theta_{crit}}{t_{acq}} \quad (2.3)$$

Dans le cas de l'observation de CO(2–1) avec une antenne de 30m et une période entre les acquisitions d'une seconde, on obtient $\dot{\theta} < 4,47'' \text{sec}^{-1}$.

Le récepteur HERA est fixé dans la cabine Nasmyth du télescope de l'IRAM dont l'antenne est installée sur une monture alt-azimuthal. Sans correction, le champ observé par le récepteur va subir une rotation au cours de l'observation. Afin de rendre un déplacement le long de trajectoires rectilignes sur le ciel (par exemple le long des coordonnées équatoriales), le télescope est équipé d'un dérotateur entre le secondaire et le récepteur HERA qui compense le mouvement de rotation du champ au cours du suivi de la source. Afin d'avoir un bruit le plus uniforme possible, on cartographie la source en effectuant des passages successivement verticaux et horizontaux.

Chacun des pixels du récepteur HERA n'a pas la même température de bruit T_{rec} ; le bruit introduit par chaque pixel sera donc différent. Afin d'uniformiser au maximum le bruit du cube de données final, on effectue à intervalle régulier une rotation de la grille des pixels de 90° , 180° ou 270° qui laisse invariant la géométrie du récepteur, mais permet d'éviter que les mêmes pixels échantillonnent toujours la même partie du ciel.

2.2.2 Optimisation du bruit

Dans le domaine millimétrique, l'opacité de l'atmosphère impose d'effectuer des mesures différentielles plutôt que directes de la brillance de la source observée. Pour cela, on observe successivement, dans des conditions les plus similaires possibles, la source et une région de référence du ciel, cette référence n'ayant pas d'émission provenant de la source étudiée. Le choix de la région de référence dans le cas d'une source dont l'étendue spatiale est bornée, ce qui est le cas systématiquement dans le domaine extragalactique, résulte d'un compromis entre s'éloigner le plus possible de la source pour réduire au maximum l'émission qui pourrait contaminer la référence et rester proche de la source, afin de ne pas perdre de temps en déplaçant l'antenne entre la source et la position de référence, tout en traversant la même portion d'atmosphère que lors de l'observation de la source.

Si on note T_{spec} la température de brillance de la source, T_{obs} la température observée en direction de la source pendant la durée t_{obs} et T_{ref} la température mesurée pendant la durée t_{ref} dans la direction de la position de référence, les trois grandeurs sont reliées par la relation suivante :

$$T_{spec} = T_{obs} - T_{ref} \quad (2.4)$$

L'équation du radiomètre relie le bruit d'une observation σ à la température système T_{sys} , tenant compte du bruit introduit par l'atmosphère et le receptr, à la résolution spectrale Δ_ν , au temps d'intégration t et au nombre de polarisations enregistrées N_{pol} .

$$\sigma = \frac{\kappa T_{sys}}{\sqrt{N_{pol} t \Delta_\nu}} \quad (2.5)$$

où κ est un facteur tenant compte du type de spectromètre et qui est voisin de $\kappa \simeq 2$ dans le cas d'observations ON-OFF.

Si on note respectivement σ_{spec} , σ_{obs} et σ_{ref} le bruit mesuré par écart quadratique moyen, du spectre final comme obtenu à l'équation 2.4, du spectre correspondant à

l'intégration sur la source et de celui de la position de référence, ces valeurs sont liées par :

$$\sigma_{spec} = \sqrt{\sigma_{obs}^2 + \sigma_{ref}^2} = \sqrt{\sigma_{obs}^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)} \quad (2.6)$$

Lors de l'observation à la volée, on enregistre rapidement des points le long d'une trajectoire avant de passer à la position de référence pour y mesurer l'émission du ciel. On cherche la solution optimale du rapport $\alpha = t_{ref}/t_{obs}$ entre le temps passé sur chacun des points de la source et le temps passé sur la position de référence. Cette solution doit minimiser le bruit du spectre final σ_{spec} pour un temps donné. Si l'on suppose, à des fins de simplification, qu'une ligne d'acquisition à la volée peut être assimilée à un ensemble de N points indépendants chacun observés pendant une durée t_{obs} , et que l'on note $t_{ligne} = Nt_{obs} + t_{ref}$ le temps passé sur une ligne en incluant le temps passé sur la position de référence. En notant $t_{spec} = t_{ligne}/N$, en remplaçant t_{ligne} par sa définition et en utilisant α il vient :

$$t_{spec} = \frac{t_{ligne}}{N} = t_{obs} \left(1 + \frac{\alpha}{N}\right) \quad (2.7)$$

De plus, en utilisant les équations 2.5 et 2.7 on peut réécrire σ_{spec} en fonction de N , α et t_{spec}

$$\sigma_{spec} = \sigma_{obs} \sqrt{1 + \frac{t_{obs}}{t_{ref}}} = \frac{\kappa T_{sys}}{\sqrt{t_{obs} \Delta_{nu}}} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}} = \frac{\kappa T_{sys}}{\sqrt{t_{spec} \Delta_{nu}}} \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}} \sqrt{1 + \frac{\alpha}{N}} \quad (2.8)$$

On cherche à minimiser σ_{spec} pour un t_{spec} donné. Par méthode variationnelle,

$$\frac{\partial \sigma_{spec}}{\partial \alpha} = 0 \Rightarrow \alpha = \sqrt{N} \quad (2.9)$$

Le temps passé sur la position de référence qui minimise le bruit du spectre final est donc $t_{ref} = \sqrt{N} t_{obs}$.

On soustrait aux spectres $T_{obs}(t)$ acquis à l'instant t une valeur interpolée linéairement dans le temps des deux spectres de références $T_{ref}(t_0)$ et $T_{ref}(t_1)$ mesurés juste avant et juste après une ligne d'acquisition à la volée. En reprenant l'équation 2.4, on obtient pour $t_0 < t < t_1$:

$$T_{spec}(t) = T_{obs}(t) - T_{ref}(t_0) - \left(\frac{T_{ref}(t_1) - T_{ref}(t_0)}{t_1 - t_0} \right) (t - t_0) \quad (2.10)$$

2.2.3 Exemple : les observations de M33 avec le récepteur HERA

Une séquence d'observation typique utilisée pour l'observation de M33 est décrite par les étapes suivantes :

1. Phase de calibration : en observant successivement le ciel, une source froide et une source chaude, on convertit les unités de coup, mesurées par le corrélateur, en température d'antenne. Durée : $\simeq 2$ minutes.
2. Intégration sur la position de référence. Durée : $\simeq 20$ secondes
3. Acquisition des données à la volée. Durée : $\simeq 3-4$ minutes.

Les étapes 2 et 3 sont répétées entre 3 et 4 fois puis on recommence à l'étape 1. De cette façon, on observe la position de référence toutes les 3 à 4 minutes et on effectue une calibration toutes les 10 à 15 minutes.

La figure 2.3 représente la position des spectres enregistrés par le pixel central du récepteur HERA dans le cas de M33. La majorité des acquisitions ont été effectuées en suivant une grille alignée sur les coordonnées équatoriales, sauf dans la partie nord-est où les spectres ont été mesurés le long et perpendiculairement à une bande de $2' \times 20'$ selon l'axe majeur de la galaxie, afin d'améliorer la couverture et la sensibilité de la bande observée par l'instrument HIFI du télescope spatial Herschel dans le cadre du programme HERM33ES.

2.3 Réduction des données

Une fois les spectres bruts enregistrés, il faut réduire les données pour obtenir un cube position position vitesse. Dans le cas de M33, on dispose d'environ 5 millions de spectres comprenant chacun 465 canaux de vitesse de $2,6 \text{ km s}^{-1}$ de largeur pour le corrélateur WILMA. On procède en plusieurs étapes successives qui visent à corriger les déformations de la ligne de base, à filtrer les spectres dont le bruit est anormal et finalement à rééchantillonner les spectres sur une grille régulière.

2.3.1 Soustraction de la ligne de base

Les canaux ne correspondant pas à des vitesses d'émission de la source devraient, en principe, avoir une moyenne nulle. Dans la pratique, la soustraction imparfaite de l'émission du ciel décrite précédemment et la présence d'ondes stationnaires entre les parties fixes du télescope (notamment entre le récepteur et le miroir secondaire) rendent les lignes de bases non uniformément nulles. La première étape du traitement des données est de soustraire une fonction à tout le spectre afin que la ligne de base soit plate.

La forme exacte de la fonction à soustraire n'est cependant pas connue a priori et un ajustement par une méthode des moindres carrés ne peut donc pas être utilisé. La solution couramment retenue, notamment par le programme CLASS de GILDAS, est de projeter, par décomposition en valeurs singulières, la fonction à soustraire sur une base

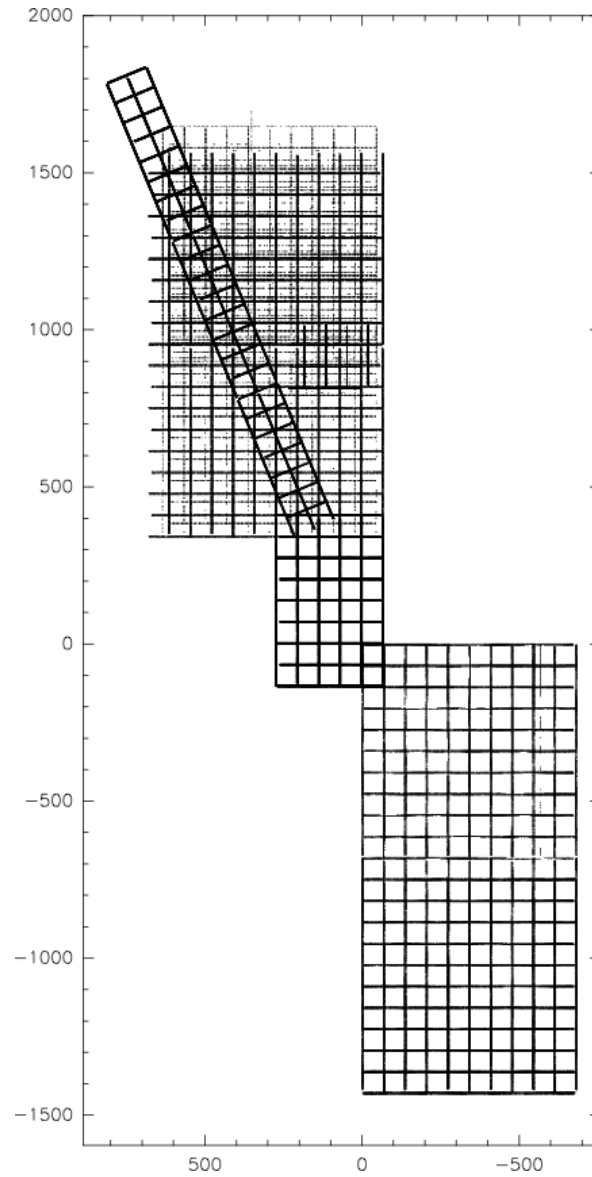


FIGURE 2.3: Positions des spectres enregistrés par le pixel central du récepteur HERA dans le cas des observations de M33. Les coordonnées sont les offsets en secondes d'arc par rapport au centre de la galaxie.

formée de polynômes de Tchebychev. Il arrive parfois que les sous-bandes du corrélateur servant de spectromètre aient des gains légèrement différents ; dans ce cas, le spectre observé présente des discontinuités aux bords de ces sous-bandes et on parle alors de phénomène de platforming. Dans le cas des deux corrélateurs du télescope de 30 m de l'IRAM, ces discontinuités apparaissent au quart, à la moitié et aux trois-quarts de la bande passante totale. La figure 2.4 illustre ce problème pour une observation de NGC6822 avec le corrélateur VESPA.

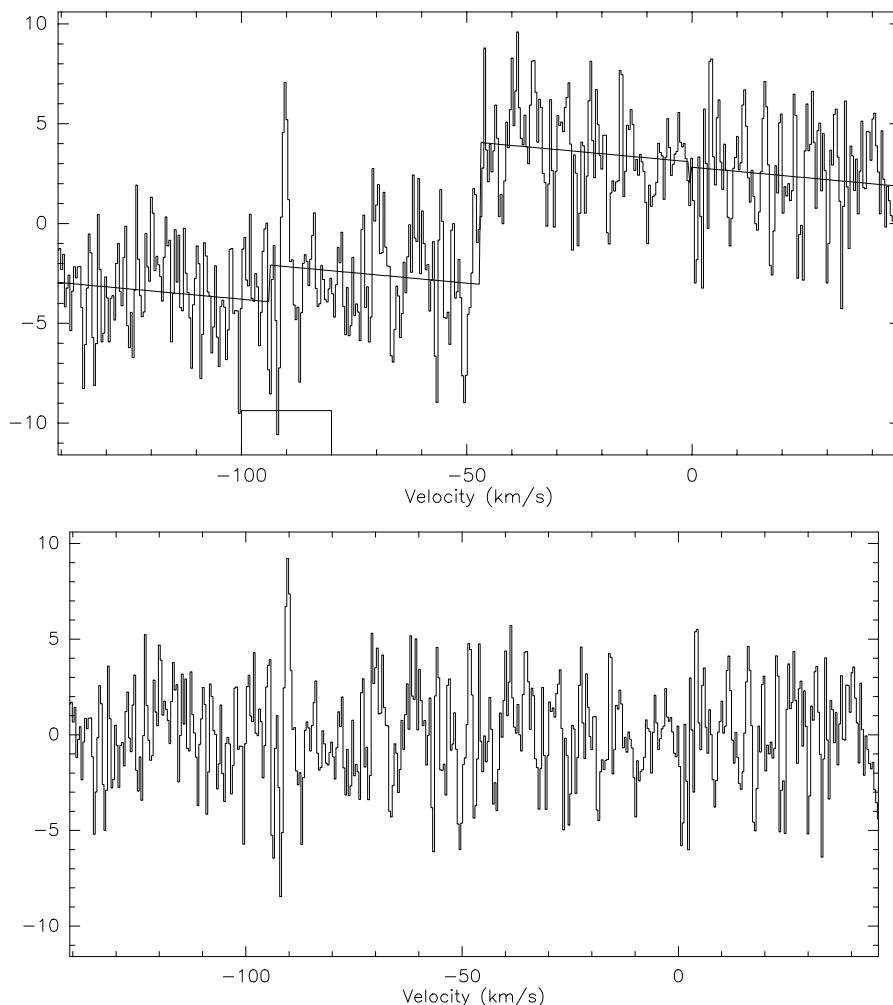


FIGURE 2.4: Exemple de spectre de NGC6822 obtenu avec le corrélateur VESPA présentant un problème de platforming et le résultat de la soustraction de la ligne de base en prenant en compte les quatre fonctions de Walsh et un polynôme d'ordre 1. La fenêtre d'exclusion de la raie présente à -90 km s^{-1} est représentée par un rectangle en bas de la figure. *En bas* : Résultat de la soustraction.

Afin de pouvoir soustraire une ligne de base qui tienne compte de ces discontinuités, j'ai modifié le code source de **GILDAS**, afin d'ajouter aux fonctions polynomiales de la base de décomposition des fonctions discontinues à même de modéliser le platforming. Des fonctions de Walsh ont été utilisées, ces fonctions ont les propriétés suivantes : elles sont bornées entre les valeurs -1 et 1 , définies sur l'intervalle -1 à 1 et chaque fonction $W_n(x)$ d'ordre n possède n discontinuités régulièrement espacées sur le domaine de

définition. Les quatre premières fonctions de Walsh sont tracées dans la partie haute de la figure 2.5, ces fonctions permettent de décomposer toutes les erreurs de platforming dans le cas d'un corrélateur à quatre sous-bandes.

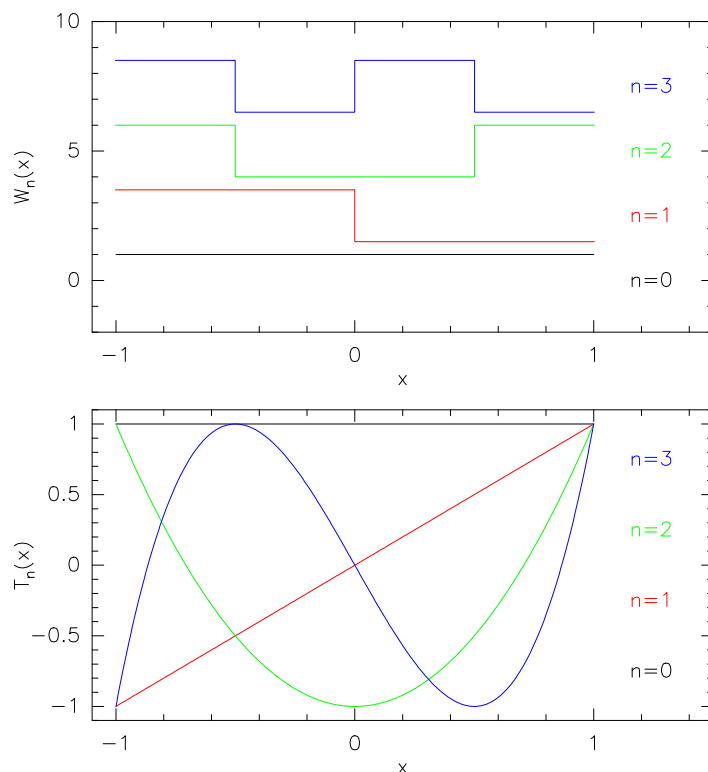


FIGURE 2.5: *En haut* : Quatre premières fonctions de Walsh permettant de décrire les erreurs de platforming des corrélateurs du télescope de 30 m de l'IRAM. Chaque fonction est décalée vers le haut de 2,5 unités par rapport à la précédente. *En bas* : Trois premiers polynômes de Tchebychev de première espèce utilisés avec des polynômes de degrés éventuellement supérieurs pour la soustraction de la ligne de base par le programme CLASS.

Les émissions mesurées dans le domaine extragalactique sont souvent faibles et il est rare qu'une raie d'émission soit visible dans les spectres individuels. Il est important cependant d'exclure les canaux de vitesse contenant du signal de la source observée pour soustraire précisément la ligne de base. Dans le cas de M33, afin de définir une fenêtre d'exclusion de canaux de vitesse, nous avons utilisé les données de l'hydrogène atomique observé avec l'interféromètre Very Large Array (c.f. chapitre 3)

On fait pour cela l'hypothèse que, le long d'une ligne de visée, le monoxyde de carbone n'émet pas à des vitesses fortement différentes de l'hydrogène atomique. Ainsi, pour chaque ligne de visée, on détermine les vitesses à exclure de la façon suivante : on identifie d'abord le maximum du spectre HI puis on étend la fenêtre de part et d'autre jusqu'à atteindre un canal inférieur à trois fois le niveau de bruit et on rajoute finalement une garde de 30 km s^{-1} en plus afin d'être sûr de ne pas exclure du signal. Cette méthode d'obtention des fenêtres d'exclusion est suffisante car, même si les spectres HI ont parfois plusieurs composantes, celles-ci sont proches et ne sont pas séparées par des canaux ayant un niveau inférieur à trois fois la valeur du bruit.

Chaque spectre ayant un rapport signal à bruit très faible, inférieur à 1 la plupart

du temps, on commence par corriger uniquement les défauts de platforming ainsi qu'une fonction affine.

2.3.2 Filtrage

Les spectres individuels ont un bruit théorique σ_{theo} donné par l'équation 2.5 où la température système T_{sys} est déterminée toutes les quinze minutes par une calibration qui compare l'intensité à la sortie du corrélateur pour des sources chaude, froide et pour la position de référence. Cependant, il peut arriver que la valeur T_{sys} effective au moment de l'acquisition d'un spectre soit plus grande que la valeur mesurée vingt minutes plus tôt, par exemple si un nuage passe devant la source entre temps. Dans ce cas, le bruit effectif du spectre σ_{spec} sera supérieur au bruit théorique et pourra entraîner des défauts apparaissant comme des lignes de fort bruit sur la carte finale.

Il convient d'identifier et d'éliminer ces spectres avant de construire le cube final. L'étape précédente de soustraction de la ligne de base permet d'obtenir une valeur de σ_{spec} pour chaque spectre individuel et la figure 2.6 présente l'histogramme des rapports $\sigma_{spec}/\sigma_{theo}$ pour l'ensemble des spectres de M33. La distribution est proche d'une fonction gaussienne centrée sur la valeur 1 avec un excès de spectres ayant un bruit mesuré élevé. Ce sont ces spectres que l'on souhaite éliminer afin d'obtenir une carte de bruit le plus uniforme possible.

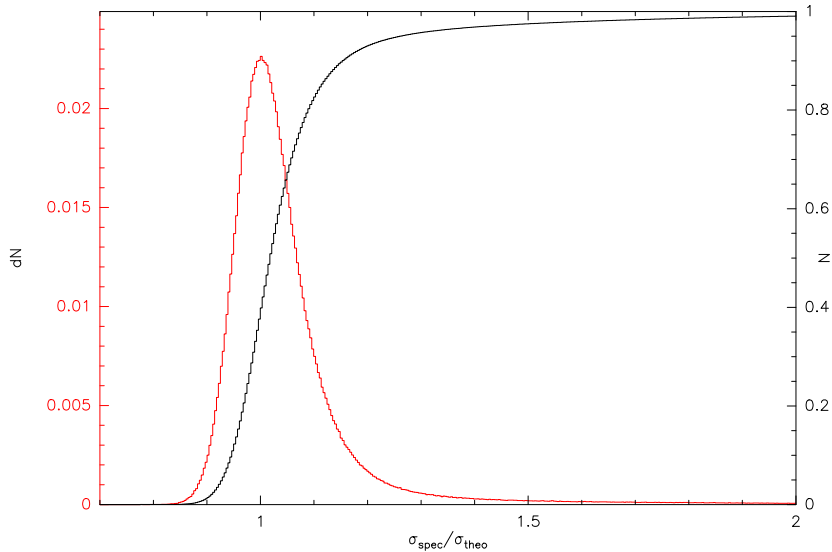


FIGURE 2.6: Histogrammes normalisé (en rouge) et cumulatif (en noir) des valeurs du rapport du bruit mesuré au bruit théorique pour les observations de M33.

2.3.2.1 Détermination de la valeur optimale du seuil de filtrage

On souhaite définir un critère objectif pour le choix de la valeur seuil de $\sigma_{spec}/\sigma_{theo}$ au-delà de laquelle on élimine les spectres. Deux critères peuvent être pris en compte, la valeur moyenne du bruit sur la carte finale $\langle \sigma \rangle_{carte}$, que l'on souhaite la plus faible

possible, et le contraste de la carte de bruit, défini par l'équation suivante :

$$C = \frac{\max \sigma - \text{mode } \sigma}{\text{mode } \sigma} \quad (2.11)$$

où $\max \sigma$ est la valeur du bruit le plus élevé de la carte et $\text{mode } \sigma$ est le mode (la valeur la plus fréquente) de la distribution des pixels de la carte de bruit. Ce contraste doit également être le plus faible possible afin de garantir une carte de bruit uniforme.

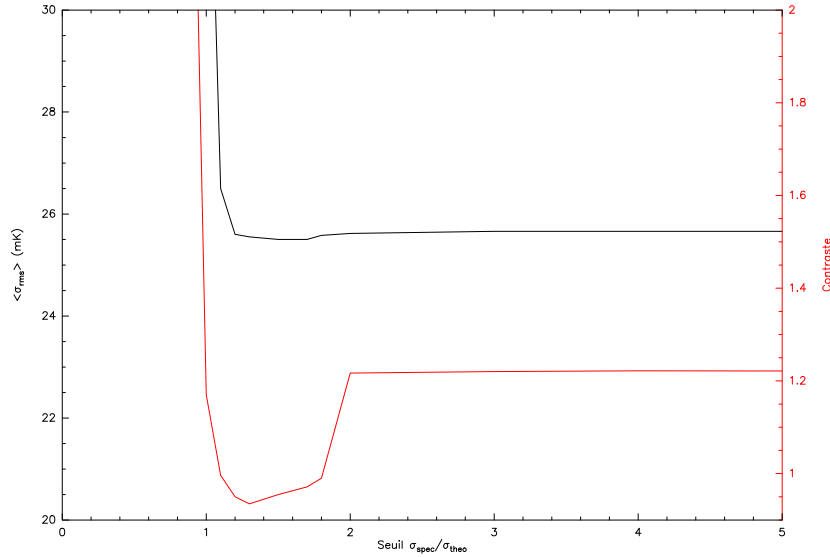


FIGURE 2.7: Graphique de la valeur moyenne du bruit et du contraste de la carte de bruit, après construction du cube, en fonction du seuil de coupe pour le rapport $\sigma_{\text{spec}}/\sigma_{\text{theo}}$.

La figure 2.7 présente le résultat de l'évolution des deux grandeurs $\langle \sigma \rangle_{\text{carte}}$ et C en fonction du seuil de coupe pour une carte de $440'' \times 440''$ dans la partie sud de M33. Pour un seuil de coupe inférieur à 1, les valeurs du bruit moyen et du contraste divergent très rapidement puisque plus des deux tiers des spectres sont éliminés. Si l'on inclut tous les spectres dans le cube final, le contraste tend vers 1,22 et le bruit moyen vers 25,6 mK. Il existe une région pour des valeurs de seuil comprises entre 1,2 et 1,8 où les deux grandeurs possèdent un minimum global, peu marqué dans le cas du bruit moyen, mais significatif dans le cas du contraste. La valeur optimale du seuil se situe donc entre 1,2 et 1,3 ce qui correspond pour la région de test à une élimination de respectivement 9,2 % et 6,3 % des spectres. Dans le cas de la carte complète de M33, une valeur de seuil de 1,2 a été utilisée.

La figure 2.8 présente la carte de bruit pour la galaxie M33, cette carte a été obtenue en calculant l'écart-type pour chaque pixel sur un ensemble de 30 canaux (-80 à 0 km s^{-1} LSR) sans émission provenant de la galaxie M33. On réalise le gain apporté par une rotation d'un quart de tour du récepteur HERA (cf section 2.2.1) en remarquant que la région carrée au sud ouest du centre de la galaxie, où cette méthode n'avait pas encore été appliquée, présente un bruit bien moins uniforme que le reste de la carte. On note également la bande le long de l'axe majeur observée avec une sensibilité particulièrement grande et qui correspond à la région cartographiée en C II par l'instrument HIFI du télescope spatial Herschel.

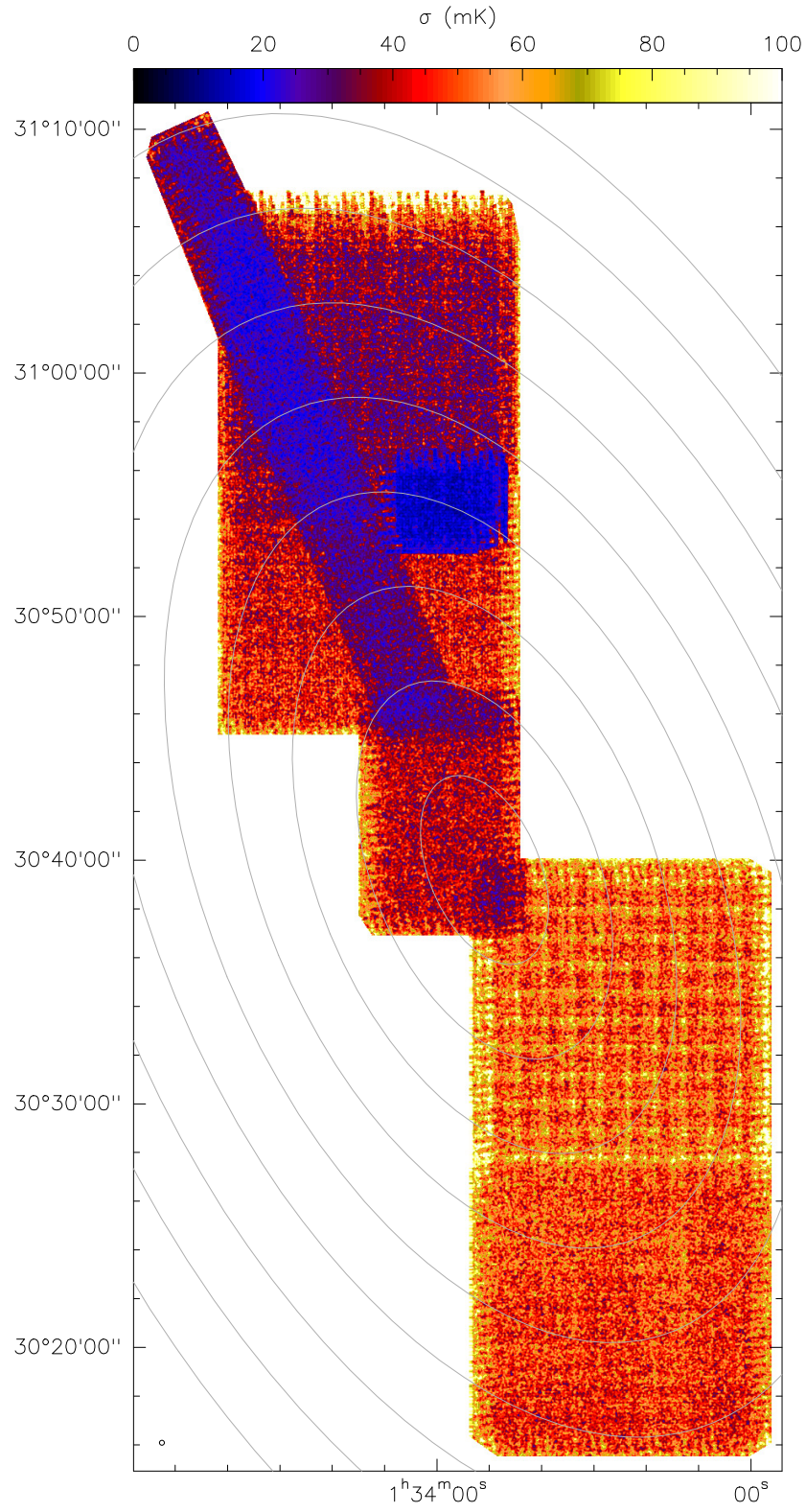


FIGURE 2.8: Carte de bruit des observations de la raie CO(2-1) dans M33.

2.3.3 Échantillonnage régulier

Les spectres enregistrés par l’antenne ne sont pas distribués selon un ensemble de points régulièrement espacés sur le ciel. Afin de construire un cube de données exploitable, il convient de reprojeter les spectres sur une grille régulière. Cette reprojection est effectuée en convoluant la distribution des points observés par une fonction gaussienne, l’importance de chaque spectre étant pondérée par $1/\sigma_{spec}^2$. La largeur à mi-hauteur (LMH) du noyau de convolution peut être modifiée afin d’obtenir des cubes ayant différentes résolutions angulaires. Les résolutions du cube final LMH_{cube} , de l’antenne $LMH_{antenne}$ et la largeur du noyau de convolution LMH_{kernel} sont reliées par l’expression :

$$LMH_{cube} = \sqrt{LMH_{antenne}^2 + LMH_{kernel}^2} \quad (2.12)$$

Dans le cas d’observation de la raie CO(2–1) avec le télescope de 30 m de l’IRAM, $LMH_{antenne} = 10,7''$ on a obtenu des cubes de résolution spatiale $12''$, $15''$ et $25''$ en choisissant pour LMH_{kernel} les valeurs $5,6''$, $10,6''$ et $22,6''$.

2.3.4 Soustraction d’une nouvelle ligne de base

Après l’étape d’échantillonnage régulier, le rapport signal à bruit des spectres associés à chacun des pixels est plus élevé que celui des spectres initiaux. On peut profiter de ce gain pour soustraire une nouvelle ligne de base d’ordre plus élevé pour chacun des pixels. Dans le cas de M33, on a soustrait une ligne de base d’ordre 3 en utilisant une fenêtre toujours basée sur l’hydrogène atomique mais moins large de 10 km s^{-1} de chaque côté.

Dans une dernière étape, on masque une bande de $20''$ de large correspondant aux régions qui n’ont pas été observées par la totalité des 9×2 pixels et qui ont par conséquent un bruit élevé. De plus, on ne garde que les canaux de vitesses correspondant à l’émission de M33 (de -300 km s^{-1} à 0 km s^{-1}) afin de réduire la taille du cube de données. La dimension du cube final à $12''$ est $799 \times 1685 \times 115$ pour une taille de 592 Mo .

2.4 Moments des cubes de données

Afin de réduire la complexité de l’étude d’un cube comportant une dimension de vitesse, on peut commencer par transformer le cube en une carte à deux dimensions en calculant les moments de l’émission le long de l’axe spectral.

2.4.1 Carte d’intensité intégrée

Le moment d’ordre zéro de la distribution de l’émission est communément appelé intensité intégrée et se calcule en prenant, pour chaque pixel de l’image, la somme des intensités et en multipliant par la largeur d’un canal (équation 2.13). L’intensité intégrée correspond donc à une intégration par la méthode des rectangles de l’aire sous

le spectre pour chaque pixel de l'image.

$$I_0 = \Delta_v \sum_{i=1}^N T_i \quad (2.13)$$

Dans la pratique, il est intéressant de ne pas faire porter la somme sur l'ensemble des N canaux de vitesse mais d'éliminer ceux qui correspondent à des vitesses où il n'y a pas d'émission provenant de la source étudiée.

L'émission de l'hydrogène atomique peut être utilisée à cet effet moyennant l'hypothèse que, en-dessous d'un certain seuil d'émission HI , on ne trouve pas d'émission de monoxyde de carbone. La carte d'intensité intégrée est obtenue en sommant uniquement les canaux de vitesses qui correspondent à une valeur de l'émission de l'hydrogène atomique supérieur au seuil choisi.

Ce seuil est choisi en établissant un compromis entre une valeur la plus élevée possible qui réduit au maximum la contribution à l'équation 2.13 de canaux sans signal et une valeur faible pour ne pas exclure de canaux qui correspondent effectivement à de l'émission du monoxyde de carbone. En comparant les fenêtres obtenues pour différents seuils et des spectres du cube de données, on choisit empiriquement une valeur de coupure adaptée pour chaque source.

2.4.2 Champ de vitesse

Le champ de vitesse est obtenu en calculant le premier moment de la distribution de l'émission en fonction de la vitesse. Cela revient à prendre la moyenne pondérée par l'intensité de la vitesse de l'émission et s'exprime de la manière suivante :

$$I_1 = \frac{\sum_{i=1}^N v_i T_i}{\sum_{i=1}^N T_i} \quad (2.14)$$

En augmentant l'ordre du moment calculé, le résultat devient de plus en plus sensible au bruit des canaux pris en compte dans la somme. Les cartes du champ de vitesse des galaxies sont obtenues en n'additionnant que les canaux dont la valeur est supérieure à quatre fois le niveau de bruit.

2.5 Exemples d'observation du CO avec le télescope de 30 m de l'IRAM.

2.5.1 La galaxie de Barnard : NGC6822

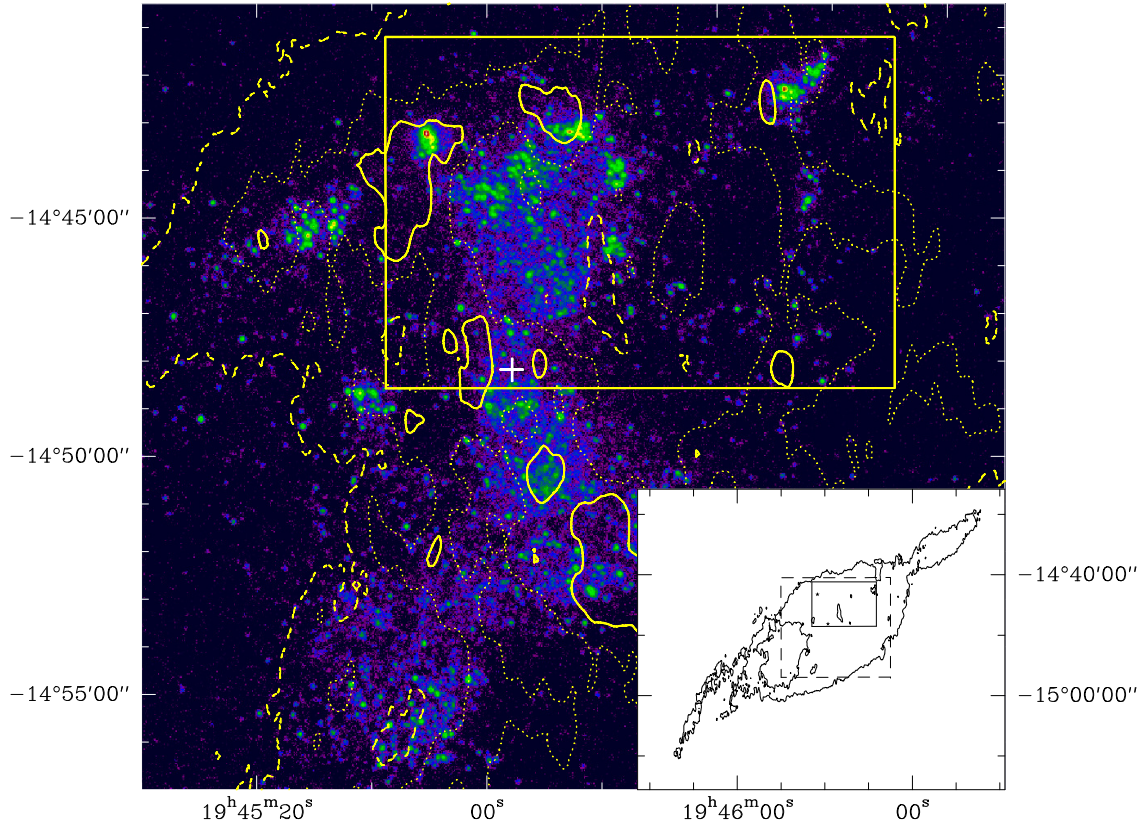


FIGURE 2.9: *Image principale* : Image dans l'ultraviolet lointain (GALEX) de NGC6822. Le rectangle jaune représente la région cartographiée en CO. Les contours tiretés, pointillés et continus correspondent à des densités de colonne de l'hydrogène atomique de $N(\text{H I}) = 0,5, 1,0$ et $1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. La croix blanche est située à l'origine des offsets de la carte CO. *En bas à droite* : Contour $N(\text{H I}) = 0,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Le rectangle en trait tireté correspond à la carte GALEX UV lointain ci-dessus et le rectangle en trait plein à la région observée en CO.

2.5.1.1 Présentation du projet d'observation

Les observations de NGC6822 dans la raie (2–1) du monoxyde de carbone avec le télescope de 30 m de l'IRAM ont été obtenues au cours de trois sessions : en novembre 2006, février/mars 2007 et août 2008.

La région observée (en jaune dans la Figure 2.9) est un rectangle de $11' \times 7'$ situé à l'extrémité nord-ouest de la barre d'étoiles de NGC6822. C'est une région riche en hydrogène atomique et qui inclut la majorité de l'émission de la galaxie en infrarouge lointain. Le grand côté de ce rectangle est le long du gradient de vitesse de la galaxie afin de pouvoir séparer spectralement les différents nuages observés. De plus, cette région contient à la fois le centre de la galaxie et des zones de formation d'étoiles

plus externes. La zone cartographiée englobe plusieurs régions H II, notamment Hubble I/III, Hubble V et Hubble X catalogués par Hubble (1925). Le centre des offsets de la carte se situe à la position J2000 $19^{\text{h}}44^{\text{m}}57^{\text{s}}.83$, $-14^{\circ}48'11''$ et la position de référence située ($100''$, $500''$) de ce centre se trouve à l'extérieur du contour de densité de colonne $N(\text{HI}) = 0,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. de Blok & Walter (2000) ont montré grâce à des observations de la raie à 21 cm du HI que l'étendue de la composante gazeuse atomique, ayant une forme allongée de $(0,5^{\circ} \times 1^{\circ})$ dans la direction SE-NO, est beaucoup plus grande que la barre d'étoiles ($30' \times 15'$) située perpendiculairement.

Le corrélateur VESPA avec une résolution de 321 kHz ou $0,406 \text{ km s}^{-1}$ a été utilisé pour couvrir les vitesses allant de $+20$ à -150 km s^{-1} LSR, bien au-delà de la courbe de rotation HI de la galaxie. Le jeu de données final est composé de plus d'un million de spectres individuels qui ont été réduits selon les méthodes décrites précédemment pour obtenir un cube de données ayant un bruit de 50 mK à $15''$ de résolution angulaire. A la distance de NGC6822, $15''$ correspond à une résolution linéaire de 35 pc, permettant de résoudre des nuages moléculaires géants.

2.5.1.2 Carte d'intensité intégrée de NGC6822

La carte d'intensité intégrée de NGC6822 (Figure 2.10) a été obtenue par la méthode de masquage par l'émission du gaz atomique en utilisant les données HI de de Blok & Walter (2006) en éliminant les canaux dont le signal HI était inférieur à 30 K (6σ). Des valeurs du seuil de coupure entre 25 et 45 K ont été testées et la luminosité totale en CO ne varie alors que de quelques pour-cents.

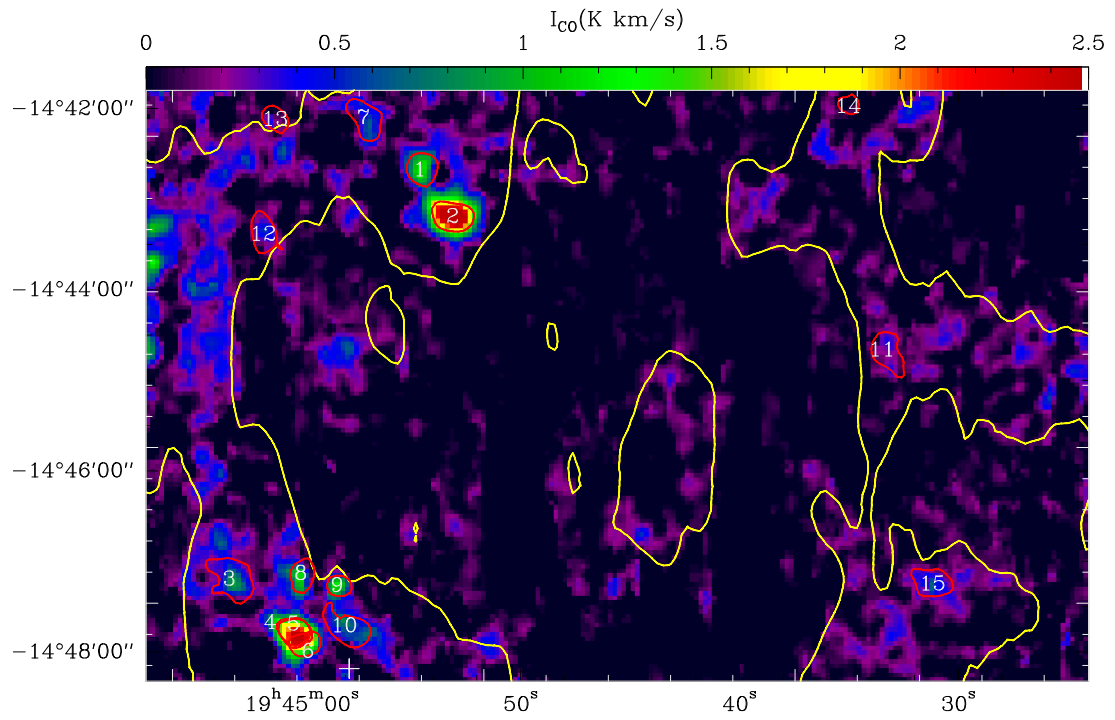


FIGURE 2.10: Carte de l'intensité intégrée CO(2-1) de NGC6822 en Kkm s⁻¹. Les contours jaunes correspondent à l'émission H I avec un niveau $N(\text{H I}) = 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, les rouges aux contours à mi-hauteur des nuages moléculaires identifiés dont l'étude détaillée est présentée au chapitre 6. La croix blanche est la position des offsets (0,0).

2.5.2 La galaxie du Triangle : M33

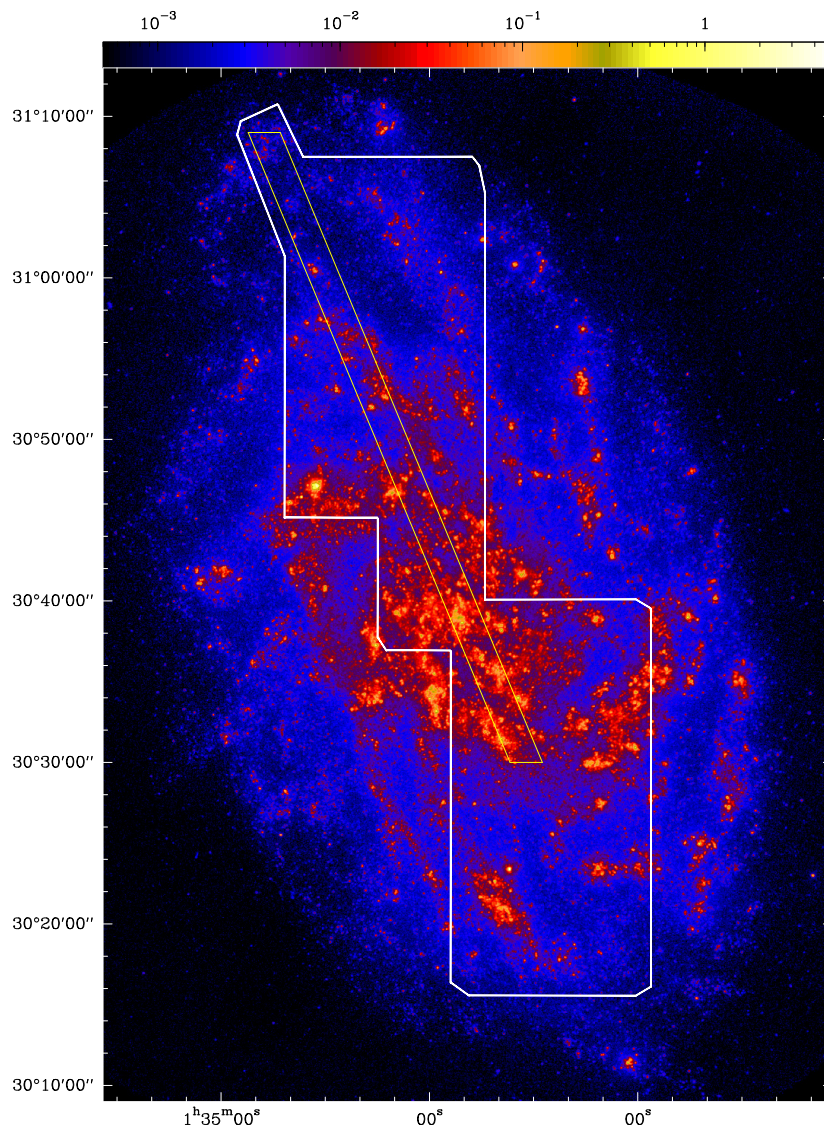


FIGURE 2.11: Image dans l’ultraviolet lointain (GALEX) de M33. La région observée en CO(2–1) par le télescope de 30 m de l’IRAM est délimitée par un trait blanc. Le polygone jaune correspond à la bande observée par l’instrument HIFI du télescope spatial Herschel.

2.5.2.1 Présentation du projet d’observation

La cartographie grand champ du monoxyde de carbone dans M33 est un projet d’observation qui a nécessité jusqu’à maintenant environ 250 heures d’observation à l’aide du télescope de 30m de l’IRAM. La région correspondant aux observations présentées ici (contour blanc dans la figure 2.11) couvre une surface de 643 arcminutes² principalement le long du grand axe de M33 jusqu’à une distance galactocentrique de 8 kpc.

La bande HIFI observée dans le cadre du programme Herschel HERM33ES (en jaune dans la figure 2.11) a été observée en CO(2–1) avec un bruit particulièrement

faible comme le montre la carte de bruit (figure 2.8).

La galaxie a été observée en plusieurs sessions entre 2005 et 2009 et le cube final combine les données présentées dans Gardan et al. (2007) avec des observations menées à partir d’août 2008. Des positions de références différentes, toujours avec une densité de colonne HI $N(\text{HI}) < 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ et sans émission dans l’infrarouge lointain, ont été choisies en fonction de la région observée afin de limiter le temps perdu en déplacements du télescope.

Le corrélateur WILMA avec 465 canaux de 2 MHz de large, soit $2,6 \text{ km s}^{-1}$ pour la raie de CO(2–1), a été utilisé afin d’obtenir 4875 067 spectres. Les spectres ont été réduits avec les méthodes présentées précédemment afin d’obtenir un cube de données de $12''$ de résolution angulaire, soit 50 pc à la distance de M33, avec un bruit de 20 mK à 50 mK.

TABLE 2.1: Caractéristiques des cartographies précédentes du monoxyde de carbone dans M33

Référence	Télescope	Transition	Résolution angulaire ($''$)	Résolution spectrale (km s^{-1})	Aire (arcmin^2)	R_{max} (kpc)	Sensibilité par canal (mK)
Ce travail	IRAM 30m	CO(2–1)	12	2.6	643	8	15–30
Gardan et al. (2007)	IRAM 30m	CO(2–1)	15	2.6	253	7	15–30
Rosolowsky et al. (2007)	BIMA+NRO+FCRAO	CO(1–0)	20	2.6	170	2	60
Rosolowsky et al. (2007)	BIMA+FCRAO	CO(1–0)	13	2	900	5.5	240
Heyer et al. (2004)	FCRAO	CO(1–0)	45	1	900	5.5	53
Engargiola et al. (2003)	BIMA	CO(1–0)	13	2	900	5.5	240

M33 a été cartographiée sur de grandes surfaces par le passé avec des antennes simples (Heyer et al. 2004; Gardan et al. 2007), des interféromètres (Engargiola et al. 2003) et des combinaisons des deux (Rosolowsky et al. 2007). Les caractéristiques de ces observations sont résumées dans le tableau 2.1. Les observations présentées dans ce travail présentent un gain en résolution angulaire mais surtout en sensibilité par rapport aux études précédentes. Ce sont aussi les observations qui vont le plus loin vers l’extérieur du disque, permettant d’étudier la variation des propriétés du milieu interstellaire de M33 jusqu’au bord du disque d’étoiles.

2.5.2.2 Carte d’intensité intégrée et champ de vitesse de M33

Comme pour NGC6822, la carte d’intensité intégrée présentée figure 2.12 a été obtenue par la méthode de masquage par l’émission HI. Les canaux de vitesse correspondant à une émission dans le cube HI à $17''$ de résolution (cf chapitre 3) inférieure à 10 K n’ont pas été inclus dans la somme.

La carte du champ de vitesse de M33 (figure 2.13) a été obtenue en calculant le premier moment de l’émission en fonction de la vitesse pour les canaux dont le rapport signal à bruit était supérieur à quatre.

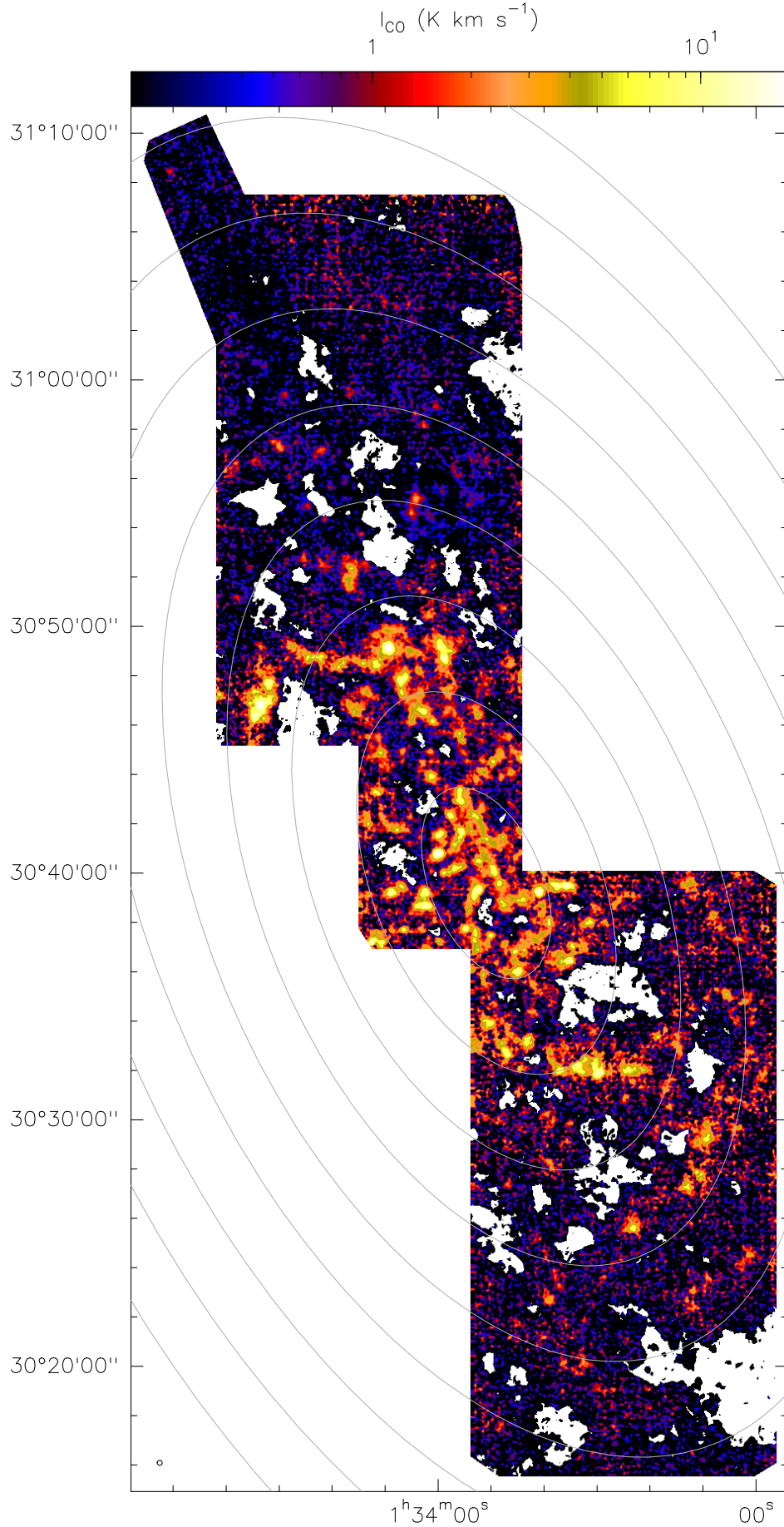


FIGURE 2.12: Carte de l'intensité intégrée CO(2-1) de M33 à 12'' de résolution obtenue par masquage par le cube d'hydrogène atomique en utilisant un seuil de 10 K pour le cube HI à 17''. Les ellipses correspondent à des rayons galactocentriques espacés de 1 kpc, la résolution de la carte est indiquée en bas à gauche.

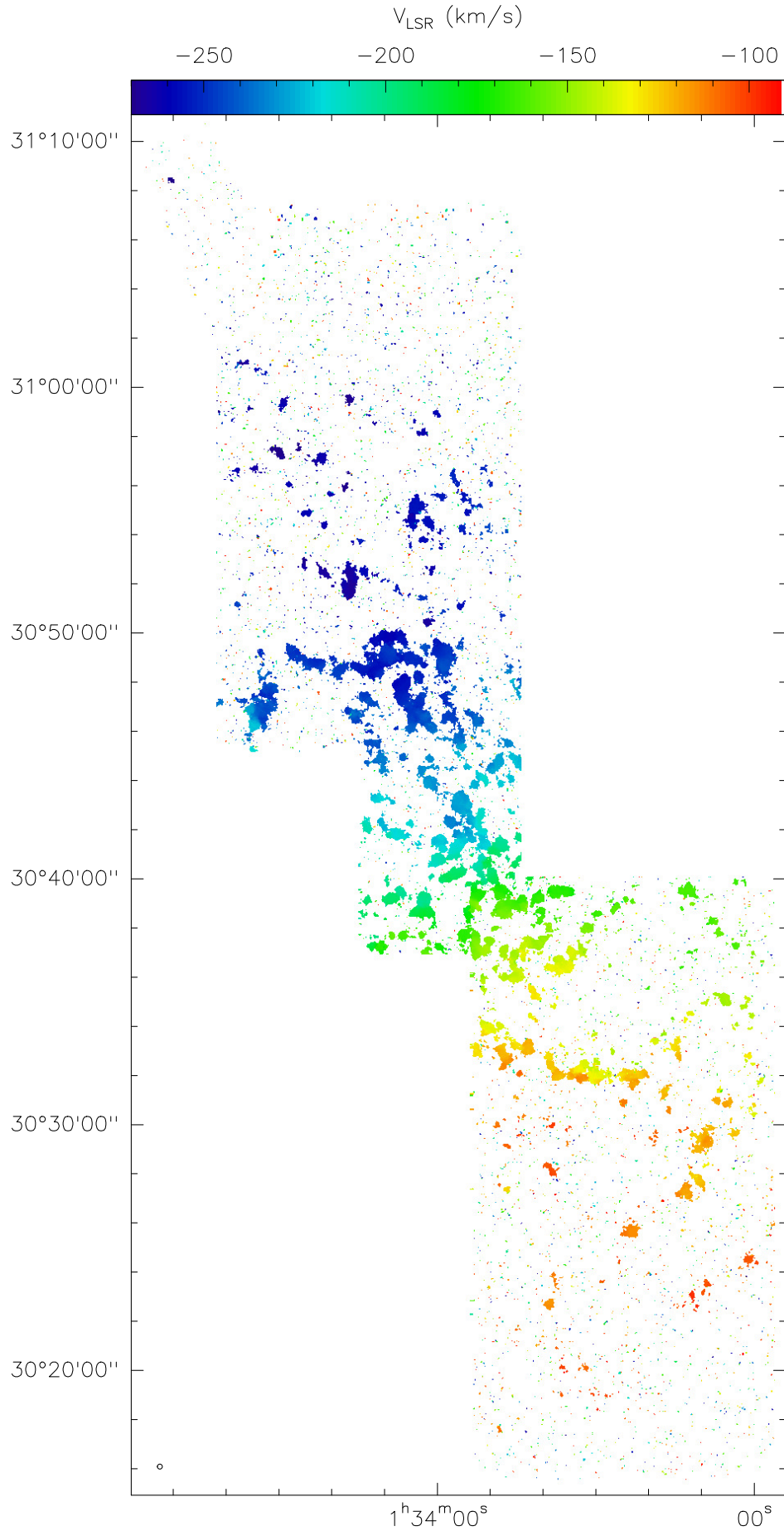


FIGURE 2.13: Champ de vitesse de M33 à 12 arcsec calculé à partir de l'émission de la transition (2–1) du monoxyde de carbone.

Chapitre 3

Observation de l'hydrogène atomique dans M33

3.1 La raie à 21 cm de l'hydrogène atomique

L'élément le plus abondant de l'univers est l'hydrogène qui en représente environ 74% de la masse baryonique totale. Sous sa forme atomique notée HI, l'hydrogène est détecté grâce à l'émission de la transition hyperfine entre les niveaux $F = 0$ et $F = 1$ du niveau fondamental 2S émettant à la fréquence 1 420,4 MHz, soit une longueur d'onde de 21 cm. L'atmosphère étant transparente à cette longueur d'onde, cette transition est directement observable depuis le sol par des radiotélescopes décimétriques. La résolution d'une antenne simple, bien qu'inversement proportionnelle à son diamètre, reste limitée dans ce domaine de longueur d'onde même pour les instruments les plus grands. L'antenne d'Arecibo, la plus grande du monde avec un diamètre de 305 mètres, ne permet pas d'atteindre une résolution inférieure à 3,5 minutes d'arc soit 850 parsecs à la distance de M33, une taille bien supérieure aux 50–100 parsecs qui correspondent à la taille caractéristique des nuages moléculaires géants que nous souhaitons étudier.

L'interférométrie, en combinant de manière cohérente les signaux reçus par des antennes différentes, permet de dépasser cette limite en autorisant des résolutions de l'ordre de λ/B où B est la distance maximale entre les antennes. Une valeur de B de l'ordre de 3 000 m permet alors d'atteindre des résolutions linéaires voisines de 80 parsecs pour M33.

3.2 Observation de l'hydrogène atomique avec le Very Large Array (VLA).

Le *Very Large Array* (VLA) est un interféromètre composé de 27 antennes de 25 m de diamètre situé près de Socorro au Nouveau Mexique. Il est équipé de récepteurs pouvant observer à des longueurs d'ondes comprises entre 0,7 et 90 cm. La configuration de ses antennes peut être modifiée en les déplaçant le long de 3 bras orientés vers le nord, le sud-ouest et le sud-est. De cette façon, il est possible de faire varier la distance entre les antennes et ainsi la résolution des observations.

Les données de la raie HI pour M33 ont été récupérées dans les archives publiques du *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO)^a. Elles correspondent à des observations menées entre septembre 1997 et novembre 2001 au cours de deux projets : AT_206 et AT_268. Trois configurations d'antennes ont été utilisées afin d'échantillonner au mieux les fréquences spatiales entre 31 et 11 130 m. Le champ de vue d'un interféromètre est défini par le lobe d'une des antennes composant le réseau, qu'on appelle lobe primaire (LP). Dans le cas du VLA le champ de vue à mi-puissance, en arcminutes, est donné par la formule :

$$\theta_{LP} = 45/\nu_{\text{GHz}} \quad (3.1)$$

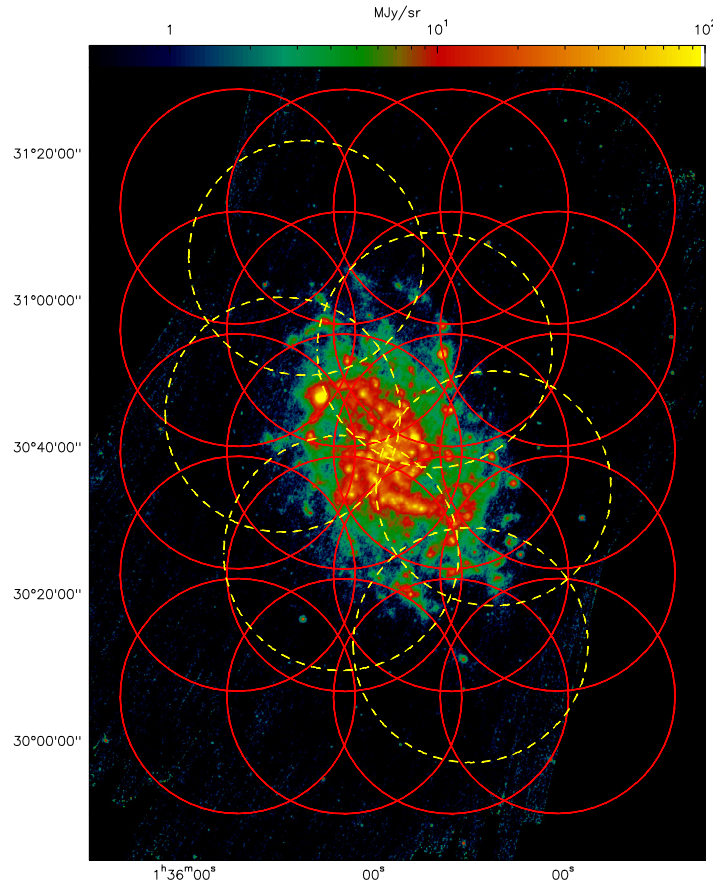


FIGURE 3.1: Mosaïque des lobes primaires à mi-puissance du VLA pour l'observation du HI dans M33 superposée sur une image à $70\mu\text{m}$ de *Spitzer*. Les pointages correspondant à la configuration D sont en rouge, ceux des configurations B et C en jaune.

Pour des observations de la raie HI, le lobe primaire est donc de $32'$. Le diamètre D_{25} de M33 est de $61'$ (Paturel et al. 2003b), il est donc impossible de l'observer en un seul pointage. Il est cependant possible de cartographier des sources étendues dont la taille est supérieure à celle du lobe primaire, en combinant sous forme de mosaïque les données recueillies dans des directions différentes. Dans le cas de M33, la mosaïque que nous avons utilisée est composée de 32 pointages, 20 pour la configuration D et 6 pour la B et 6 également pour la configuration C. Afin d'échantillonner convenablement

a. <http://archive.nrao.edu>

l'émission de la source observée, il est nécessaire de respecter le critère de Nyquist et de s'assurer que les positions observées ne sont pas distantes de plus d'un demi lobe primaire. La figure 3.1 illustre la stratégie d'observation utilisée pour observer M33. Chaque cercle représente un lobe primaire du télescope, les cercles rouges correspondent aux pointages de la configuration D, les jaunes en traits tiretés aux configurations B et C.

3.3 Réduction des données

3.3.1 Calibration

La calibration est l'étape qui permet de passer des visibilitées brutes, observées pour chaque paire de ligne de base, à des visibilitées corrigées des erreurs systématiques comme la non uniformité de la réponse fréquentielle de l'interféromètre et la variation dans le temps du gain. La calibration permet également d'étalonner l'échelle absolue des flux observés. Afin de calibrer les visibilitées, on observe à intervalles réguliers une source dont le flux est connu avec précision et qui n'est pas résolu par l'interféromètre. Pour les observations de M33, le quasar 3C48 (J0137+331), dont le flux à 20 cm est de 16.50Jy et qui n'est pas résolu par les configurations B,C et D, a été observé toutes les 20 minutes.

3.3.1.1 Calibration de la bande-passante

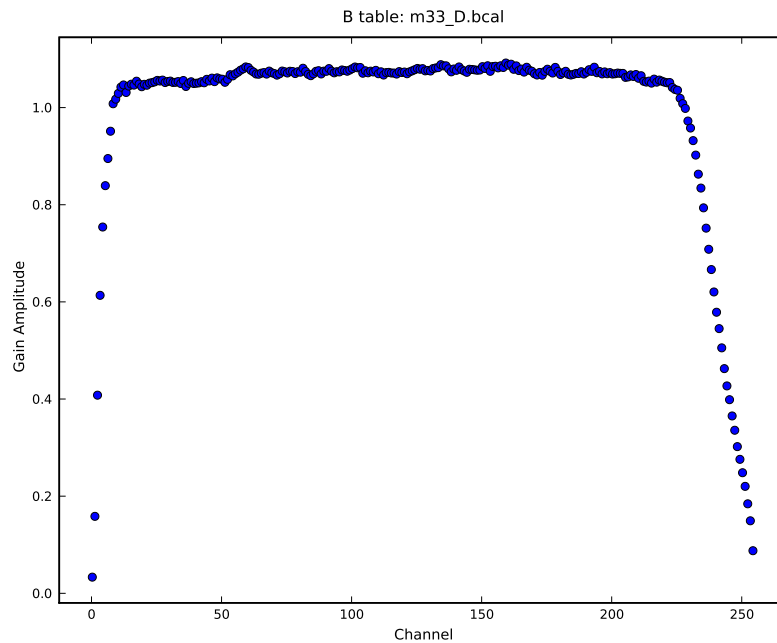


FIGURE 3.2: Amplitude du gain en fréquence sur la bande passante pour une des antennes en fonction du numéro de canal.

La calibration de la bande passante permet de corriger les variations de la réponse

fréquentielle de l'interféromètre car la réponse de chaque récepteur n'est pas uniforme. En observant une source dont l'intensité est constante en fonction de la fréquence, ce qui est le cas des quasars pour une bande passante de quelques mégahertz utilisée pour M33, on obtient la réponse relative de chaque canal de fréquence pour chacune des antennes. La figure 3.2 représente pour une des antennes du VLA, la courbe de calibration de la bande passante constituée de 255 canaux de 6,3 kHz de large. La courbe est constituée d'un large plateau d'environ 230 canaux pour lesquels la réponse en fréquence est quasiment plate. Aux bords de ce plateau, l'amplitude de la réponse chute rapidement. Les variations de gain seront donc corrigées en divisant toutes les visibilité observées par la réponse fréquentielle mesurée. Les canaux en début et fin de bande passante verront donc leur bruit fortement amplifié et seront plus tard éliminés du cube de données final.

3.3.1.2 Calibration en gain

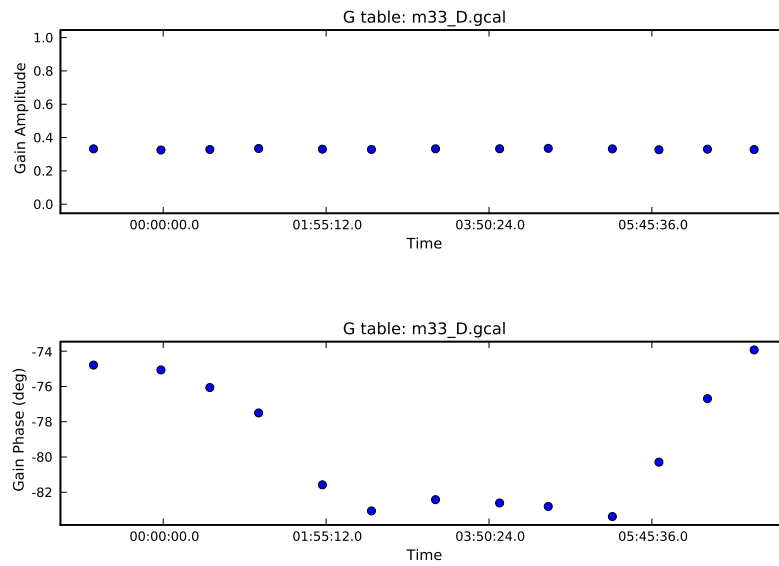


FIGURE 3.3: Amplitude (*en haut*) et phase (*en bas*) du gain complexe d'une des antennes en fonction du temps.

La calibration en gain vise à corriger les variations temporelles du gain complexe provenant de sources diverses comme les différences relatives d'amplitude et de phase de chaque antenne, la dérive du gain complexe due à l'électronique de chaque antenne, les effets atmosphériques. Dans la bande de fréquence L, correspondant à 20 cm, les effets atmosphériques sont peu importants et la stabilité de l'atmosphère a peu d'importance sur les observations. La calibration en gain est effectuée après celle de la bande passante et se calcule après avoir moyenné les canaux de la bande passante observée.

3.3.1.3 Jeu de visibilité calibrées

Une fois les facteurs de calibration de la bande passante et du gain en fonction du temps obtenus, on applique ces corrections à l'ensemble des visibilité en interpolant linéairement les facteurs obtenus toutes les vingt minutes sur le quasar 3C48.

3.3.1.4 Soustraction du continuum

En plus de l'émission de la raie de l'hydrogène atomique à 21 cm, une émission continuum est présente dans nos données. Cette émission, due soit à des quasars lointains apparaissant comme des sources ponctuelles dans le champ, soit à l'émission continue de M33 ou de notre Galaxie, doit être retirée afin d'isoler l'émission de la raie HI dans M33. Cette soustraction est effectuée dans le plan uv en ajustant une fonction affine aux canaux de vitesse en dehors de la courbe de rotation de M33 et en soustrayant cette fonction de la fréquence à toutes les visibilité.

3.3.2 Imagerie et déconvolution

L'équation reliant la fonction de visibilité V à l'intensité de la source I_{source} est :

$$V = \text{TF}\{B_{\text{primaire}} \cdot I_{\text{source}}\} \quad (3.2)$$

où TF est la transformée de Fourier à deux dimensions et B_{primaire} est la fonction caractérisant le diagramme de rayonnement du lobe primaire d'une des antennes de l'interféromètre. Chaque ligne de base définit un couple de points dans l'espace de Fourier communément appelé plan uv en radioastronomie. Les coordonnées u et v étant les variables conjuguées (exprimés en mètres) des deux variables d'angles permettant de décrire la distribution d'intensité de la source sur le plan du ciel. La fonction de visibilité n'est donc pas mesurée en tout point de l'espace des fréquences spatiales mais seulement sur l'ensemble des points discrets échantillonnés par l'interféromètre. On peut réécrire l'équation 3.2 en faisant apparaître explicitement la fonction d'échantillonnage $S(u, v)$ qui peut s'exprimer de la façon simplifiée^b sous la forme suivante :

$$S(u, v) = \begin{cases} 1 & \text{pour les points } (u, v) \text{ où } V \text{ est mesurée,} \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (3.3)$$

Les visibilité observées par l'interféromètre sont alors égales au produit SV . En prenant la transformée de Fourier inverse de l'équation 3.2 et en remplaçant V par SV on obtient l'équation suivante qui permet d'exprimer l'intensité mesurée :

$$I_{\text{mesurée}} = \text{TF}^{-1}\{S \cdot V\} \quad (3.4)$$

En appliquant le théorème de convolution,

$$I_{\text{mesurée}} = \text{TF}^{-1}\{S\} * \text{TF}^{-1}\{V\} \quad (3.5)$$

b. Voir la section suivante pour une discussion plus détaillée de la fonction S

En définissant le lobe sale (dirty beam) par l'équation suivante :

$$B_{dirty} = \text{TF}^{-1}\{S\} \quad (3.6)$$

et en utilisant la définition de V , on obtient :

$$I_{mesurée} = B_{dirty} * \{B_{primaire} \cdot I_{source}\} \quad (3.7)$$

On voit que le lobe sale, défini comme la transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage, joue le rôle de réponse impulsionnelle de l'interféromètre pour une observation donnée.

Afin de retrouver la distribution d'intensité de la source I_{source} à partir de l'intensité mesurée, une opération de déconvolution va être nécessaire. Cette étape sera d'autant plus aisée que la réponse impulsionnelle aura une forme qui se rapprochera d'une fonction de Dirac à deux dimensions. Il est possible de modifier la forme du lobe sale en jouant sur la valeur de la fonction $S(u, v)$ comme nous le verrons dans la section 3.3.2.1 ; cependant, celui-ci est principalement déterminé par la couverture du plan uv .

Le nombre de points de l'espace de Fourier qu'un interféromètre peut échantillonner à chaque instant est égal au nombre de lignes de base différentes qu'il est possible de dénombrer entre toutes les antennes, à savoir $N(N-1)$ où N est le nombre d'antennes de l'interféromètre. Pour le VLA, $N = 27$; à chaque instant l'interféromètre échantillonne 702 points dans le plan uv . En utilisant la rotation de la Terre, on peut échantillonner à chaque intégration un ensemble différent de $N(N-1)$ points et ainsi augmenter la couverture du plan uv , sans modifier la position des antennes.

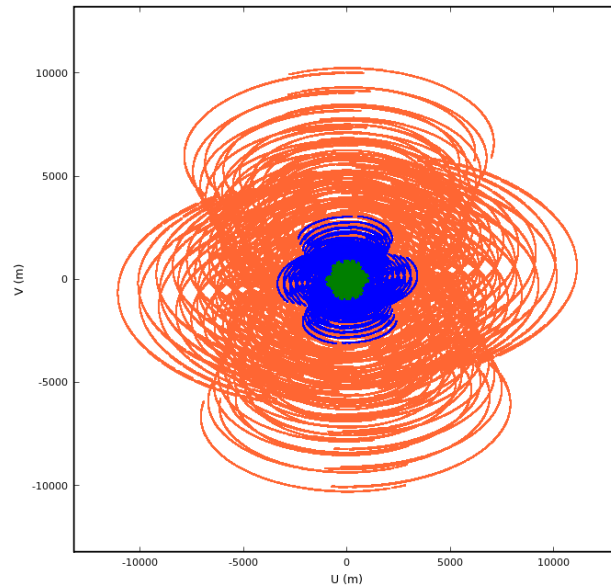


FIGURE 3.4: Couverture dans le plan uv des observation de M33 avec le VLA. Les différentes couleurs correspondent aux configurations des antennes. *Orange* configuration B, *bleu* configuration C, *vert* configuration D.

La figure 3.4 présente la couverture dans le plan uv des observations de l'hydrogène atomique de M33 avec des couleurs différentes pour chaque configuration des antennes. Le nombre élevé d'antennes du VLA permet d'avoir une couverture du plan uv particulièrement dense. Cependant même avec une hypothétique couverture uniforme il reste deux limites intrinsèques à des observations interférométriques : la plus longue ligne de base mesurée et la plus courte qui définissent respectivement des échelles minimale et maximale observables par l'interféromètre.

Dans le cas de nos observations, la plus grande ligne de base mesurée est d'environ $B_{max} = 11$ km, on ne pourra donc pas obtenir une résolution supérieure à λ/B_{max} soit 4 secondes d'arc. La ligne de base la plus courte est $B_{min} = 31$ m, cette absence des espacements courts a une conséquence importante : il est théoriquement impossible, avec un seul pointage, de mesurer une émission dont l'étendue angulaire est supérieure à λ/B_{min} soit 23 minutes d'arc. Nous verrons cependant dans la section 3.3.2.3 que le choix d'une méthode appropriée de déconvolution permet d'extrapoler les visibilités non observables et donc l'émission à grande échelle.

3.3.2.1 Étude de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre.

On a vu que la réponse impulsionnelle s'exprime comme la transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage des visibilités $S(u, v)$. Précédemment, on a considéré une fonction simple, décrite par l'équation 3.3 où $S(u, v)$ ne pouvait prendre que les valeurs 0 ou 1. Dans la pratique, il est intéressant de modifier la définition de S afin d'optimiser la réponse impulsionnelle en fonction du but recherché.

Une des possibilités est d'utiliser la définition suivante :

$$S(u, v) = \begin{cases} 1/\sigma^2 & \text{pour les points } (u, v) \text{ où } V \text{ est mesurée,} \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (3.8)$$

où σ est le bruit sur chaque ligne de base. On parle alors de pondération normale. C'est celle qui permet d'avoir une sensibilité à des sources ponctuelles maximale mais qui présente l'inconvénient de ne pas réduire les lobes secondaires présents dans la réponse impulsionnelle.

Pour M33, nous avons utilisé une pondération de Briggs (Briggs 1995), dérivée des pondérations uniformes, qui permet d'augmenter la résolution des observations par rapport à une pondération normale tout en réduisant l'amplitude des lobes secondaires de la réponse impulsionnelle. Ce gain de résolution se fait en contrepartie d'une diminution de la sensibilité. En parallèle, il est possible d'augmenter la sensibilité tout en réduisant la résolution des observations en multipliant les visibilités dans le plan uv par une fonction gaussienne à deux dimensions, cette méthode correspondant à un filtrage dans l'espace de Fourier par une fonction gaussienne (on utilise couramment le terme anglais de "taper"). Grâce à ces deux méthodes, on peut modifier la forme de la réponse impulsionnelle afin de faciliter l'étape suivante de déconvolution.

Il reste cependant une limitation qu'aucune pondération ne pourra éliminer : l'absence de mesures de visibilités correspondant à des lignes de bases inférieures à B_{min} . En plus de filtrer toute émission dont l'échelle spatiale est supérieure à λ/B_{min} , cette absence

d'espacements courts a pour effet de creuser un bol en négatif autour du maximum de la réponse impulsionnelle. La figure 3.5 illustre ce problème pour les observations de M33.

On voit qu'entre 200'' et 1 200'', la réponse impulsionnelle est en moyenne négative. Le résultat de la convolution de cette réponse impulsionnelle avec l'émission de M33 à la vitesse systématique de -170 km s^{-1} LSR, c'est à dire $I_{\text{mesurée}}$ de l'équation 3.7, est présenté par le panneau en haut de la figure 3.6. La présence d'une forte dépression entourant la région d'émission étendue illustre l'effet de l'absence des espacements courts.

3.3.2.2 Présentation des méthodes de déconvolution CLEAN classique et multi-échelles

L'étape de déconvolution doit permettre de retrouver la distribution d'intensité de la source à partir de l'intensité mesurée. Les mesures de l'interféromètre sont entachées d'erreurs, de ce fait il n'est pas possible d'inverser simplement l'équation 3.7. Le problème est fortement non linéaire et plusieurs méthodes ont été développées pour retrouver l'intensité de la source. Certaines sont basées sur des méthodes globales comme la méthode de maximum d'entropie, mais les méthodes les plus courantes utilisent une approche itérative et sont regroupées sous la dénomination CLEAN. Dans la version la plus simple des méthodes CLEAN décrite par Högbom (1974) on crée une liste de composantes de la source par la méthode suivante :

1. Calculer par transformée de Fourier inverse la carte d'intensité mesurée $I_{\text{mesurée}}$ et la réponse impulsionnelle B_{dirty} .
2. Identifier le maximum de la carte $I_{\text{mesurée}}$ et :
 - (a) ajouter cette position et la valeur $\gamma I_{\text{mesurée}_{\text{max}}}$ à la liste des composantes.
 - (b) soustraire de la carte $I_{\text{mesurée}}$ une fraction $\gamma B_{\text{dirty}} I_{\text{mesurée}_{\text{max}}}$ centrée sur le maximum identifié.

L'étape N°2 est répétée tant que la valeur du maximum est supérieure à un seuil donné. Le résultat est alors une liste de composantes CLEAN et une carte de résidus $I_{\text{résidus}}$ représentant la fraction de la carte initiale dont l'amplitude est inférieure à la valeur du seuil. Le facteur $\gamma < 1$, appelé gain, doit avoir une valeur faible $\sim 0,1$ dans les méthodes classiques de CLEAN par des sources ponctuelles afin d'assurer la convergence de l'algorithme. La dernière étape consiste à construire une image finale en convoluant la liste des composantes CLEAN par une fonction gaussienne qui joue le rôle de lobe final de la carte et en ajoutant la carte des résidus correspondant à l'émission sans composante de CLEAN associée. On choisit souvent une fonction gaussienne à deux dimensions qui correspond au meilleur ajustement du pic principal de la réponse impulsionnelle. On ajoute enfin à cette carte les résidus de la procédure CLEAN $I_{\text{résidus}}$. Plusieurs variations sur la méthode de Högbom (1974) ont par la suite été développées pour en améliorer la rapidité ou la précision. On peut citer par exemple la méthode de Clark (1980) qui décompose la boucle d'itération en cycles mineurs où la liste des composantes est mise à jour mais seule une version tronquée dans l'espace de la réponse impulsionnelle (plan

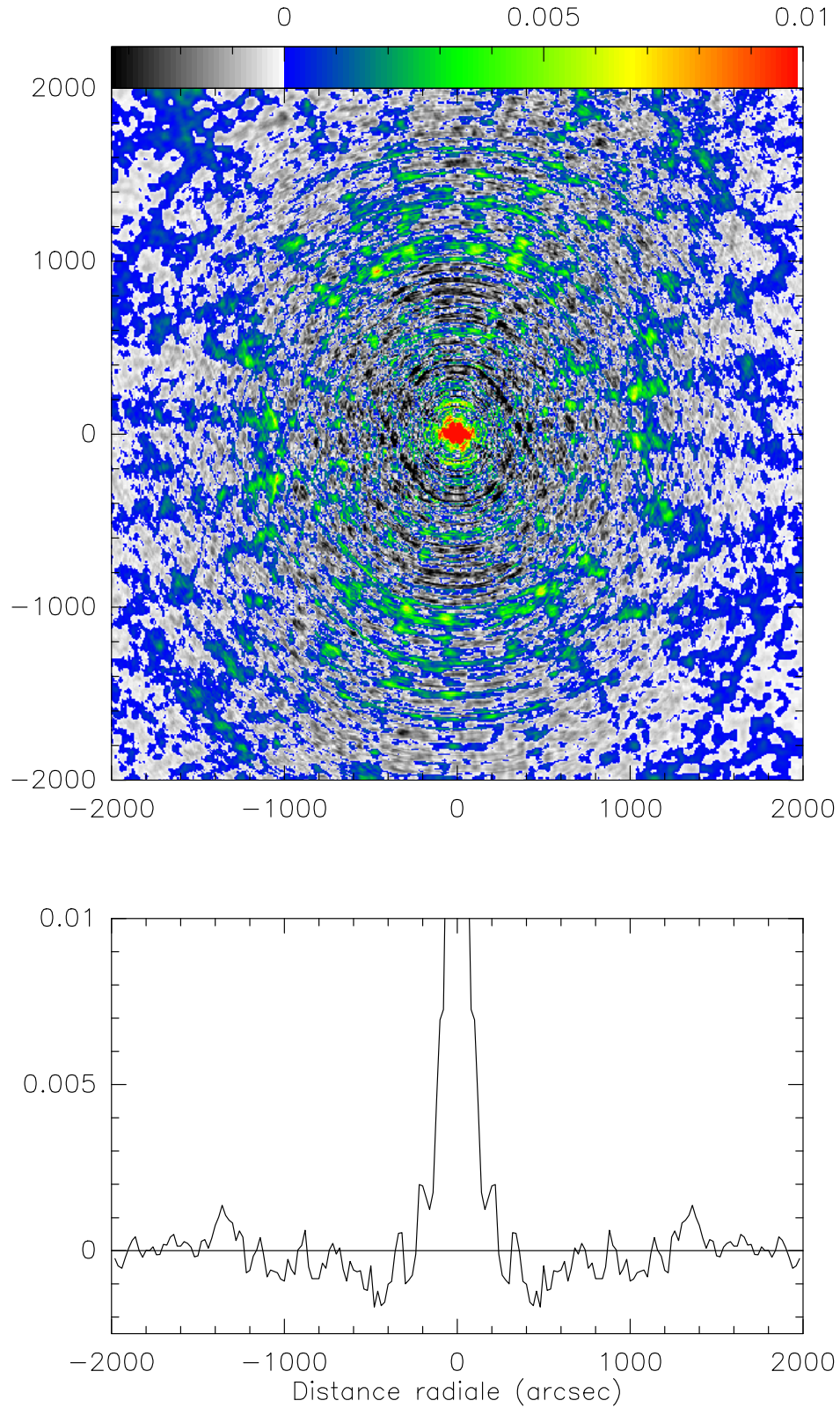


FIGURE 3.5: *En haut* : Image de la réponse impulsionnelle normalisée du VLA pour les observations du H_i dans M33, les valeurs sont fortement écrêtées pour mettre en avant les lobes secondaires et le bol négatif autour du pic principal. *En bas* : moyenne radiale de la réponse impulsionnelle B_{dirty} . Pour les rayons compris entre 200'' et 1 200'', la réponse impulsionnelle est en moyenne inférieure à zéro.

image) est soustraite, et en cycles majeurs où les composantes CLEAN sont soustraites dans l'espace de Fourier directement au jeu de visibilité.

Dans ces versions classiques de CLEAN, on fait l'hypothèse a priori que l'émission de la source observée peut être décomposée comme une somme de sources ponctuelles. Dans le cas d'une émission étendue, comme pour l'hydrogène atomique dans les galaxies, cette hypothèse n'est pas vérifiée et des problèmes vont se présenter lors de l'utilisation de méthodes CLEAN classique. Plusieurs variations sur la méthode CLEAN classique ont été développées afin d'introduire des échelles correspondant à une émission étendue dans les hypothèses décrivant a priori l'émission. On peut citer par ordre chronologique le CLEAN multi-resolutions (Multi-Resolution CLEAN) de Wakker & Schwarz (1988) et le CLEAN multi-échelles (Multi-Scale CLEAN ou MSCLEAN) de Cornwell (2008). Cette dernière méthode présente de multiples avantages sur la méthode classique dans le cas d'émissions étendues et la suite de cette section présentera une comparaison de ces deux méthodes dans un cas simple.

La version multi-échelles de la méthode CLEAN est basée sur la boucle itérative présentée précédemment pour les variantes de CLEAN classiques. Cependant lors de la première étape on construit autant de cartes mesurées et de réponses impulsionnelles que d'échelles spatiales considérées. Ce nombre reste un paramètre libre mais Cornwell (2008) précise que leur choix a peu d'importance sur la déconvolution et conseille de choisir une progression géométrique d'échelles qui va de la source ponctuelle à la taille maximale des structures attendues. Les cartes correspondant aux différentes échelles sont obtenues par convolution par les fonctions paraboliques suivantes :

$$m(r, \alpha) \propto 1 - \left(\frac{r}{\alpha}\right)^2 \text{ pour } x \in [-\alpha, +\alpha] \quad (3.9)$$

où $\alpha > 0$ est la valeur de l'échelle considérée, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ afin que la définition de l'échelle soit isotrope. On cherche ensuite pour chacune des échelles, les coordonnées du maximum des cartes dirty convoluées, et la valeur du maximum correspondant. Afin d'identifier l'échelle de la composante la plus significative, on multiplie les valeurs des maxima de chaque carte par un facteur corrigeant de la dilution introduite par la convolution. Dans la pratique, on introduit un biais vers les plus petites échelles afin que les erreurs inévitables lors de la déconvolution ne soient pas concentrées dans les grandes échelles. Le maximum, multiplié par un gain γ , ainsi que l'information sur l'échelle correspondante sont ajoutés à la liste des composantes CLEAN et toutes les images aux différentes échelles sont mises à jour comme pour l'étape 2(b) décrite précédemment.

Il est possible de choisir des valeurs du gain γ significativement plus grandes que dans le CLEAN classique, dans toute la suite nous avons utilisé une valeur de $\gamma = 0,7$. Ceci permet de réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme et de diminuer le temps de calcul par rapport à une méthode CLEAN classique.

3.3.2.3 Comparaison des méthodes de déconvolution CLEAN classique et multi-échelles

Afin de réduire le temps de calcul consacré à la comparaison des méthodes, nous avons travaillé sur une version des données dont la résolution est dégradée par filtrage

dans l'espace de Fourier (taper) à une résolution de $25''$. La taille de l'image est de 648×864 pixels et chaque pixel correspond à $8''$. L'ensemble des échelles α retenues exprimées en secondes d'arc est $[0, 24, 80, 240]$. Pour les deux méthodes, on a choisi un seuil d'arrêt de la déconvolution correspondant à 2,5 fois le niveau du bruit dans la carte initiale soit 9 mJy.

Les quatre figures 3.6 à 3.9 illustrent la comparaison entre les deux méthodes de déconvolution. Considérons tout d'abord les cartes correspondant au canal de vitesse systémique LSR -170 km s^{-1} présentées dans la figure 3.6. Le panneau du haut représente l'image avant déconvolution, on voit que la zone d'émission centrale est entourée d'une vaste région négative due aux propriétés de la réponse impulsionnelle décrites dans la section 3.3.2.1. La carte finale obtenue par la méthode **CLEAN** classique (en bas à gauche) est également concernée par ce bol négatif alors que le bol négatif est pratiquement absent de l'image obtenue par la méthode de déconvolution **MSCLEAN**. L'interprétation de ce résultat est subtile. En effet, la comparaison des résidus (Figure 3.7) montrent qu'il reste encore beaucoup de signal non déconvolués par la méthode **CLEAN** classique alors que les résidus de la méthode **MSCLEAN** ressemble à une carte de bruit. Cela signifie que la méthode **MSCLEAN** a convergé contrairement à la méthode **CLEAN**. Le bol négatif des résidus n'est pas en valeur absolue supérieur au seuil, il n'est donc plus déconvolué et, faisant alors partie de la carte des résidus, il sera ajouté à la carte finale pour donner le bol négatif observé. L'absence de convergence explique ainsi le bol négatif marqué qui reste après déconvolution dans l'image obtenue par la méthode **CLEAN**. La méthode **MSCLEAN** en autorisant directement la déconvolution d'émissions étendues s'affranchit de ce problème et la carte de résidus correspondant (à droite de la figure 3.7) ne présente pas de structure à grande échelle ce qui confirme que toute l'émission a bien été déconvoluée.

La convergence de la déconvolution devient indispensable quand on prend en compte la dimension de vitesse des observations et que l'on s'intéresse à des spectres. Du fait des gradients de vitesses dus à la rotation des galaxies, des points spatialement proches correspondent à des vitesses d'émission différentes. La présence de régions sur la ligne de visée dont la valeur est négative car provenant du bol négatif associé à l'émission de positions proches, aura un effet important sur la forme des raies étudiées. La figure 3.8 en est un exemple typique. Les spectres qu'elle présente correspondent à une même position et sont obtenus à partir de cubes dont la convergence de déconvolution soit est atteinte (méthode **MSCLEAN** en noir), soit n'est pas atteinte (méthode **CLEAN** classique, en rouge). Les lobes secondaires alternativement négatifs et positifs de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre sont responsables des oscillations de la ligne de base du spectre rouge, le spectre noir a lui une ligne de base plate. La mesure des propriétés du spectre d'émission à cette position comme la largeur de raie, l'aire intégrée ou la valeur maximale sont ainsi biaisées lorsque la convergence de convolution n'est pas atteinte.

Les biais introduits par la non-convergence de la déconvolution se répercutent également sur le spectre intégré de la galaxie. Le spectre en rouge de la figure 3.9 correspond à la méthode **CLEAN** classique et le spectre noir à la méthode **MSCLEAN**. La densité de flux est en moyenne trois fois inférieure avec la première méthode et l'erreur est encore plus grande pour les valeurs extrêmes de la vitesse notamment autour de

-200 km s^{-1} . Si l'on somme tous les canaux de vitesses de ces spectres intégrés, le flux total avec la méthode classique est seulement 25% de celui obtenu par la méthode multi-échelles.

Notons enfin que le bol négatif étendu restant dans les résidus de la méthode CLEAN pourrait être déconvolué en changeant le critère d'arrêt de la déconvolution (cad en diminuant le seuil au niveau du bruit). Cependant, cela demande un nombre extrêmement grand de composantes cleans, ce qui ralentit considérablement l'obtention du résultat final. Au contraire, MSCLEAN permet de réduire le nombre de composantes nécessaire pour déconvoluer l'émission étendue, et donc de raccourcir le temps de calcul qui serait nécessaire à la méthode CLEAN classique pour déconvoluer l'émission étendue. Dans notre cas, la méthode MSCLEAN a été retenue puisqu'elle a permis de déconvoluer, dans un temps raisonnable, l'émission étendue.

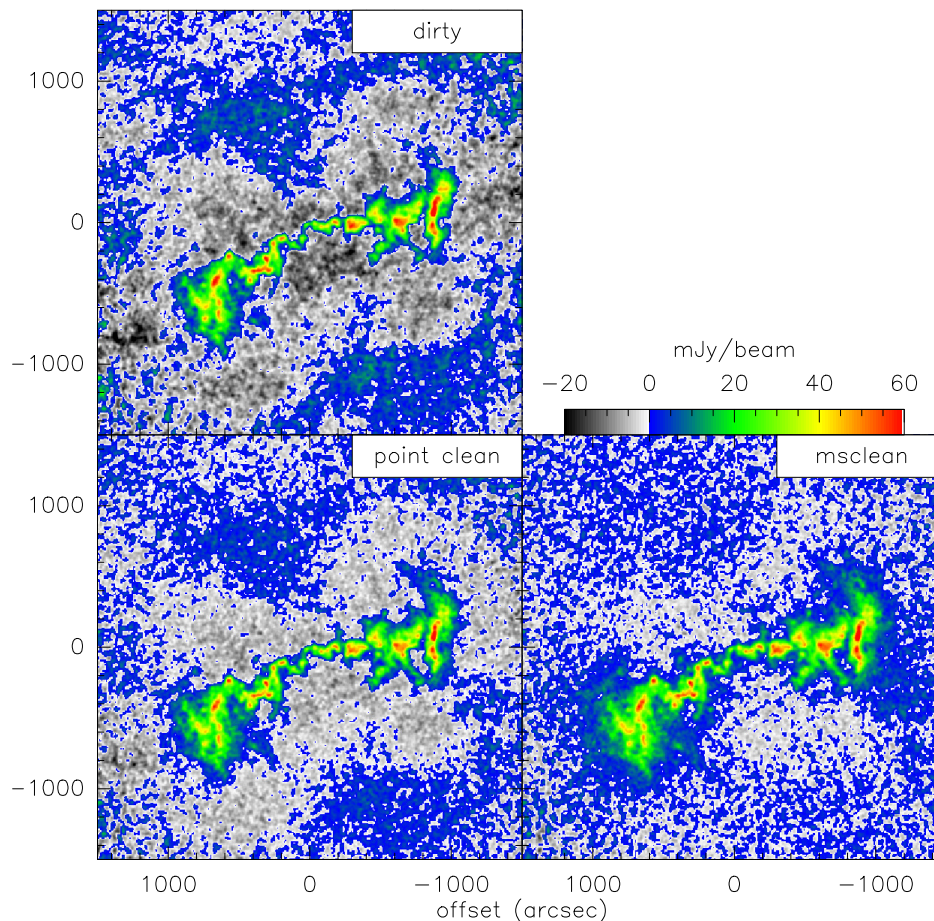


FIGURE 3.6: *En haut* : Image mesurée avant déconvolution, image après déconvolution par la méthode CLEAN classique (*en bas à gauche*) et par CLEAN multi-échelles (*en bas à droite*)

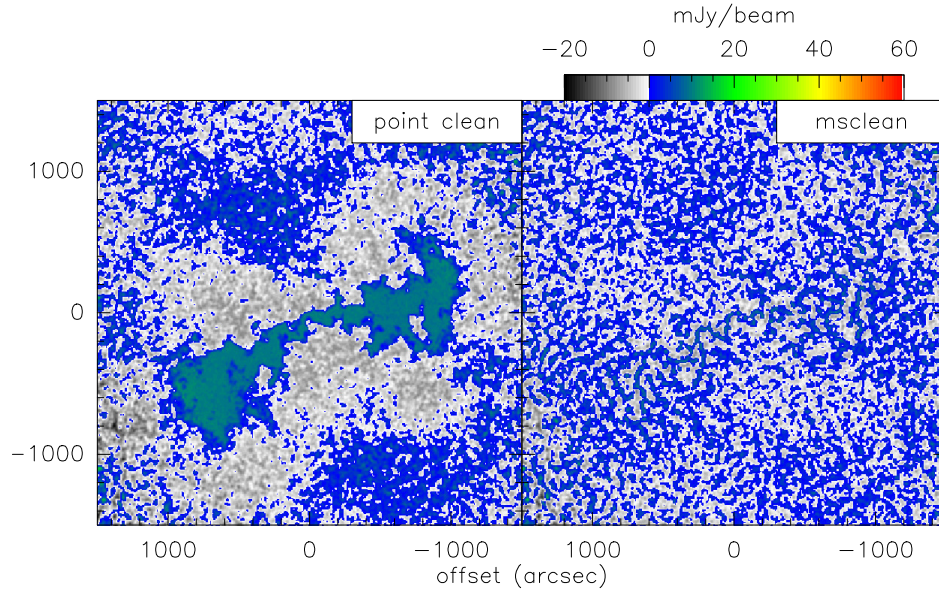


FIGURE 3.7: Cartes des résidus après déconvolution par la méthode CLEAN classique (à gauche) et par CLEAN multi-échelles (à droite).

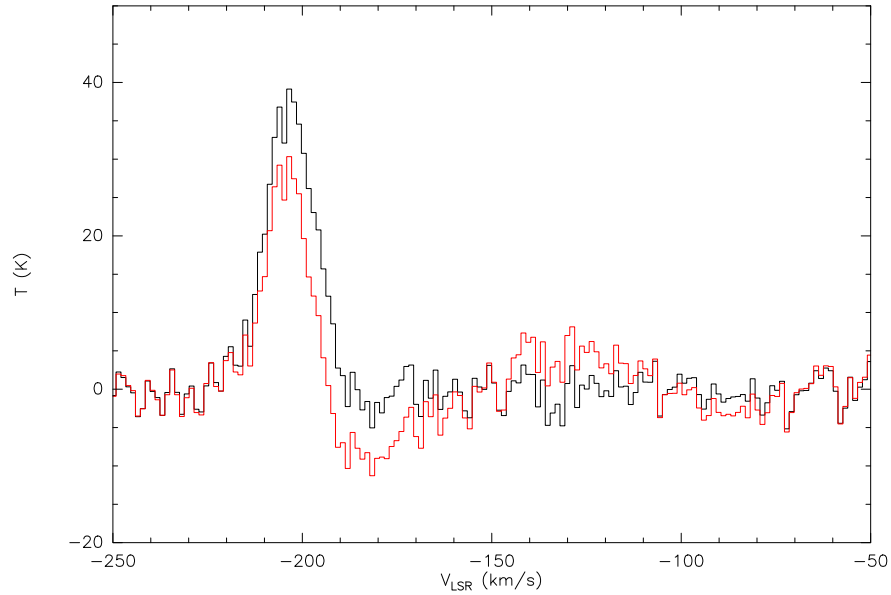


FIGURE 3.8: Comparaison de spectres obtenus par les deux méthodes de déconvolution. En rouge la méthode CLEAN classique, en noir la méthode multi-échelles MSCLEAN.

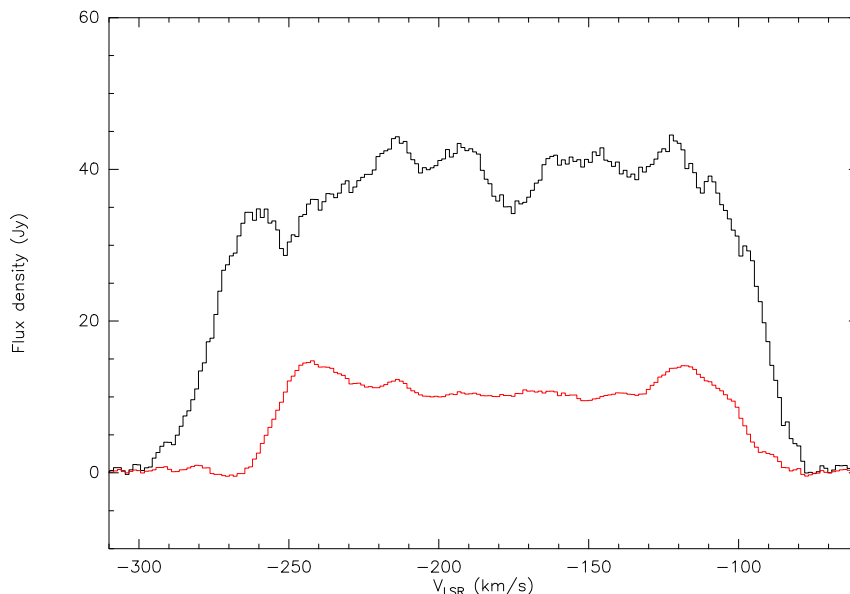


FIGURE 3.9: Comparaison des spectres intégrés obtenus par les deux méthodes de déconvolution. En rouge, la méthode **CLEAN** classique, en noir, la méthode multi-échelles **MSCLEAN**.

3.4 Résultats

3.4.1 Cubes de données

Une série de cubes de données de résolutions différentes a été obtenue en dégradant la résolution maximale de $5''$ théoriquement possible en utilisant la configuration B du VLA à 21 cm et en filtrant dans l'espace de Fourier les visibilités par des fonctions gaussiennes dont les largeurs à mi-hauteur sont de 9 m, 14 m et 22 m afin d'obtenir des résolutions de $12''$, $17''$ et $25''$. L'utilisation d'un filtrage dans l'espace de Fourier plutôt qu'un lissage gaussien direct du cube à $5''$ permet de profiter d'un meilleur rapport signal à bruit pour l'étape de déconvolution. Tous les cubes ont une largeur de canal de $1,28 \text{ km s}^{-1}$ correspondant aux observations réalisées avec les configurations B et C. Le tableau 3.1 synthétise les propriétés des différents cubes de données. La conversion entre la densité de flux par lobe et la température de brillance a été obtenue grâce à la formule

$$\frac{S/\Omega}{\text{Jy/beam}} = \frac{2kT}{\lambda^2 \text{ K}} \quad (3.10)$$

où Ω est l'aire du lobe synthétisé, S la densité de flux en Jy, k la constante de Boltzman, λ la longueur d'onde observée et T la température de brillance. Le cube à $5''$, avec une sensibilité en température de brillance moins bonne, n'apporte pas de gain significatif pour la comparaison avec les observations du gaz moléculaire à $12''$. Par la suite nous nous intéresserons en particulier au cube de $12''$ dont la résolution est adaptée à celle des observations du monoxyde de carbone présentées au chapitre 2. La figure 3.10 présente l'émission correspondant au canal de vitesse $-126,2 \text{ km s}^{-1}$ pour les quatre cubes de résolution croissante. Cette carte confirme la sensibilité insuffisante du cube à $5''$ de résolution, les régions dont l'émission est faible ($\leq 10 \text{ K}$ dans la carte à $25''$) sont dominées par le bruit dans la carte à $5''$.

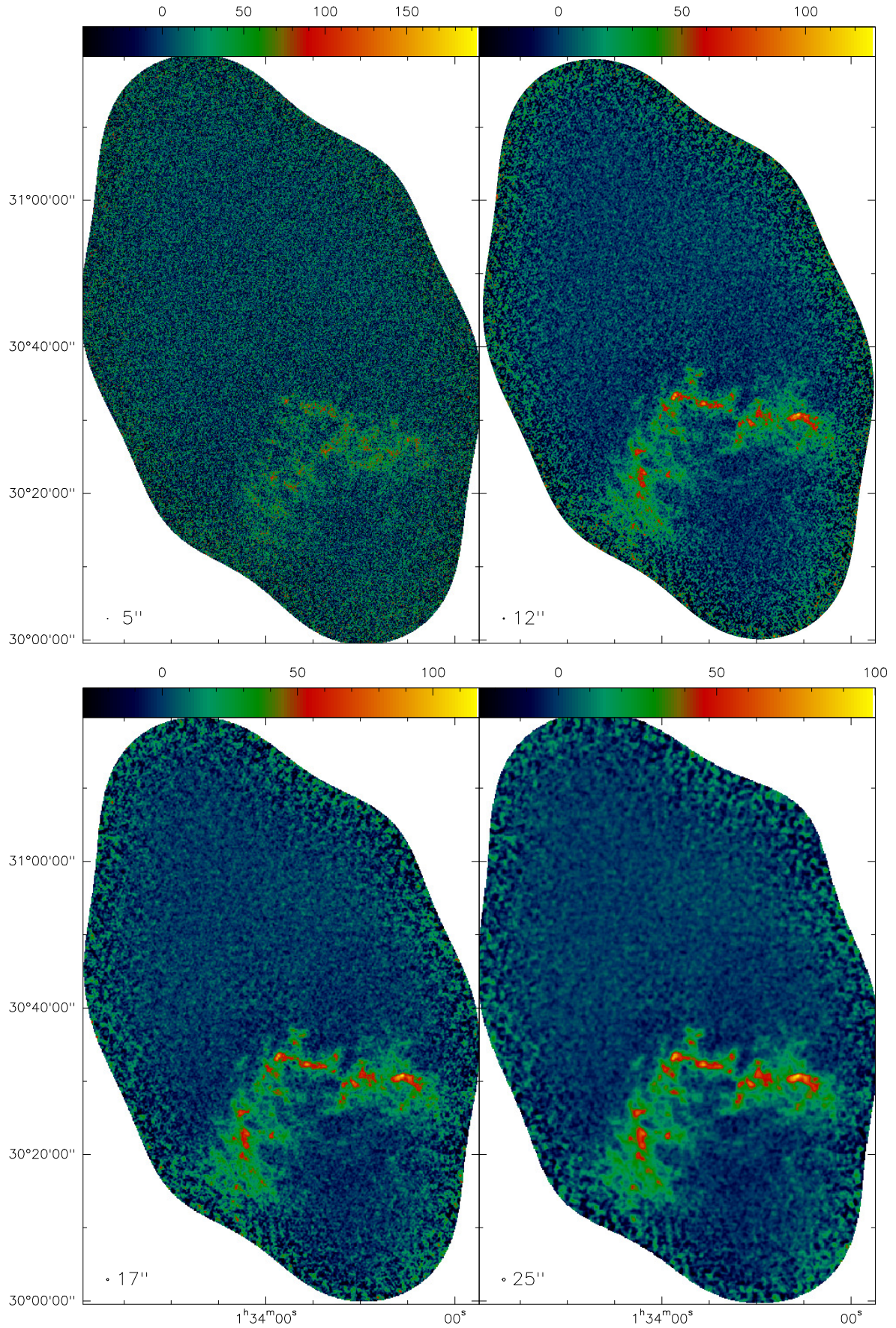


FIGURE 3.10: Cartes de température de brillance en Kelvins du HI pour des résolutions 5, 12, 17, 25'' du canal de vitesse LSR $-126,2 \text{ km s}^{-1}$. Le maximum de chacune des gammes de couleurs correspond au maximum de la carte. La couleur de la valeur nulle est identique pour les quatre cartes.

TABLE 3.1: Propriétés des cubes de données de la raie HI 21cm dans M33.

Lobe (" × ")	PA (°)	Taille du cube (RA DEC V) pixel	Taille d'un pixel "	σ_S (mJy/beam)	σ_T (K)
5.5×5.2	-95.1	$2193 \times 3236 \times 214$	1.5	1.1	24
12.0×11.6	-31.8	$811 \times 1201 \times 214$	4	2.0	9
17.2×17.1	-45.8	$768 \times 1152 \times 214$	4.5	2.5	5.4
25.9×24.2	-74.8	$435 \times 612 \times 214$	8	2.8	2.75

Le bruit rms, en mJy/beam et en température de brillance, a été calculé sur une ellipse de rayon galactocentrique 8,5 kpc après correction du lobe primaire.

3.4.2 Moments des cubes de données

De la même façon que pour le monoxyde de carbone (cf section 2.4), on construit, à partir du cube de données, des cartes des moments de l'émission de l'hydrogène atomique dans M33.

3.4.2.1 Carte d'intensité intégrée

Dans le cas des observations de l'hydrogène atomique on ne peut pas connaître a priori de façon indépendante les canaux de vitesse où de l'émission HI sera présente. Cependant, de nombreuses études ont proposé d'utiliser une version du cube de moins bonne résolution, avec un rapport signal à bruit plus élevé, et de ne prendre en compte dans la somme que les canaux dont l'émission dans le cube lissé est supérieure à un seuil. La figure 3.11 présente le résultat de cette somme sélective dans le cas du cube à 17" qui a été masqué par le cube à 25" et avec un seuil de 2,75 K correspondant au niveau du bruit à 1σ dans le cube à 25".

3.4.2.2 Champ de vitesse

Le premier moment de la distribution correspond à la moyenne pondérée par l'intensité de la vitesse systémique de l'émission et s'exprime de la manière suivante :

$$I_1 = \frac{\sum_{i=1}^N v_i T_i}{\sum_{i=1}^N T_i} \quad (3.11)$$

En augmentant l'ordre du moment calculé, le résultat devient de plus en plus sensible au bruit pris en compte dans la somme. La carte du champ de vitesse présentée dans la figure 3.12 à été obtenue en utilisant le même cube à 25" pour masquer l'émission du cube à 17" mais en utilisant un seuil de 10 K, presque quatre fois celui utilisé pour le moment d'ordre zéro. Le champ de vitesse obtenu est caractéristique d'un disque en rotation avec des lignes d'isovitesse formant une structure en araignée.

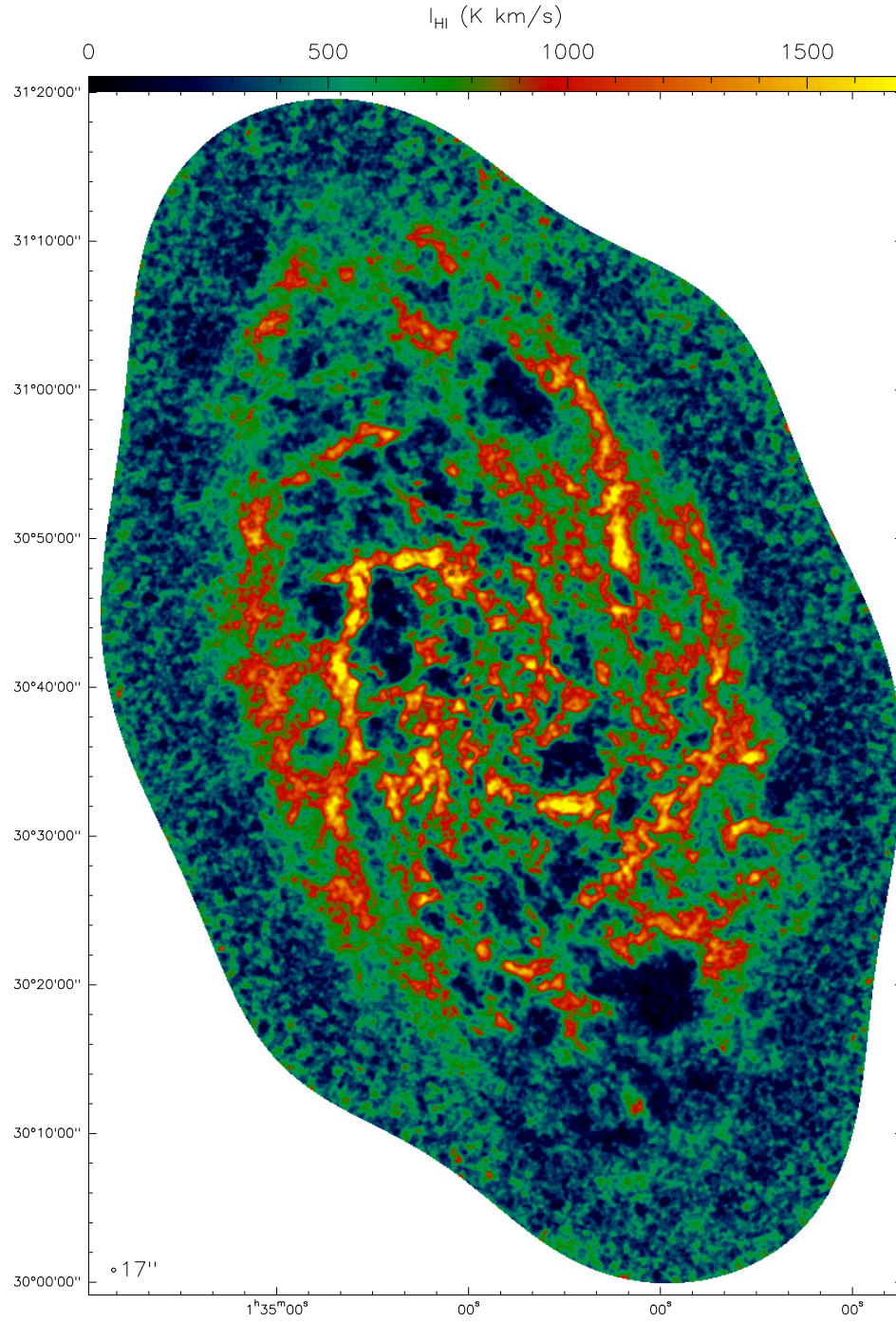


FIGURE 3.11: Carte d'intensité intégrée du HI dans M33 à 17" obtenue en utilisant un masquage par le cube 25" avec un seuil de 2,75 K

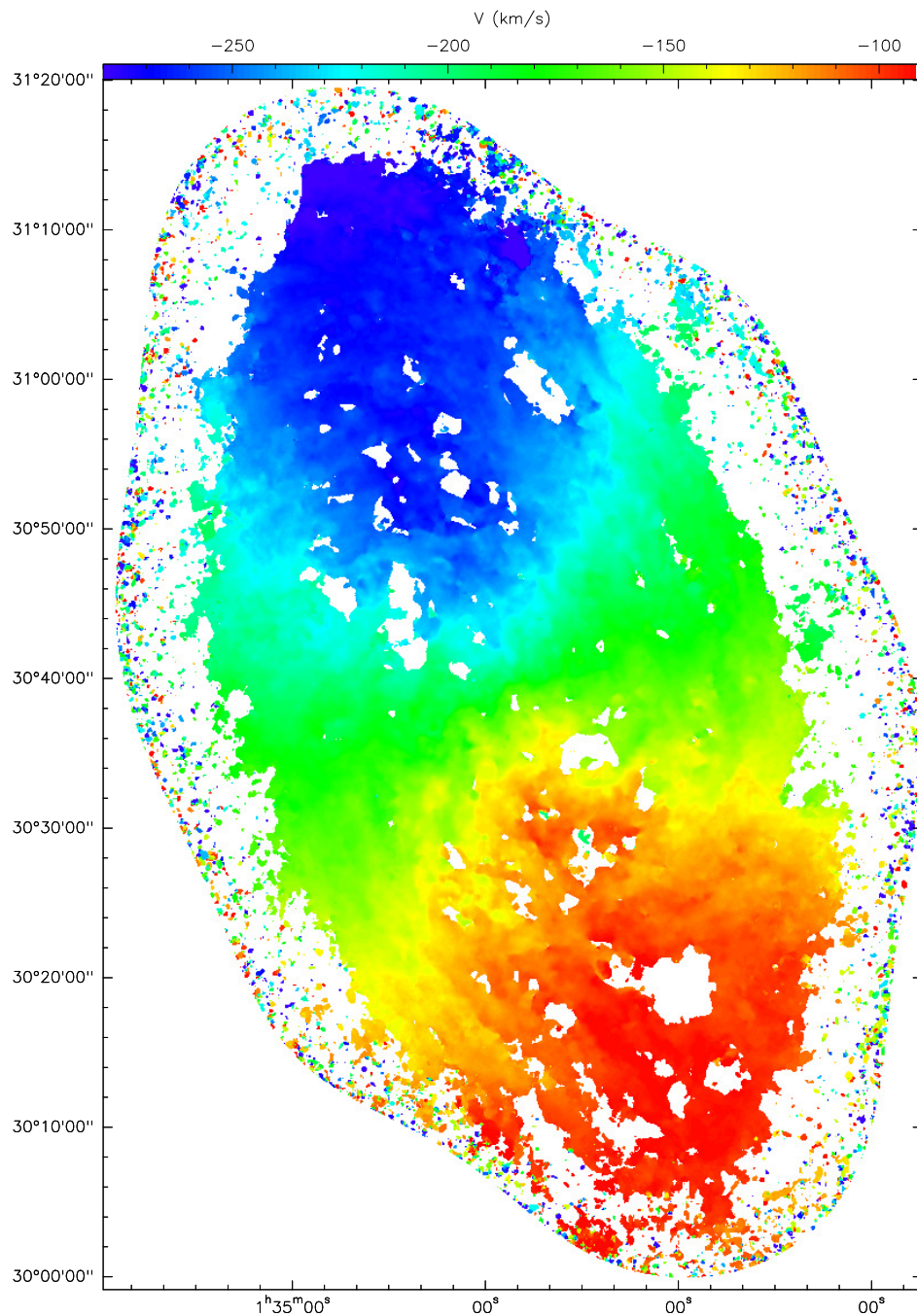


FIGURE 3.12: Carte du champ de vitesse du HI dans M33 à $17''$ obtenue en utilisant un masquage par le cube $25''$ avec un seuil de 10 K

Chapitre 4

Propriétés à grande échelle du milieu interstellaire de M33

Après l’obtention des cubes de données de l’hydrogène atomique et du monoxyde de carbone, traceur du gaz moléculaire, nous traitons dans un premier temps du milieu interstellaire de M33 à grande échelle. Nous étudierons pour cela tout d’abord les luminosités et les masses totales du gaz moléculaire et du gaz atomique.

4.1 Luminosités et masses totales

4.1.1 Gaz moléculaire

La luminosité totale mesurée dans la région cartographiée dans la transition (2–1) du monoxyde de carbone dans M33 est de $1,7 \pm 0,1 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. Notre carte CO couvre 28 % de la surface de la galaxie mesurée jusqu’à 8,5 kpc (le disque formant les étoiles), en revanche cette région contribue à $61 \pm 2 \%$ de la luminosité en infrarouge lointain (cf détails à la section 4.2.1) car la couverture dans les régions centrales, plus brillante en infrarouge, est plus complète qu’à l’extérieur. Par extrapolation, on déduit une luminosité totale du disque de M33 en CO(2–1) de $2,8 \pm 0,3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$.

Pour déterminer la masse de gaz moléculaire à partir de l’observation du monoxyde de carbone, on utilise l’hypothèse courante d’un facteur de conversion constant $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ entre l’intensité intégrée I_{CO} du monoxyde de carbone et la densité de colonne de H_2 . La métallicité de M33 mesurée par l’abondance de l’oxygène est égale à la moitié de celle du soleil et le gradient radial d’abondance de l’oxygène est faible : $12 + \log(O/H) = 8.4 - 0.03R_{\text{kpc}}$. En supposant une relation inversement proportionnelle entre le facteur de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ et la métallicité (Wilson 1995), on obtient un facteur de conversion pour M33 égal à deux fois la valeur $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ couramment admise pour l’anneau moléculaire de notre Galaxie (Dickman et al. 1986) soit $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$.

Ce facteur de conversion Galactique est mesuré pour la transition (1–0) du monoxyde de carbone, il convient de déterminer un facteur de conversion adapté à nos observations de la transition (2–1). En utilisant les observations CO(1–0) de Rosolowsky et al. (2007) et nos propres observations, nous calculons un rapport $I_{\text{CO}(2-1)}/I_{\text{CO}(1-0)}$ de 0,8 pour le

kiloparsec central de M33. Du fait de la décroissance de la température d'excitation avec le rayon, on peut attendre une valeur plus faible de ce rapport pour les régions extérieures de la galaxie comme l'ont trouvé par exemple Sawada et al. (2001) pour la Voie Lactée et Braine et al. (1997) pour NGC4414. En considérant un gradient linéaire du rapport de raie entre 0 et 8,5 kpc et en prenant en compte la décroissance exponentielle de l'émission de CO(2-1) avec le rayon (cf section 4.2.1), on calcule un rapport $I_{\text{CO}(2-1)}/I_{\text{CO}(1-0)}$ moyen de 0,73 pour l'ensemble de la galaxie. La masse de gaz moléculaire en fonction de la luminosité dans le cas de M33 est alors donnée par la formule :

$$M_{\text{H}_2}(M_{\odot}) = 1,37 (3,0856 \cdot 10^{18})^2 \times N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)} \frac{I_{\text{CO}(1-0)}}{I_{\text{CO}(2-1)}} \frac{2M_{\text{proton}}}{M_{\odot}} L_{\text{CO}(2-1)} \quad (4.1)$$

$$= 12 \times L_{\text{CO}(2-1)} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2) \quad (4.2)$$

où 1,37 est le facteur multiplicatif qui permet d'inclure la masse d'hélium associée au H_2 , le facteur $3,0856 \cdot 10^{18}$ correspond au nombre de centimètres dans un parsec et M_{proton} et $M_{\odot}$ sont les masses respectives d'un proton et du soleil. Avec cette formule, on trouve une masse totale de gaz moléculaire de M33 de $3,3 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

4.1.2 Gaz atomique

La densité de flux HI intégrée sur l'axe des vitesses, pour une région de rayons galactocentriques inférieurs à 8,5 kpc est de $8,3 \cdot 10^3 \text{ Jy km s}^{-1}$. On calcule la masse de gaz atomique en utilisant la formule (Rohlfs & Wilson 1996) :

$$M_{\text{HI}} = 2,36 \cdot 10^5 D^2 \int S_v dv \quad (4.3)$$

où D est la distance de la source en megaparsec et S_v le flux en Jansky. Les vitesses sont mesurées en km s^{-1} . Pour M33 on obtient donc une masse de $1,4 \cdot 10^9 M_{\odot}$ pour le disque stellaire. Comme pour le H_2 , il faut multiplier par 1,37 pour inclure également l'hélium associé au milieu HI.

4.1.3 Discussion

La première colonne du tableau 4.1 permet de comparer ces résultats avec les études précédentes des gaz moléculaire et atomique de M33. La valeur de la masse de gaz atomique est en accord avec les précédentes études de l'ensemble de la galaxie avec des antennes simples (Corbelli 2003; Heyer et al. 2004; Rosolowsky et al. 2007) mais la cartographie interférométrique grand champ sans ajout des espacements courts (Engargiola et al. 2003) obtient une masse près de quatre fois plus faible. C'est une indication de la proportion de la masse atomique qui est contenue dans des structures dont la taille caractéristique est supérieure à $\simeq 40''$ soit $\simeq 140 \text{ pc}$.

La masse de gaz atomique correspond à 90% de la masse trouvée par Putman et al. (2009) dans la dernière étude publiée, de M33 avec le télescope de 305 m d'Arecibo (3,5' de résolution). Cela confirme que la combinaison de l'observation par mosaïque

TABLE 4.1: Comparaison des résultats avec les études précédentes de M33.

CO	Masse de gaz moléculaire ^b ($M_{\odot}$)	SFR ^g ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	Temps de déplétion ^k (10^8 yr)	Temps de déplétion ^l (10^8 yr)
Cette étude	1.9×10^8 (3.3×10^8) ^c	0.27 ^h	7	7
Gardan et al. (2007)	3.2×10^7 ^d	0.05–0.13 ⁱ	2–6	1–3
Rosolowsky et al. (2007)	3.6×10^8 ^d	0.45 ^j	8	...
Heyer et al. (2004)	3.5×10^8 ^e	0.45 ^j	8	1–3
Engargiola et al. (2003)	9×10^7 ^d	0.24 ⁱ	4	2
Corbelli (2003) ^a	2.9×10^8 ^f	0.45 ^j	6	...
HI	Masse de gaz atomique ^m			
Cette étude	1.4×10^9			
Putman et al. (2009)	1.5×10^9 ⁿ			
Corbelli & Schneider (1997)	2.6×10^9 ^o			
Deul & van der Hulst (1987)	1.1×10^9			

a. Données CO(1–0) du télescope de 14 m du FCRAO de Heyer et al. (2004).

b. Toutes ces valeurs sont converties pour le facteur $X_{\text{CO}} = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (deux fois Galactique) que nous avons utilisé.

c. La valeur entre parenthèses est l'extrapolation à toute la galaxie donnée pour comparaison avec les autres études. Voir détails section 4.1.1.

d. L'article cité utilise $X_{\text{CO}} = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (Galactique).

e. L'article cité utilise $X_{\text{CO}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$.

f. L'article cité utilise $X_{\text{CO}} = 2,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$.

g. Pour la région cartographiée par chaque étude.

h. Par Verley et al. (2009).

i. Par l'émission H_{α} et une calibration de Kennicutt (1998).

j. Nous donnons la valeur de Engargiola et al. (2003) car les régions cartographiées en CO sont identiques.

k. Valeur calculée en divisant la première colonne de ce tableau par la deuxième.

l. Valeur tirée des articles cités.

m. Valeurs converties pour la distance $D = 840 \text{ kpc}$ que nous avons utilisée.

n. L'article cité utilise une distance de 730 kpc. À l'intérieur d'un contour de $3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$

o. L'article cité utilise une distance de 690 kpc. Pour l'ensemble de leur carte qui s'étend au delà de 8,5 kpc.

et de la déconvolution multi-échelles décrite dans le chapitre 3 permet de récupérer la quasi totalité de l'émission de l'hydrogène atomique dans M33, même en l'absence d'espacements courts. Ce résultat particulier, qui est dû au fait que dans chaque canal de vitesse, la taille caractéristique de l'émission de M33 est inférieure à l'échelle à partir de laquelle l'émission étendue est filtrée ($\sim 23'$), n'est pas généralisable. L'utilisation de la méthode **MSCLEAN** ne peut remplacer la mesure des espacements courts lorsque ceux-ci sont indispensables.

4.2 Distributions radiales

Les distributions radiales présentées par la suite ont été obtenues en calculant des moyennes azimutales sur des ellipses d'inclinaison $i = 56^\circ$ et angle de position P.A. = $22,5^\circ$ (mesuré vers l'est à partir du nord). On présente des quantités déprojetées de l'inclinaison de M33 sur le ciel, ces moyennes sont calculées sur des intervalles de rayons de 500 pc soit environ $2'$.

La partie basse de la figure 4.1 présente deux fractions cumulatives, de l'aire ($f_{\text{Aire}}(R)$: trait continu) et de la brillance de surface à $70 \mu\text{m}$ ($f_{\text{Brillance de surface}}(R)$: trait tireté). Ces fractions sont calculées en divisant ces grandeurs mesurées dans la région inférieure à un rayon R cartographiée en CO (zone noire de la sous-figure) par celles mesurées à l'intérieur d'une ellipse complète de rayon inférieur à R (somme des zones noire et grise dans la sous figure).

$$f_{\text{Aire}}(R) = \frac{\text{Aire de la zone noire}}{\text{Somme des aires noires et grises}} \quad (4.4)$$

$$f_{\text{Brillance de surface}}(R) = \frac{\text{Brillance de surface de la zone noire}}{\text{Somme des brillances de surface des zones noire et grise}} \quad (4.5)$$

Pour des rayons galactocentriques inférieurs à 2 kpc, la région couverte par les observations CO correspond à 80 % de l'aire et du flux à $70 \mu\text{m}$ accessibles à ce rayon. En revanche la totalité de la région cartographiée en CO, bien que représentant 28 % de la surface accessible jusqu'à 8 kpc, englobe plus de 60 % du flux total de la galaxie à $70 \mu\text{m}$. Ceci s'explique par la rapide décroissance de la brillance de surface en fonction du rayon pour les observations infrarouge (cf section 4.2.1). Les proportions sont similaires à quelques pour-cents près pour les données à 24 et $160 \mu\text{m}$ et la région observée en CO semble représentative de l'ensemble de M33.

4.2.1 Brillance de surface

La partie haute de la figure 4.1 présente l'évolution de la brillance de surface en CO et dans les bandes *Spitzer* à 24, 70 et $160 \mu\text{m}$. Les traits continus correspondent à des moyennes ne prenant en compte que la région cartographiée en CO et les traits tiretés à toute la couronne elliptique pour un rayon donné. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type des valeurs des pixels inclus dans chaque intervalle de rayon.

Pour chaque observation, ces deux courbes sont similaires, ce qui confirme que la région observée en CO est caractéristique de la galaxie dans son ensemble et ceci à

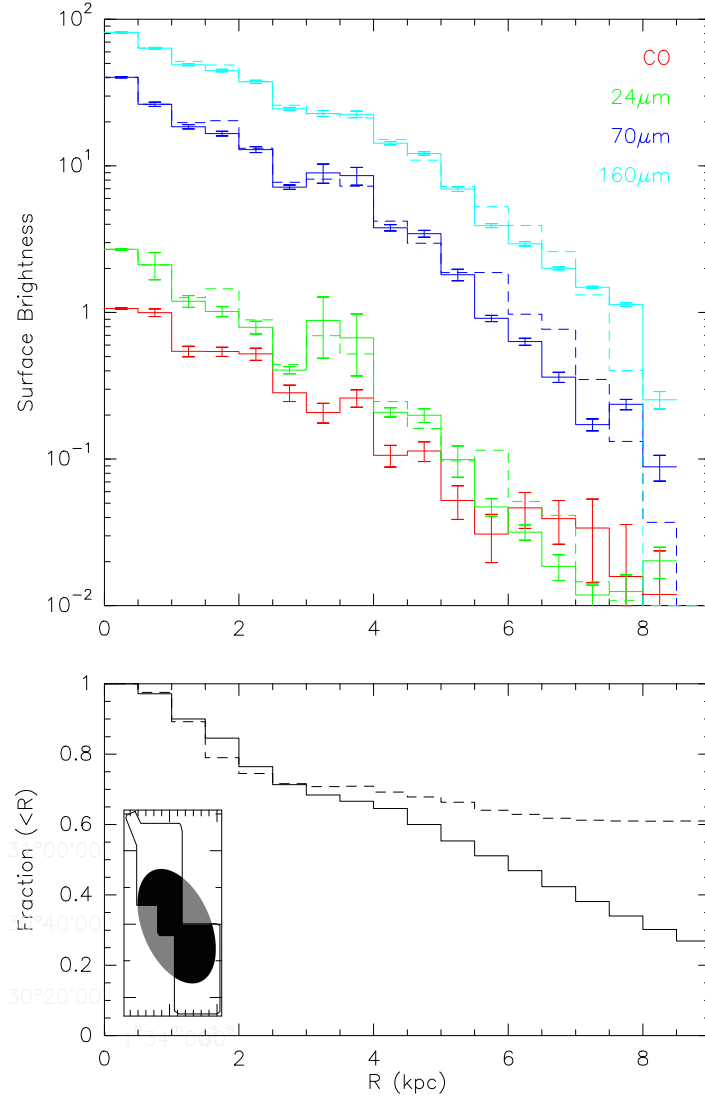


FIGURE 4.1: *En haut* : Distribution radiale de la brillance de surface en CO (K km s^{-1}) et dans trois bandes d'infrarouge lointain à 24, 70 et $160 \mu\text{m}$ (MJy/sr). Traits continus : valeurs pour la région cartographiée en CO, traits tiretés : valeurs pour toute la galaxie. *En bas* : Fraction du flux à $70 \mu\text{m}$ (trait continu) et de l'aire (trait tireté) pour des régions de rayon inférieur à R dans la région cartographiée en CO (zone noire) par rapport à l'ensemble de la galaxie (somme des zones noire et grise)

TABLE 4.2: Rayon caractéristique de décroissance exponentielle L pour les données *Spitzer* et CO. Les gammes de rayons sur lesquels l’ajustement est calculé sont indiquées entre crochets.

	[0.5-3.5] kpc	[3.5-7] kpc	[0.5-7] kpc
24 μ m	1.36 ± 0.05	1.02 ± 0.07	1.40 ± 0.03
70 μ m	1.51 ± 0.07	1.05 ± 0.06	1.48 ± 0.04
160 μ m	2.26 ± 0.12	1.30 ± 0.06	1.83 ± 0.07
CO	2.0 ± 0.2	1.6 ± 0.3	1.9 ± 0.1

tous les rayons. Dans le diagramme linéaire-logarithmique, les courbes peuvent être modélisées par des droites sur certains intervalles de rayons. Pour les quatre jeux de donnée, on ajuste une fonction exponentielle décroissante par une méthode des moindres carrés tenant compte des incertitudes pour chaque rayon,

$$F_\nu(R) \propto e^{-R/L} \quad (4.6)$$

où L est le rayon caractéristique de la fonction.

Les tableaux 4.2 et 4.3 résument les valeurs rayons caractéristiques dans la région observée en CO respectivement pour l’infrarouge lointain et la transition (2–1) du monoxyde de carbone. Les résultats sont en accord avec les valeurs trouvées lors d’études précédentes pour l’ensemble du disque de M33 dans l’infrarouge lointain (Tabatabaei et al. 2007a; Verley et al. 2009). Pour le CO, la valeur obtenue est intermédiaire entre celle mesurée par Engargiola et al. (2003) avec l’interféromètre BIMA avec un filtrage interférométrique important et celle mesurée par Corbelli (2003) avec l’antenne de 14 m du FCRAO. Les incertitudes présentées dans le tableau correspondent à celles calculées par la routine d’ajustement, les régions d’émission forte, comme le centre, sont associées à des incertitudes plus faibles que les régions extérieures et ainsi dominant l’ajustement. Combiné aux valeurs élevées des traceurs autour de 3–4 kpc dues à la présence de la région H II NGC604, cela peut contribuer à expliquer les valeurs systématiquement plus élevées des exposants calculés entre 0 et 4 kpc (première colonne du tableau 4.2) par rapport à ceux calculés entre 4 et 8 kpc (deuxième colonne du même tableau). Ce poids plus important accordé aux régions de faible rayon explique aussi pourquoi les valeurs pour l’ensemble des rayons (troisième colonne du même tableau) sont plus proches des valeurs du disque interne que de celles du disque externe.

4.2.2 Densité de surface de masse

Les densités surfaciques de masse du gaz atomique et du gaz moléculaire sont calculées avec les mêmes hypothèses que celles utilisées pour déterminer les masses pour l’ensemble de la galaxie (cf section 4.1). On conserve un rapport $I_{\text{CO}(2-1)}/I_{\text{CO}(1-0)}$ constant, égal à 0,73, en effet la variation de ce paramètre avec le rayon ne modifierait que marginalement la distribution radiale de la densité surfacique de masse du gaz moléculaire (augmentation d’un facteur 1,5 pour le point le plus externe et diminution d’un facteur 1.1 pour le point central). La partie haute de la figure 4.2 présente les

TABLE 4.3: Comparaison du rayon caractéristique L_{CO} de décroissance exponentielle de l'émission CO avec les études précédentes.

	Gamme de rayon (kpc)	Rayon caractéristique (kpc)
Cette étude	0–7	1.9 ± 0.1
Gardan et al. (2007)	2–6	1.4 ± 0.1
Engargiola et al. (2003)	0–7	1.4 ± 0.1
Corbelli (2003)	0–6	2.5

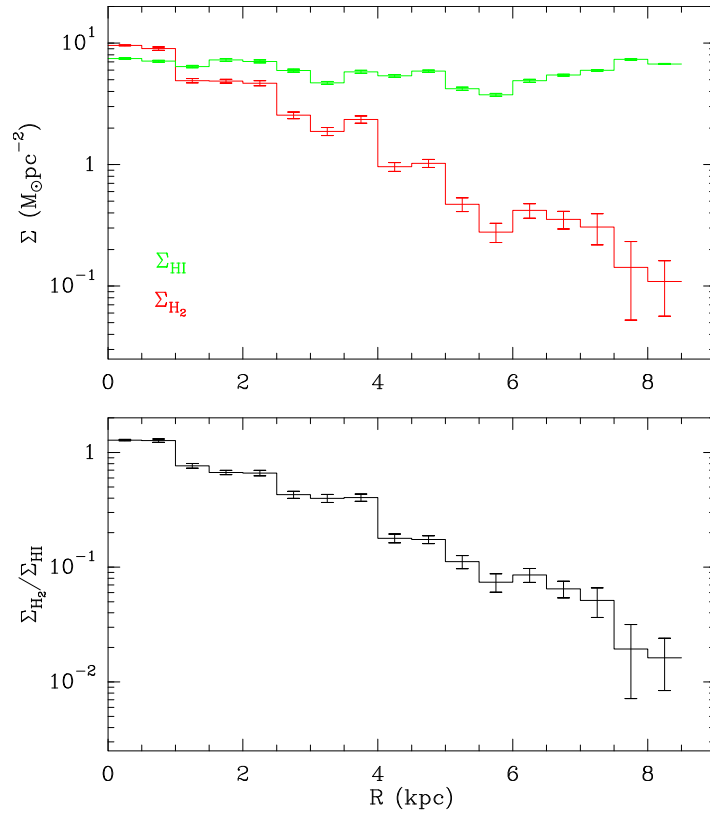


FIGURE 4.2: *En haut* : Distribution radiale des densités surfaciques de masse du gaz atomique (en vert) et moléculaire (en rouge). *En bas* : Distribution radiale de la fraction de masse moléculaire sur la masse atomique.

densités surfaciques de masse du gaz atomique (en vert) et du gaz moléculaire (en rouge). La densité surfacique de masse du gaz atomique est sensiblement constante pour tous les rayons avec une valeur moyenne déprojetée de $6 \pm 2 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^2$. En revanche, la densité surfacique de masse du gaz moléculaire chute de près de deux ordres de grandeur entre le centre et les parties les plus externes du disque de M33. La fraction de la densité surfacique de masse du gaz moléculaire sur celle du gaz atomique est tracée dans la partie basse de la même figure. Du fait de la densité de surface constante du gaz atomique ce rapport baisse également de près d'un facteur cent passant de 1,2 au centre à 0,015 au bord externe du disque.

Contrairement à des galaxies spirales plus grandes comme la Voie Lactée, M33 ne possède pas de région où la phase moléculaire domine fortement le milieu interstellaire, puisque c'est seulement dans le kiloparsec central que la masse du gaz moléculaire est légèrement supérieure à celle du gaz atomique.

4.2.3 Efficacité de formation stellaire

L'efficacité de formation stellaire (Star Formation Efficiency) est habituellement définie comme étant le rapport entre taux de formation d'étoiles (Star Formation Rate SFR) et la masse de gaz moléculaire disponible pour former les étoiles.

$$\text{SFE} = \frac{\text{SFR}}{M_{\text{H}_2}} = \frac{1}{\tau} \quad (4.7)$$

Définie ainsi, l'efficacité de formation stellaire est égale à l'inverse du temps de déplétion du gaz moléculaire τ .

Les estimations du taux de formation d'étoiles dans M33 par diverses observations (Blitz & Rosolowsky 2006; Kennicutt 1998; Hippelein et al. 2003) donnent une valeur comprise entre 0,3 et $0,7 \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Une étude récente de Verley et al. (2009) utilisant des observations $\text{H}\alpha$ et FUV corrigées de l'extinction et des observations dans l'infrarouge lointain donne une valeur de $0,45 \pm 0,1 \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1}$ que nous utiliserons dans la suite.

Nos observations du monoxyde de carbone représentent respectivement 63 % et 61 % de l'émission infrarouge à 24 et $70 \mu\text{m}$. Ainsi, nous multiplions le taux de formation d'étoiles de l'ensemble de M33 par ce facteur pour obtenir un taux de formation d'étoiles de $\simeq 0,27 \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour la région que nous avons observée en CO. La masse de gaz moléculaire dans cette région est de $1,9 \cdot 10^8 \text{ M}_{\odot}$ hélium inclus, on obtient donc une efficacité de formation stellaire de $1,6 \cdot 10^{-9} \text{ an}^{-1}$ soit un temps de déplétion de $7 \cdot 10^8 \text{ an}$. Cette valeur de l'efficacité de formation d'étoiles est trois fois supérieure à celle trouvée pour des grandes galaxies spirales (Kennicutt 1998; Murgia et al. 2002; Leroy et al. 2008). Les études précédentes de M33 utilisent un facteur de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ plus petit et trouvent donc des valeurs du temps de déplétion encore plus petit, soit des efficacités encore plus grandes (cf dernière colonne du tableau 4.1).

On étudie les variations radiales de l'efficacité de formation d'étoiles calculée à partir des brillances de surface en $\text{H}\alpha$, $24 \mu\text{m}$ et $70 \mu\text{m}$, proportionnelles à la densité surfacique de formation d'étoiles, et de la densité surfacique de masse du gaz moléculaire. La figure 4.3 présente la distribution radiale de l'efficacité de formation d'étoiles, en unité arbitraire, pour M33. L'efficacité est presque constante sur l'ensemble des rayons, on

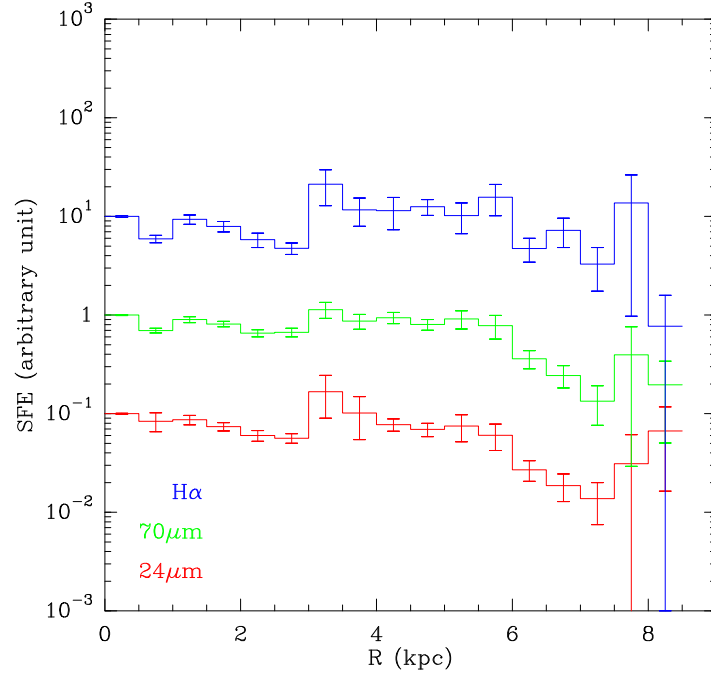


FIGURE 4.3: Distribution radiale de l'efficacité de formation d'étoiles en unités arbitraires. Chaque courbe est décalée verticalement d'une décade.

observe des biais opposés entre l'infrarouge lointain et le $H\alpha$ pour les régions externes : l'émission $H\alpha$ subit de l'extinction quand l'infrarouge lointain est fort et l'infrarouge lointain est faible quand il y a peu de poussières donc que le $H\alpha$ est fort.

Chapitre 5

Identification et mesure des propriétés des nuages moléculaires géants

5.1 Identification des nuages moléculaires

L'étude des cartes de l'intensité intégrée du monoxyde de carbone (voir par exemple la figure 2.12 pour le cas de M33) met en évidence que l'émission du gaz moléculaire est principalement concentrée dans des régions de forte intensité dont la taille est de l'ordre de quelques fois le lobe de l'antenne. Il est intéressant de pouvoir décomposer cette émission sous la forme d'un ensemble d'entités individuelles que nous appellerons nuages de gaz moléculaire.

Dans le cas de M33, on peut estimer rapidement, à partir de la carte d'intensité intégrée, que le nombre de nuages sera supérieur à quelques centaines de nuages. L'identification à l'œil de chacun de ces nuages ne peut pas garantir un critère d'identification à la fois objectif et fiable.

Plusieurs techniques d'identification automatique de nuages dans un jeu de données sont décrites dans la littérature. Une première approche retenue par Stutzki & Guesten (1990) pour leur programme `GAUSSCLUMP` utilise un schéma itératif qui repose sur l'ajustement de fonctions gaussiennes aux données observées. Les étapes suivantes sont répétées jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit atteint.

1. Identification du maximum de l'émission du cube de données.
2. Ajustement à l'aide d'une méthode des moindres carrés d'une fonction gaussienne avec 11 paramètres libres autour de ce maximum d'émission.
3. Soustraction de la fonction ajustée du cube initial.

L'algorithme reprend à l'étape 1 en identifiant le nouveau maximum du cube. Les itérations sont arrêtées lorsque la somme des intensités intégrées des différentes gaussiennes ajustées est égale à l'intensité intégrée de la carte initiale. Cette méthode présente l'avantage d'être robuste vis à vis du bruit mais l'hypothèse que l'émission est modélisable par un ensemble de fonctions gaussiennes est rarement vérifiée dans la pratique.

Une seconde approche est utilisée par l'algorithme `CLUMPFIND` de Williams et al. (1994) qui recherche des régions contiguës du cube sans a priori sur la forme du profil de

l'émission. L'algorithme commence par décomposer le cube de données en un ensemble de cartes de contours à trois dimensions dont les niveaux sont espacés linéairement. En partant du niveau le plus élevé, l'algorithme itère sur les niveaux des contours en associant à chaque fois l'émission à l'intérieur de contours fermés, soit à un nouveau nuage, soit à un nuage déjà existant et identifié précédemment à un niveau de contour supérieur. Cette méthode présente l'avantage de ne pas faire d'hypothèse a priori sur la forme des nuages. Cependant le bruit peut fausser l'identification des nuages dans les jeux de données dont la sensibilité est insuffisante.

Nous avons choisi d'utiliser une méthode qui combine des aspects des deux méthodes précédentes. Cette méthode est basée sur une version modifiée de l'algorithme **CPROPS** de Rosolowsky & Leroy (2006). L'algorithme procède en deux phases : une première d'identification des régions du cube de données définies comme des nuages puis une seconde au cours de laquelle les propriétés physiques de ces nuages sont calculées. Dans les paragraphes suivants je résumerai le fonctionnement du programme **CPROPS** tel qu'il est décrit dans Rosolowsky & Leroy (2006) tout en mettant en lumière les modifications que j'ai été amené à inclure dans le code initial.

5.1.1 Identification des nuages

L'identification se fait en deux étapes, sans a priori sur la forme des nuages. Au cours d'une première étape, le programme va identifier dans le cube de données les régions dont l'émission est suffisamment forte par rapport au bruit. Nous avons vu dans la section 2.2 que le bruit des cartes observées n'est pas parfaitement uniforme. Pour contourner ce problème, l'identification s'effectue sur le cube de rapport signal sur bruit obtenu en divisant le cube de données initial par la carte de bruit estimée à partir de canaux correspondant à des vitesses en dehors de la courbe de rotation de la galaxie. Le procédé de définition de ces zones d'émission est la suivante :

1. Initialement, les régions dont l'émission est supérieure à 3 fois le bruit sont retenues.
2. Ces régions sont étendues de proche en proche aux voxels^a dont l'émission est supérieure à 2 fois le bruit.

Une fois que ces régions d'émission continue ont été identifiées dans le cube, le programme va décomposer cette émission en nuages individuels. La première étape est d'éliminer les régions dont la taille est trop faible (dont l'aire est inférieure à deux fois l'aire du lobe de l'antenne) ou dont le contraste entre la valeur maximale de l'émission et la moyenne du bruit dans la région est insuffisant (inférieur à deux). Une taille ou un contraste insuffisant ne permettent pas de déterminer les propriétés physiques du nuage.

Dans les régions restantes, on recherche les maxima locaux d'émission en identifiant tous les éléments du cube dont la valeur est supérieure à leur voisinage, ce voisinage étant défini comme une boîte dont la dimension spatiale est de 3 lobes $\times$ 3 lobes $\times$ 3 canaux de vitesse. Une fois cette liste obtenue, on souhaite éliminer tous les maxima qui ne correspondent pas à des nuages ou qui ne sont que des sous-structures artificielles d'un nuage créées par le bruit.

a. Les voxels sont des éléments de volume, l'équivalent à trois dimensions des pixels à deux dimensions.

Ainsi, on détermine pour chaque paire de maxima le niveau de contour le plus élevé qui englobe ces deux maxima. Deux critères sont alors étudiés pour décider de l'élimination d'un maximum donné. Si l'aire sous tendue par un maximum, obtenue par la projection sur le plan du ciel de l'émission comprise entre le niveau de contour juste supérieur au contour commun et ce maximum, est inférieure à deux fois l'aire du lobe, le maximum est retiré de la liste des nuages. Si la différence entre les deux maxima est inférieure à deux fois le niveau du bruit, le maximum le plus faible est éliminé. Finalement, à chaque maximum restant à l'issue de cet examen de chaque paire, on associe un nuage unique constitué de l'émission incluse dans le plus grand isocontour ne contenant qu'un seul maximum.

A l'issue de cette étape d'identification des nuages, on obtient un cube d'assignation, de dimension identique au cube de données, qui contient pour chaque voxel soit la valeur nulle dans le cas où ce voxel n'appartient à aucun nuage soit un nombre entier identifiant de manière unique le nuage auquel ce voxel appartient.

5.1.2 Mesure des propriétés des nuages

Nous voulons maintenant déterminer les propriétés physiques des nuages qui ont été identifiés lors de l'étape précédente. Les propriétés qui vont pouvoir être mesurées pour chaque nuage sont : la position dans le cube, la taille, la largeur de raie, la luminosité. On souhaite pouvoir réduire au maximum les incertitudes dues à la non uniformité du bruit pour les différents nuages identifiés. Pour cela, on calcule pour chaque nuage des quantités extrapolées à un niveau de bruit nul, telles qu'elles auraient pu être observées par un instrument dont la sensibilité serait infinie. Chacune de ces grandeurs sera d'abord calculée avec pour unités de taille et de vitesse des nombres de pixels et sera ensuite convertie en unités physiques.

5.1.2.1 Position dans le cube de données

La position dans le cube est calculée en prenant le premier moment de l'émission associée à un nuage selon les trois axes du cube. Si on note $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{v}$ les positions respectivement selon les axes d'ascension droite, de déclinaison et de vitesse (dans les cas que nous avons traités, les axes x et y sont systématiquement alignés sur une grille équatoriale) et T_i la température correspondant au i^{e} voxel appartenant au nuage, on exprime les positions par les formules suivantes :

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i T_i}{\sum_i T_i} \quad (5.1)$$

$$\bar{y} = \frac{\sum_i y_i T_i}{\sum_i T_i} \quad (5.2)$$

$$\bar{v} = \frac{\sum_i v_i T_i}{\sum_i T_i} \quad (5.3)$$

5.1.2.2 Taille des nuages

Il existe plusieurs manières d'assigner une taille à un nuage à partir d'observations. Une première solution, utilisée par exemple par Heyer et al. (2001) et Williams et al. (1994), est de ramener l'aire du nuage sur le ciel à une taille caractéristique, par exemple $L = \sqrt{4A/\pi}$ où L est la taille du nuage, A l'aire mesurée. Le facteur $4/\pi$ étant présent pour que la taille L soit assimilée au diamètre d'un cercle dans le cas hypothétique d'un nuage à symétrie sphérique. Cette solution peut être utilisée quand l'identification se fait sur un premier moment mais elle ne permet pas d'estimer des erreurs statistiques. Une autre solution, retenue par exemple par Solomon et al. (1987) pour l'étude de nuages moléculaires dans la Voie Lactée, est de calculer les deuxièmes moments de l'émission attribuée à un nuage. Le programme **CPROPS** commence par calculer la rotation nécessaire pour aligner les grands et petits axes du nuage sur la grille du cube en calculant les vecteurs propres de la matrice de covariance suivant :

$$\frac{1}{\sum_i T_i} \begin{bmatrix} \sum_i T_i (x_i - \bar{x})^2 & \sum_i T_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \\ \sum_i T_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) & \sum_i T_i (y_i - \bar{y})^2 \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

où $\bar{x}$ et $\bar{y}$ sont les moyennes des positions des nuages selon l'axe d'ascension droite et de déclinaison définis précédemment. Après rotation, le nouvel axe x' se trouve aligné sur le grand axe du nuage et la direction perpendiculaire y' le long de son petit axe. Les seconds moments σ_{maj} et σ_{min} sont alors calculés le long de ces deux nouveaux axes :

$$\sigma_{maj} = \sqrt{\frac{\sum_i T_i (x'_i - \bar{x}')^2}{\sum_i T_i}} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{min} = \sqrt{\frac{\sum_i T_i (y'_i - \bar{y}')^2}{\sum_i T_i}} \quad (5.6)$$

$$(5.7)$$

On définit alors la dispersion de taille σ_r comme la moyenne géométrique des deux moments calculés ci-dessus.

$$\sigma_r = \sqrt{\sigma_{maj}\sigma_{min}} \quad (5.8)$$

On obtient une dispersion dont l'unité est un nombre de pixels que l'on souhaite convertir en une longueur. Solomon et al. (1987) définissent un rayon effectif par la relation

$$\pi R_e^2 = \Delta_x \Delta_y \quad (5.9)$$

où Δ_x et Δ_y sont les tailles des boîtes rectangulaires qui représentent l'extension des nuages.

Afin de convertir une dispersion en un rayon effectif du nuage R_e , on calcule la valeur d'un facteur η qui est défini par la relation :

$$R_e = \eta \sigma_r \quad (5.10)$$

Pour estimer une valeur de η on peut faire l'hypothèse d'une symétrie sphérique et une loi de puissance de la densité de masse en fonction du rayon $\rho \propto r^{-\beta}$ (Solomon et al. 1987; Rosolowsky & Leroy 2006). On a alors,

$$\sigma_r^2 = \frac{\int_0^{R_e} dr \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\pi d\phi x^2 \rho_0 r^{-\beta} r^2 \sin \phi}{\int_0^{R_e} dr \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\pi d\phi \rho_0 r^{-\beta} r^2 \sin \phi} \quad (5.11)$$

$$\sigma_r^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{3-\beta}{5-\beta} \right) R_e^2 \quad (5.12)$$

$$\eta = \sqrt{3 \left(\frac{5-\beta}{3-\beta} \right)} \quad (5.13)$$

Pour un nuage avec $\beta = 1$ on obtient $\eta = \sqrt{6}$. De leur côté, Solomon et al. (1987) déterminent expérimentalement à partir du ^{12}CO dans la Galaxie que la relation entre les bords de la boîte rectangulaire Δ_x et la dispersion σ_x est $\Delta_x = 3,4 \sigma_x$. Avec la définition du rayon effectif (équation 5.9) on obtient une valeur de $\eta = 3.4/\sqrt{\pi}$. Il est cependant probable que ce facteur dépende de la résolution des observations. La valeur $\eta = 3.4/\sqrt{\pi}$ est celle que retiennent Rosolowsky & Leroy (2006) afin de pouvoir comparer directement les résultats avec les travaux précédents, nous ferons de même. Finalement, on obtient la valeur du rayon effectif en parsec grâce à

$$\frac{R_e}{(pc)} = \eta \frac{\pi}{3600 \times 180} \frac{\sigma_r}{(pixel)} \frac{\Delta}{(arcsec)} \frac{D}{(pc)} \quad (5.14)$$

où σ_r est mesuré en nombre de pixels, $\Delta(arcsec)$ est la taille d'un pixel en seconde d'arc^b et $D(pc)$ la distance de la galaxie où se trouve le nuage en parsec.

5.1.2.3 Largeur de raie

Dans l'implémentation initiale de CPROPS l'estimation de la largeur de raie des nuages est basée sur le calcul du second moment de l'émission assignée au nuage le long de l'axe des vitesses. Cependant les profils de raie des nuages sont proches de fonctions gaussiennes et lorsque le rapport signal sur bruit est insuffisant ou bien que l'émission du nuage est composée d'une composante étroite superposée à un piedestal large, l'estimation de la largeur de raie à partir du second moment entraîne une sur-estimation quasi systématique de la largeur de raie. Le nuage N° 2 du catalogue présenté dans la section 7.1 illustre un cas où ce problème se pose. Afin de s'affranchir de ce biais, nous avons calculé en parallèle une largeur de raie pour chacun des nuages en ajustant par une méthode des moindres carrés une fonction gaussienne à 3 paramètres (amplitude, largeur à mi-hauteur, position du maximum) au profil de raie de chaque nuage.

5.1.2.4 Luminosité

La luminosité du nuage est calculée de manière directe en prenant la somme des valeurs des voxels appartenant au nuage et en la multipliant par le volume d'un voxel

b. On suppose des pixels carrés.

dans le cube.

$$\frac{L_{CO}}{(K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2)} = \frac{\Delta_x}{(pc)} \frac{\Delta_y}{(pc)} \frac{\Delta_v}{(\text{km s}^{-1})} \sum_i T_i \quad (5.15)$$

5.1.2.5 Masse virielle

En faisant l'hypothèse que les nuages moléculaires géants sont des structures gravitationnellement liées, il est possible d'utiliser le théorème du Viriel, traduisant l'équipartition de l'énergie, pour relier l'énergie de gravitation à l'énergie thermique du gaz interstellaire. Il est ainsi possible d'estimer la valeur de la masse d'un nuage en fonction de sa taille R_e et de la dispersion de vitesse.

$$M_{Viriel} = 3f_p \frac{R_e \sigma^2}{G} \quad (5.16)$$

où G est la constante de la gravité et f_p un facteur de projection qui dépend des hypothèses faites sur la structure du nuage moléculaire. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de la littérature, notamment avec ceux de Solomon et al. (1987) sur les nuages moléculaires géants de la Voie Lactée, nous utiliserons le même facteur $f_p = 2.9$ qu'eux. La formule de la masse virielle devient alors avec les masses exprimées en masses solaires :

$$M_{Viriel} = 1040 R_e \sigma^2 (M_\odot) \quad (5.17)$$

5.1.3 Extrapolation au niveau de bruit zéro

Toutes les grandeurs déterminées dans les paragraphes précédents le sont en prenant en compte l'émission identifiée lors de la première étape décrite dans la section 5.1.1, cette identification se fait jusqu'à un certain niveau au-dessus du bruit (typiquement 2 fois le niveau de bruit rms). Comme le bruit dans le cube n'est pas uniforme, les propriétés mesurées directement à partir de l'émission identifiée ne sont en théorie pas directement comparables. Dans la pratique, quand le rapport signal à bruit est suffisamment élevé (au delà de $S/N \simeq 10$), les propriétés dérivées dépendent peu de l'émission en-dessous de deux fois le niveau de bruit. Par contre, pour les nuages dont le rapport signal à bruit n'est pas aussi grand, il est nécessaire d'extrapoler les propriétés mesurées à celles que l'on pourrait déterminer en l'absence de bruit. Dans la pratique on applique cette extrapolation à tous les nuages mesurés et les critères de sélection sur la taille et le contraste décrits à la section 5.1.1 assurent que les propriétés sont toujours calculées et que le rapport signal à bruit minimal est voisin de 5.

CPROPS intègre cette extrapolation pour les grandeurs physiques suivantes : la taille, la largeur de raie, la luminosité. La figure 5.1 illustre la méthode utilisée pour obtenir les valeurs extrapolées du second moment selon les axes majeur et mineur du nuage et de la luminosité. Après avoir classé les intensités des pixels du nuage (ainsi que les vitesses correspondantes) selon un ordre décroissant, on ajuste une fonction affine (ou quadratique dans le cas de la luminosité) aux propriétés mesurées sur chaque sous ensemble de pixels. La valeur extrapolée correspond à l'intersection de la courbe d'ajustement et de l'axe des ordonnées.

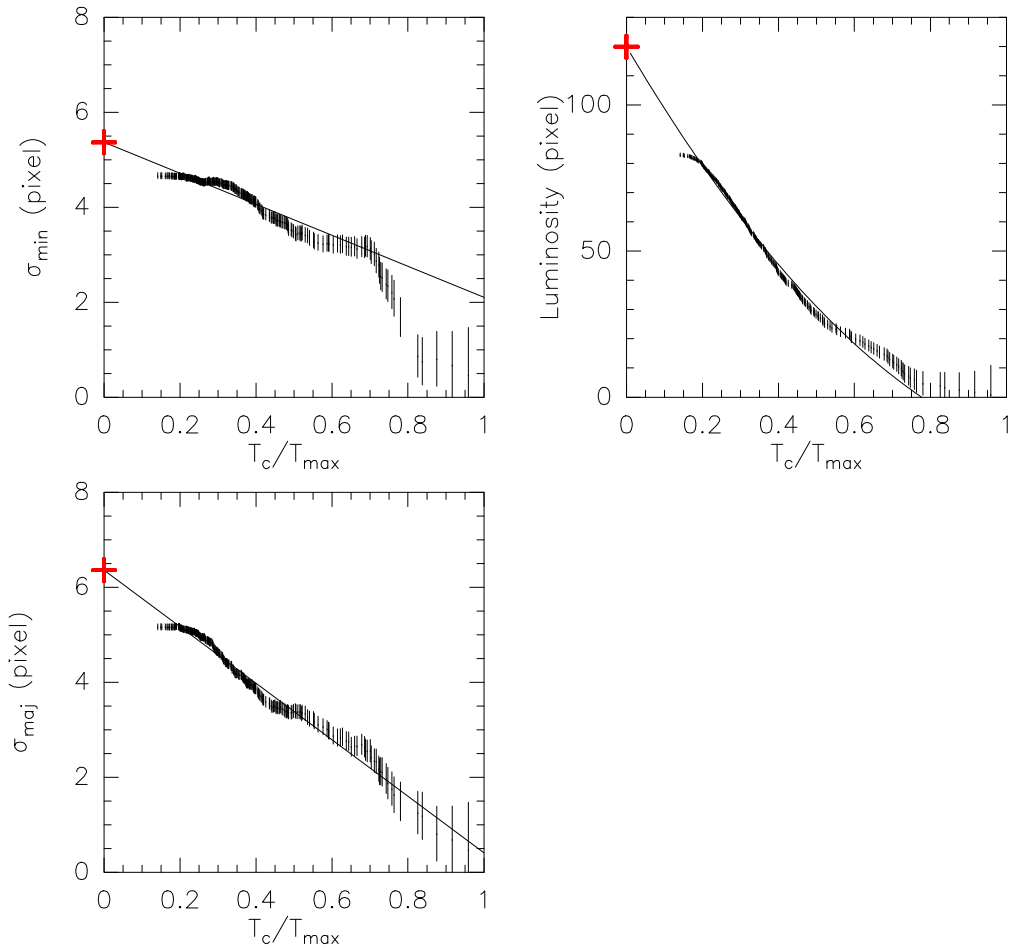


FIGURE 5.1: Illustration de la méthode d'extrapolation des propriétés à un bruit nul. Chaque boîte représente la valeur de la propriété mesurée en fonction du niveau de coupure T_c normalisé par la valeur maximale T_{max} . Le trait continu représente l'ajustement par moindres carrés des propriétés par une droite (pour la taille selon le grand et le petit axe) ou une parabole (pour la luminosité). La pondération pour l'ajustement est proportionnelle au nombre de pixels considérés pour le calcul de la propriété. La valeur extrapolée, marquée d'une croix rouge, correspond à l'intersection de la courbe d'ajustement et de l'axe des ordonnées.

5.1.4 Estimation des incertitudes par une méthode d'amorçage (bootstrapping)

Il est difficile d'estimer les incertitudes sur les propriétés calculées en effectuant une propagation des erreurs directement à partir des incertitudes sur les observations. Il existe cependant des méthodes statistiques permettant d'évaluer les erreurs en l'absence d'autre information que les observations elles mêmes. Ces méthodes, regroupées sous la dénomination de *bootstrapping*^c, sont basées sur le rééchantillonnage des valeurs mesurées afin de créer un nombre important d'observations virtuelles à partir d'une unique observation réelle. Il est alors possible de mesurer des grandeurs physiques et leurs incertitudes en étudiant la distribution des valeurs de ces grandeurs calculées à partir de l'ensemble des observations virtuelles.

La méthode de bootstrapping utilisée repose sur la création d'observations virtuelles obtenues en effectuant un tirage non exhaustif (possibilité d'avoir la même valeur plusieurs fois) de N valeurs parmi les N observations (ici les N pixels associés à un nuage). Pour un nuage de N pixels il y a N^N tirages possibles, ce nombre devient rapidement si grand qu'il est impossible dans la pratique de réaliser tous les tirages. On se contente du nombre maximum d'itérations permis dans un temps de calcul raisonnable.

Pour chacun des nuages on procède à 5000 tirages de la façon suivante. On considère l'ensemble des N pixels du cube appartenant au nuage, on choisit ensuite au hasard N de ces pixels, avec la possibilité de choisir plusieurs fois le même pixel. Cet ensemble de N occurrences des pixels du nuage, ainsi que les vitesses associées, forment une observation virtuelle du nuage considéré. Notons que si l'on tire une seule fois chacun des pixels d'origine, on retrouve le nuage de départ.

Pour chaque observation virtuelle, on calcule les propriétés extrapolées au niveau zéro comme à la section précédente ainsi que celles qui en découle. L'incertitude est alors estimée comme étant l'écart type de la distribution des valeurs obtenues à partir des observations virtuelles. La figure 5.2 présente l'histogramme des valeurs du rayon R_e d'un nuage à l'issue de l'opération de bootstrapping avec 5 000 itérations, la valeur retenue est de $R = 70,1 \pm 2,3$ pc.

Dans la version originale de CPROPS, le bootstrapping n'est utilisé que pour estimer les incertitudes, dans le cas de nuages marginalement résolus, le rayon effectif déconvolué peut parfois ne pas être défini. Dans le catalogue de nuage de M33, cela arrive pour près de la moitié des nuages, soit environ 150. L'apport de ce travail par rapport à la version originale de CPROPS consiste à utiliser systématiquement le bootstrapping, non seulement pour estimer les incertitudes des grandeurs, mais également pour l'estimation des valeurs mêmes des propriétés, celles-ci étant définies comme la valeur médiane de l'ensemble des valeurs mesurées pour les observations virtuelles de chaque nuage. De cette façon il est possible, dans le cas de nuages dont la taille est proche de la résolution des observations et dont le rayon effectif n'est pas définie du fait de fluctuations du bruit, de calculer quand même un rayon R_e . En effet, certaines des observations virtuelles ont

c. Le terme vient de l'expression anglaise "*To pull oneself up by the bootstraps*" : Se soulever par ses lacets, qui reflète l'impossibilité apparente d'obtenir des incertitudes à partir des seules mesures.

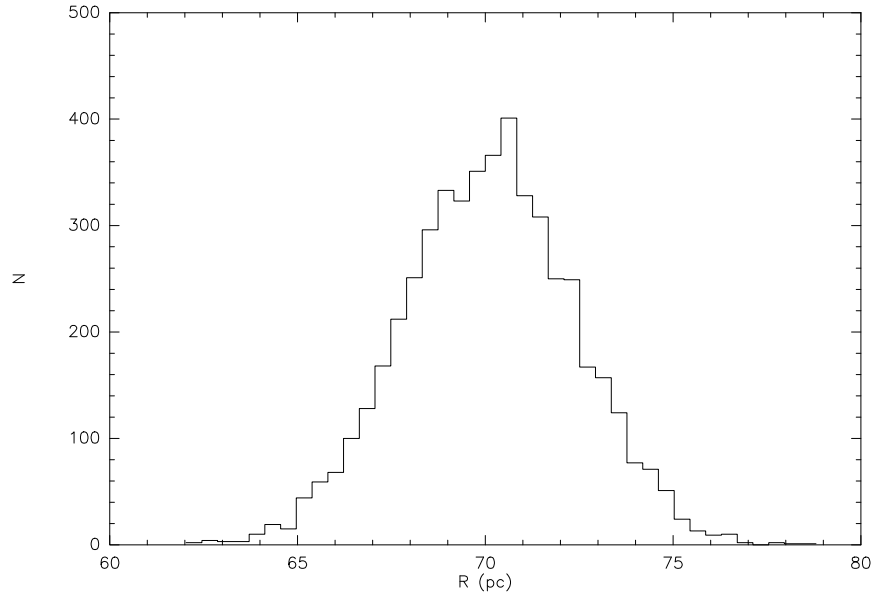


FIGURE 5.2: Distribution des rayons R_e mesurés pour chacun des 5000 tirages aléatoires pour un nuage donné. La valeur médiane de la distribution est 70,1 pc et l'écart type $\pm 2,3$ pc. Le nuage observé est constitué de 692 voxels.

un rayon mesurable car elles n'incluent pas cette fluctuation du bruit et en prenant la valeur médiane de celles-ci, on obtient une valeur du rayon. Bien entendu, dans ces cas l'incertitude sur la mesure est particulièrement grande mais la méthode de bootstrapping permet de l'estimer de façon cohérente pour l'ensemble des nuages. Grâce à cette modification de **CPROPS** on a pu réduire le nombre de nuages dont le rayon effectif déconvolué n'était pas défini à moins de 30, soit une amélioration d'un facteur 5.

Chapitre 6

Étude du milieu interstellaire de NGC6822

6.1 Introduction

L'interprétation des résultats des observations du monoxyde de carbone dans la galaxie NGC6822 (section 2.5.1) est présentée dans l'article Gratier et al. (2010a) placé à la fin de ce chapitre. L'étude du milieu interstellaire de NGC6822 a été effectuée en amont des publications sur la galaxie M33 et a permis de tester des méthodes, notamment pour l'identification automatique des nuages moléculaires géants et la mesure de leurs propriétés physiques qui sont présentées en détail au chapitre 5. Nous avons ainsi comparé la méthode automatique par CPROPS et une identification à l'œil des nuages dans le cube de données. Ceci a été possible, car le nombre de nuage identifiés dans NGC6822 reste faible (moins de 15 nuages). Cette comparaison a permis de valider l'approche automatique CPROPS pour l'identification de nuages et après avoir apporté au code CPROPS les améliorations présentées au chapitre précédent nous avons pu appliquer cette méthode pour M33 où plus de 300 nuages ont été identifiés, les résultats pour M33 seront présentés dans le chapitre suivant.

Cet article présente également deux méthodes pour mesurer les facteurs de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ basées sur les mesures indépendantes, d'une part, de l'intensité intégrée du monoxyde de carbone I_{CO} et, d'autre part, de la densité de colonne de dihydrogène $N(\text{H}_2)$, estimées à partir de l'observation de HAP et des poussières. On calcule dans un premier temps, la densité de colonne totale d'hydrogène $N(\text{H}_{\text{tot}})$, comprenant la phase moléculaire et la phase atomique :

$$N(\text{H}_{\text{tot}}) = 2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}) \quad (6.1)$$

Cette densité de colonne totale d'hydrogène est estimée de deux façons différentes. Dans une première méthode, on la calcule à partir de l'émission des poussières dans l'infrarouge lointain (observations à $160 \mu\text{m}$ du télescope *Spitzer*), d'une carte de température et d'une émissivité des poussières :

$$N(\text{H}_{\text{tot}}) = \frac{S_{160 \mu\text{m}}}{\sigma_{160 \mu\text{m}} B_{160 \mu\text{m}}(T_{\text{poussière}})} \quad (6.2)$$

où $S_{160\mu\text{m}}$ est l'émission de la poussière à $160\mu\text{m}$, $B_{160\mu\text{m}}(T_{\text{poussière}})$ la fonction de Planck à cette longueur d'onde pour une température de la poussière $T_{\text{poussière}}$ et $\sigma_{160\mu\text{m}}$ l'émissivité de la poussière. Dans la deuxième méthode, on utilise l'émission des HAP à $8\mu\text{m}$ pour obtenir la densité de colonne totale d'hydrogène. Draine & Li (2007) trouvent par des calculs théoriques que l'émissivité des HAP par atome d'hydrogène et par unité de rayonnement ultraviolet est constante sur une large gamme de flux UV. En utilisant les données GALEX dans l'ultraviolet lointain (FUV) on peut ainsi déterminer $N(\text{H}_{\text{tot}})$:

$$N(\text{H}_{\text{tot}}) = \left(\frac{N(\text{H I})}{S_{8\mu\text{m}}/FUV} \right)_0 \frac{S_{8\mu\text{m}}}{FUV} \quad (6.3)$$

où le facteur entre parenthèses avec l'indice 0 représente la calibration de l'émissivité des HAP calculée dans des régions où il n'y a pas de gaz moléculaire détecté ni attendu, mais où l'hydrogène atomique est cependant mesurable.

Une fois obtenue la densité de colonne totale d'hydrogène, on soustrait la densité de colonne de l'hydrogène atomique, mesurée par l'émission 21 cm du HI :

$$N(\text{H}_2) = \frac{1}{2}(N(\text{H}_{\text{tot}}) - N(\text{H I})) \quad (6.4)$$

Les observations de la raie (2–1) avec l'instrument HERA du télescope de 30 m de l'IRAM permettent d'obtenir une valeur indépendante de I_{CO} et il est ainsi possible de déterminer le facteur de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$. A partir de ces mesures nous estimons que la valeur du facteur $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ à l'échelle des nuages moléculaires géants est 5–10 fois plus élevée que la valeur Galactique et qu'à l'échelle de la galaxie dans son ensemble cette valeur est encore deux fois plus élevée. Cet effet a été observé dans des environnements de métallicité sous-solaire par e.g. Rubio et al. (1993). Pour des métallicités faibles, le monoxyde de carbone est plus facilement dissocié par le rayonnement UV car moins protégé par l'absorption des poussières et par les autres molécules de CO (self-shielding). La plus forte réduction de l'émission CO de l'ensemble des petits nuages moléculaires, non résolus par nos observations, par rapport aux nuages massifs que nous pouvons observer peut être une explication possible à la valeur plus élevée du facteur de conversion CO–H₂ à grande échelle.

Dans une étude récente de M33, Gardan et al. (2007) trouvent que l'efficacité de formation d'étoiles, définie comme l'inverse du temps de déplétion du gaz moléculaire, est supérieur de près d'un ordre de grandeur à celle des grandes galaxies spirales, les résultats plus récents présentés dans cette thèse ainsi que dans Gratier et al. (2010b) permettent d'estimer une efficacité de formation d'étoiles un facteur 2–4 fois plus élevé que pour des grandes galaxies spirales. Des résultats similaires sont présentés dans Leroy et al. (2006) pour la galaxie du Groupe Local IC10 avec cependant des incertitudes plus grandes quant au facteur de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$. NGC6822 est une étape supplémentaire vers les petites galaxies sous-métalliques puisque sa luminosité est un ordre de grandeur plus petite que M33 et sa métallicité est plus faible que celle de M33. L'efficacité de formation d'étoiles dans NGC6822 est supérieure d'un facteur 5–10 à celle des grandes galaxies spirales, ce qui semble confirmer cette tendance observée dans M33 d'une efficacité de formation d'étoiles plus élevée dans des environnements sous-métalliques.

6.2 Article : The molecular interstellar medium of the Local Group dwarf NGC 6822

(Gratier et al. 2010a)

The molecular interstellar medium of the Local Group dwarf NGC 6822

The molecular ISM of NGC 6822

P. Gratier¹, J. Braine¹, N. J. Rodríguez-Fernández², F. P. Israel³, K. F. Schuster², N. Brouillet¹, and E. Gargan¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux, OASU, CNRS/INSU, 33271 Floirac, France
e-mail: gratier@obs.u-bordeaux1.fr

² IRAM, 300 Rue de la piscine, 38406 St Martin d'Hères, France

³ Sterrewacht Leiden, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

Received 26 January 2009 / Accepted 13 January 2010

ABSTRACT

Do molecular clouds collapse to form stars at the same rate in all environments? In large spiral galaxies, the rate of transformation of H_2 into stars varies little. However, the SFE in distant objects ($z \sim 1$) is much higher than in the large spiral disks that dominate the local universe. Some small Local Group galaxies share at least some of the characteristics of intermediate-redshift objects, such as size or color. Recent work has suggested that the star formation efficiency (SFE, defined as the star formation rate per unit H_2) in local Dwarf galaxies may be as high as in the distant objects. A fundamental difficulty in these studies is the independent measure of the H_2 mass in metal-deficient environments. At 490 kpc, NGC 6822 is an excellent choice for this study; it has been mapped in the CO(2–1) line using the multibeam receiver HERA on the 30 m IRAM telescope, yielding the largest sample of giant molecular clouds (GMCs) in this galaxy. Despite the much lower metallicity, we find no clear difference in the properties of the GMCs in NGC 6822 and those in the Milky Way except lower CO luminosities for a given mass. Several independent methods indicate that the total H_2 mass in NGC 6822 is about $5 \times 10^6 M_\odot$ in the area we mapped and less than $10^7 M_\odot$ in the whole galaxy. This corresponds to a $N(H_2)/I_{CO} \approx 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ over large scales, such as would be observed in distant objects, and half that in individual GMCs. No evidence was found for H_2 without CO emission. Our simulations of the radiative transfer in clouds are entirely compatible with these $N(H_2)/I_{CO}$ values. The SFE implied is a factor 5–10 higher than what is observed in large local universe spirals. The CO observations presented here also provide a high-resolution datacube (1500 a.u. for the assumed 100 pc distance, 0.41 km s^{-1} velocity resolution) of a local molecular cloud along the line of sight.

Key words. galaxies: individual: NGC 6822 – Local Group – galaxies: evolution – galaxies: ISM – ISM: clouds – stars: formation

1. Introduction

In the study of star formation in a cosmological or extragalactic context, rather than the details of the collapse of a cloud core to a star, we are interested in understanding why stars form where they do, whether the efficiency varies, and what factors influence the initial mass function (IMF) of the stars. Over the last decade, it has become very clear that the star formation rate per co-moving volume was much higher in the past, some 10 or 20 times the current rate at a redshift of $z \sim 0.5$ –1 (e.g. Madau et al. 1996; Heavens et al. 2004; Wilkins et al. 2008). In turn, this shows that the transformation rate of gas into stars was considerably (by a factor of a few at least) higher when the universe was roughly half its current age. Galaxies at that time were smaller and of lower metallicity, such that naively at least one would expect that the molecular-to-atomic gas mass ratio would be lower than today (Young & Knezek 1989; Casoli et al. 1998), making the higher efficiency even more surprising. Since stars form from H_2 , and not directly from H (with the possible exception of the so-called Pop. III, or first generation stars), this suggests that either large amounts of molecular hydrogen were available or that for some reason the efficiency of star formation (SFE) was particularly high back then. In fact, the star formation rates (SFRs) proposed are so much higher than the SFR today that both possibilities may be required. Because at least 10% of the

baryons in galaxies today are thought to be in neutral gas (and more than 10% in many cases), an SFR a factor 15–20 higher must result at least partially from a higher SFE. If the SFE is higher, then something about the process of star formation is different and there could be other important differences like a change in IMF. Moderate to high redshift galaxies are typically smaller and more gas-rich than today's spirals and most likely have a slightly subsolar metallicity. They thus resemble today's small spirals such as M 33, or the even smaller NGC 6822, and could be expected to have a low H_2/H mass ratio. If so, this would make the SFE in these objects even more extreme.

The first step is to learn more about the molecular gas content of galaxies with these properties. Significant quantities of molecular gas were detected far out in the outer disks of NGC 4414 and NGC 6946 (Braine & Herpin 2004; Braine et al. 2007). The outskirts of spirals share the subsolar metallicities and low mass surface densities of small and/or medium/high redshift spirals but not the level of star formation. We are fortunate to have a number of small galaxies in the Local Group close enough that individual giant molecular clouds (GMCs) can be resolved and without distance ambiguities. A first step has been taken, showing that molecular gas forms very far out in M 33 despite the low metallicity and very low ambient pressure (Gargan et al. 2007). NGC 6822 is among the nearest galaxies and is a small late-type dwarf spiral at a distance of about 490 kpc (Mateo 1998) and

has a mass and luminosity of roughly 1% of that of our galaxy, thus representing a step down in mass, luminosity and metallicity (roughly $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \sim 8.1$ Lee et al. 2006) with respect to M33, itself a step down in the same quantities from the Milky Way or M31. At 490 kpc, $1''$ corresponds to 2.4 pc, such that Giant Molecular Clouds (GMCs) can be resolved with large single-dish radiotelescopes.

Observations of the universe at redshifts $z \gtrsim 1$ show that today's large spirals were not present or rare at these earlier epochs. Rather, the galaxies were smaller and had higher star formation rates. They probably had somewhat lower metallicities and were bluer. M33 was found to have a high SFE (Gardan et al. 2007), compared to local universe spirals and IC10 appears to show a high SFE as well (Leroy et al. 2006). NGC 6822 is closer and its molecular gas content has not been mapped systematically until now. Giant Molecular Clouds have been resolved and their physical properties studied in Local Group galaxies both with single dish telescopes (M33 by Gardan et al. 2007; SMC by Rubio et al. 1993; LMC by Fukui et al. 2008; SMC and LMC by Israel et al. 2003b) and with interferometers (M33 by Engargiola et al. 2003; IC 10 by Leroy et al. 2006; M31 by Rosolowsky 2007). NGC 6822 has been observed at many wavelengths to study the interstellar medium (ISM), the dynamics, and trace the star formation. Spitzer FIR observations were carried out recently by Cannon et al. (2006). The atomic gas has been mapped (de Blok & Walter 2000, 2003, 2006a,b; Weldrake et al. 2003) and the molecular gas observed at specific positions with the 15 m SEST and JCMT telescope (Israel et al. 1996; Israel 1997a; Israel et al. 2003a). With the OVRO interferometer (Wilson 1994) observed 3 GMCs in NGC 6822 in the Hub V region. Since one of the main questions is whether significant quantities of molecular gas could be present without detectable CO emission, high sensitivity high resolution mapping of large regions allowing the detections of individual possibly optically thick clouds is required. The molecular gas content derived via CO can then be compared with other means of tracing the molecular and atomic gas.

In this article we present the observations and data reduction, mostly of CO (but also ^{13}CO and HCN(1–0) in Hubble V), followed by the production of a catalog of molecular clouds and their properties which we compare with Galactic GMCs. Two methods were used to compile the catalog of cloud sizes, CO intensities, and virial masses: visual inspection of the data cube and the CPROPS algorithm (Rosolowsky & Leroy 2006). A map of the total CO emission is then compared (Sect. 6) with other means of estimating the H_2 column density, leading to a discussion of the SFE in NGC 6822. We then present several models using the CLOUDY (Ferland et al. 1998) code to compare several spectral synthesis models with the observations presented in the preceding sections. Finally, two regions of NGC 6822 are discussed in more detail – Hubble V and X. A local molecular cloud is present along the line of sight to NGC 6822 and has thus been observed serendipitously at high spectral and spatial resolution. These data are presented in the last section.

2. Observations

NGC 6822 was observed during three separate runs at the IRAM 30 m telescope in November 2006, February/March 2007 and August 2008 in mostly good weather. All mapping was done using the HERA array of 9 dual polarization receivers (Schuster et al. 2004) in the CO(2–1) line, whose rest frequency is 230.53799 GHz which gives a nominal resolution of $11.4''$ for this line. The On-The-Fly mode was used to cover a roughly 11×7 arcmin region, scanning along the RA and then Dec

Table 1. Parameters for NGC 6822.

$\alpha_0(\text{J2000})^a$	$19^{\text{h}}44^{\text{m}}57.^{\text{s}}83$
$\delta_0(\text{J2000})^a$	$-14^{\circ}48'11''$
Distance ^b	490 ± 40 kpc
V_{LSR}	-47 km s ⁻¹
Metallicity ^c	$\approx 0.3 Z_{\odot}$
Total optical luminosity ^b	$\sim 9.4 \times 10^7 L_{\odot}$
Total H mass ^d	$1.34 \times 10^8 M_{\odot}$
Dynamical mass ^e	$3.2 \times 10^9 M_{\odot}$

Notes. ^(a) (0, 0) offset of our HERA CO(2–1) map. ^(b) Mateo (1998). ^(c) Skillman et al. (1989); Lee et al. (2006). ^(d) de Blok & Walter (2006b). ^(e) de Blok & Walter (2006b); Weldrake et al. (2003).

directions and observing a reference position offset from our central position by $(100'', 500'')$ before and after each scan. The reference position was chosen to be outside of the 5×10^{20} cm⁻² contour of the H column density map (see Fig. 1).

The VESPA backend was used with a channel spacing of 312 kHz or 0.406 km s⁻¹ covering velocities from $+20$ to -150 km s⁻¹, well beyond the rotation curve of NGC 6822. Local (Galactic) emission was detected around $+5$ km s⁻¹ (see Sect. 10). All data are presented in the main beam temperature scale and we have assumed forward and main beam efficiencies of $\eta_{\text{for}} = 0.90$ and $\eta_{\text{mb}} = 0.52$ for the HERA observations, the sensitivity is then 9.6 Jy/K (Schuster et al. 2004).

Also during the November 2006 run, during poorer weather than for the more demanding HERA observations, the major H region Hubble V was observed in the $^{13}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, HCN(1–0), and $^{12}\text{CO}(1-0)$ lines. Wobbler switching was used with a throw of $60''$ and the 100 kHz and VESPA backends were used, yielding spectral resolutions of respectively 0.27, 0.43, 1.06, and 0.26 km s⁻¹ for the lines above. The forward and main beam efficiencies at these frequencies are assumed to be respectively $\eta_{\text{for}} = 0.95, 0.91, 0.95, 0.95$ and $\eta_{\text{mb}} = 0.75, 0.55, 0.78, 0.74$. The data reduction of the HERA observations is described in the next section. For the Hubble V data, bad channels were eliminated and spectra were averaged, yielding the spectra discussed in Sect. 9.2.

3. Reduction of HERA data

The On-The-Fly mapping technique with a multi-beam array generates a huge amount of spectra, more than a million in the case of NGC 6822. Inspection of individual spectra is thus not possible and the reduction was automated. All data reduction was done within the Gildas¹ CLASS and GREG software packages. After filtering out the spectra taken in very poor conditions ($T_{\text{sys}} > 1500$ K), we treated the main problem which was the slight platforming where the sub-bands of the auto-correlator backend were stitched together. The platforming effect is the result of different non-linearities in the sampling stages of the sub-bands. In case of changing total power levels as compared to the reference position this introduces offsets in the subbands. The steps were very small in our case but sufficient to affect weak lines. For each spectrum, the average value for each subband, outside of the line windows as far as possible, was subtracted from each channel of the sub-band, eliminating the platforming. This process takes out a zero-order baseline.

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

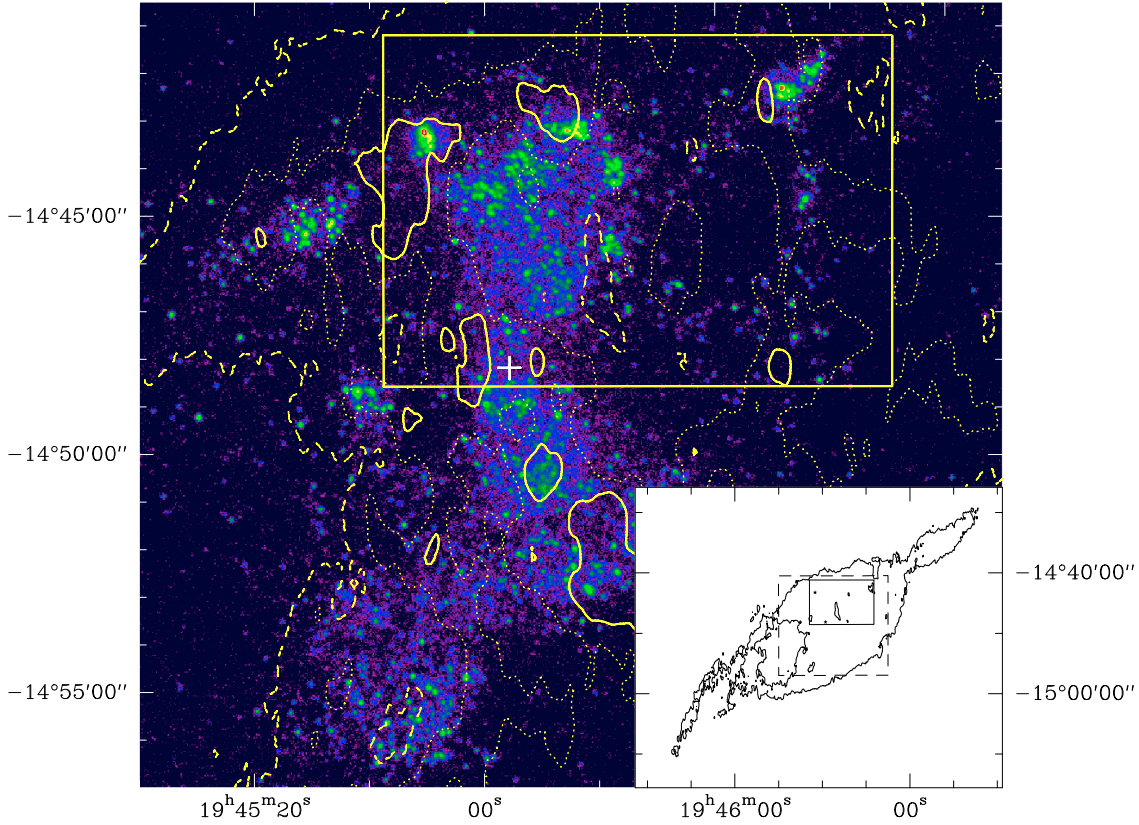


Fig. 1. Main image GALEX FUV filter image of NGC 6822. The yellow box indicates the area observed in CO. The dashed, dotted, and solid yellow contours indicate the H I column density at $12'' \times 42''$ resolution from [de Blok & Walter \(2006b\)](#) at column densities of 0.5 , 1 , and $1.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ respectively. The white cross corresponds to $(0, 0)$ offsets of the HERA CO(2–1) map. Bottom right HI contour at a column density of $0.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. The dashed rectangle corresponds to the GALEX FUV map above, the solid line contour to the area observed in CO.

There is a known baseline ripple with HERA ([Schuster et al. 2004](#)) corresponding to a reflection off the secondary mirror at 6.9 MHz or 9 km s^{-1} . Since the pixels (receivers) are affected at quite different levels and because the width of the ripple is close to that of molecular clouds, we tested each spectrum and when the ripple was strong enough to be identified in the individual (i.e. roughly 1 s integration time) spectra, the corresponding Fourier frequency was replaced by an interpolation based on adjacent frequencies. This fairly standard filtering is often applied “blindly” to all spectra but we only applied it when necessary.

In order to create the datacube, we created a data table with the TABLE command within CLASS90 and then used the XY_MAP task in GREG with parameters such that the final resolution became $15''$, or about 36 pc at the distance of NGC 6822. Data cubes with different resolutions were always generated directly from the original data by convolution with the corresponding kernel size.

4. The individual molecular clouds in NGC 6822

4.1. Identification by visual inspection

The final beam width of the CO observations is about 30 pc and because of the beam dilution we do not expect to see clouds with sizes under 10 pc . We define clouds as structures similar to Galactic Giant Molecular Clouds (GMCs) that appear as gravitationally bound and non transient structures a few ten of parsecs in size. Figure 2 shows the CO(2–1) and H I spectra of the clouds found in the original $15''$ datacube, showing both the CO and H I intensity scales. The spectra are averages over the 50%

brightness contour. It is clear that all strong CO lines are close to the H I peak in velocity. However, cloud 13 is at either the edge of the H I line or possibly part of a second H I feature with a brightness of 25 K . Cloud 14 is also near the edge of the H I line although mostly within the 30 K H I brightness temperature level used to define the CO line window in the next section.

Gaussian fits were made to the individual clouds in order to determine linewidths and central velocities. In several cases, more than one gaussian was required. Since one of the goals is to measure line width and cloud sizes for NGC 6822 clouds and compare to Milky Way clouds, only the stronger (in antenna temperature) and narrower gaussian was used to define the line widths and sizes of the individual clouds. Line areas are computed by summing channels in a velocity range determined manually for each cloud. The line intensities, systemic velocities and widths are averages over the 50% brightness level of each cloud.

Spectra for clouds 4 and 5 show that these clouds are only partially spatially resolved. Contour maps of the integrated intensity for the two components 4 and 5 (Fig. 3) indicate that the emission can be separated into two clouds separated by about 9 arcsec .

Table 2 provides positions, velocities, linewidths, and estimated sizes for each cloud. In some cases, clouds were separated by summing over different velocity ranges, enabling cloud separations smaller than the beamsizes. On the individual maps, corresponding to each cloud, the 50% brightness level was defined for each cloud, allowing the effective radius (see Sect. 4.2.1) of the cloud to be estimated as $R_e = (1.92/2\sqrt{2\ln 2})\sqrt{\text{polygon area}'' - 15''^2}$ and converted to pc .

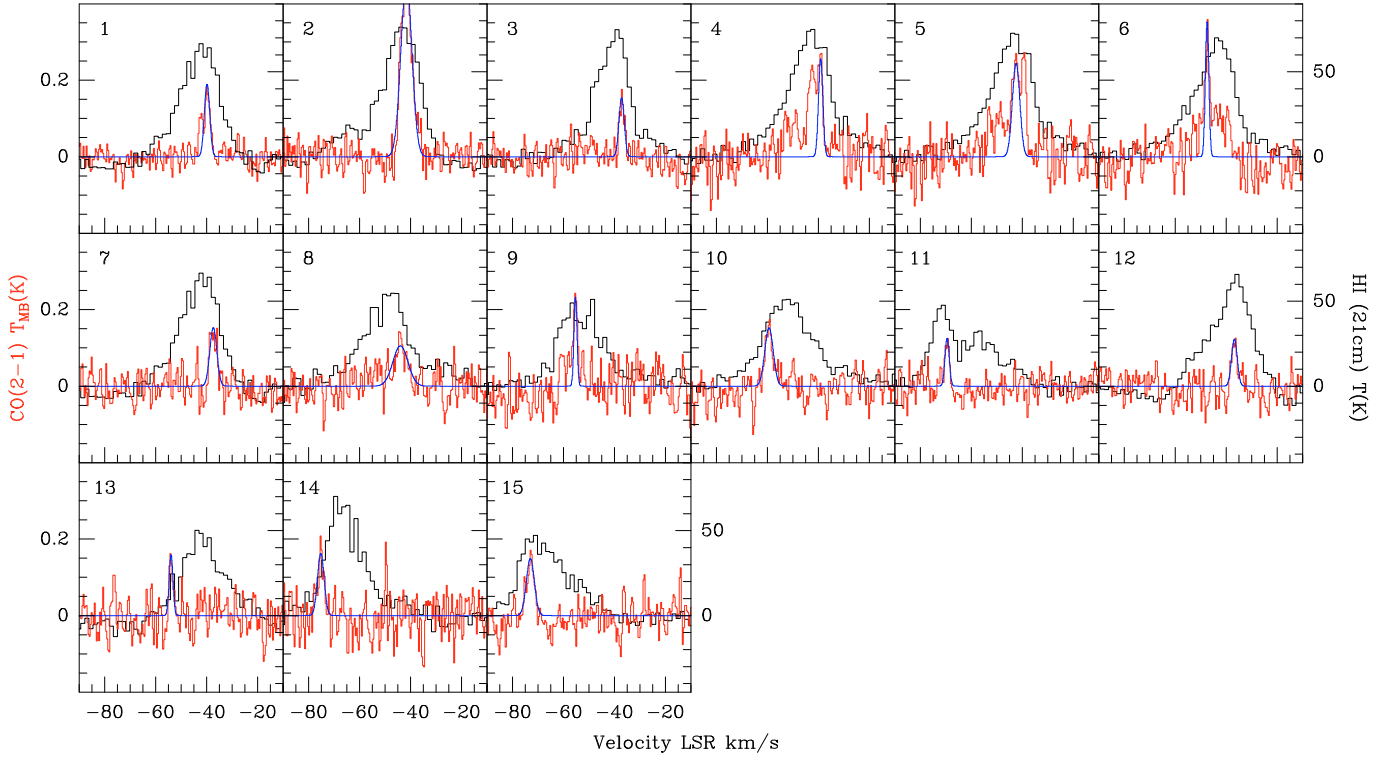


Fig. 2. Spectra of individual clouds, (black) H 21 cm line, (red) CO(2-1) line, (blue) Gaussian line fit to the narrowest component, the physical parameters of these clouds can be found in Table 2.

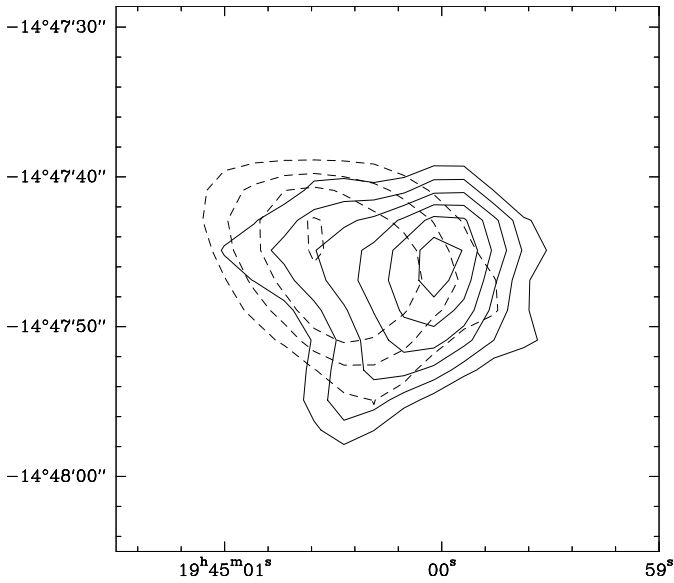


Fig. 3. Contour integrated intensity maps of clouds 4 (solid lines) and 5 (dashed lines) contours every 0.1 K km s^{-1} . The emission peaks are separated by about 9 arcsec showing that there are clearly two separate clouds.

The subtraction of the beam area (15^2) enables a simple deconvolution with the the beamsize assuming in average a gaussian intensity distribution of the cloud emission, the numerical factor converts the *FWHM* to an effective radius. Below about 10 pc, the beam dilution makes the detection of individual clouds difficult.

The CO(2–1) integrated intensities (Col. 7) are obtained by summing channels within $V = V_0 \pm \Delta V$. Virial masses (Col. 8)

are calculated from $M_{\text{vir}} = 1040 R_e (\Delta V / 2 \sqrt{2 \ln 2})^2$ following Solomon et al. (1987) and using their form factor of 2.7. For comparison, cloud masses (including He) can be estimated as $M = I_{\text{CO}(2-1)} \times 2500 \times (\text{size}/20 \text{ pc})^2 M_{\odot}$ using a “standard” Milky Way factor of $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (Dickman et al. 1986) and a CO(2–1)/(1–0) line ratio of 0.7 (Sawada et al. 2001). Inspection of the values shows that the Galactic $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor yields masses far below the virial masses. This is well known for clouds in low metallicity galaxies (e.g. Rubio et al. 1993; Israel 1997b). The virial masses themselves may be underestimates of the true H_2 masses if the H_2 extends beyond where the CO is detected. The following column provides an independent estimate of the H_2 mass (see Sect. 6.3 for details) and resulting $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor.

4.2. Automated cloud identification

4.2.1. CPROPS

We have also used the CPROPS² program (Rosolowsky & Leroy 2006) to identify GMCs and measure their physical properties in an unbiased way. CPROPS first assigns the measured emission to clouds by identifying emission above a 4σ noise level and then decomposing the emission into individual clouds (see Rosolowsky & Leroy 2006, for further details). It then extrapolates physical properties such as cloud sizes and masses to 0K noise level, independent of the beamsize (i.e. deconvolved). Using CPROPS, we find 11 clouds all of which have also been identified as such by eye. The cloud properties as identified by CPROPS are presented in the lower part of Table 2. We were not able to setup CPROPS in such a way that all the eye-identified clouds were found without a large number of clouds we do not

² <http://www.cfa.harvard.edu/~erosolow/CPROPS/>

Table 2. Properties for the clouds identified by eye (*Top*), and by the CPROPS package (*Bottom*).

The clouds whose numbers are in bold face correspond to our final sample of clouds										
Cloud	α_{off}^a arcsec	δ_{off}^a arcsec	V_{LSR} km s ⁻¹	$FWHM$ km s ⁻¹	R_e pc	I_{CO} K km s ⁻¹	M_{vir}^b $M_{\odot}$	$M_{\text{H}_2}^c$ $M_{\odot}$	$N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}^d$ $\frac{\text{cm}^{-2}}{\text{K km s}^{-1}}$	
GMC NGC6822 1	-48	330	-43.2	1.5 ± 0.9	22 ⁺⁹ ₋₁₄	0.92 ^{+0.10} _{-0.10}	9.3 ⁺²⁴ _{-8.7} × 10 ³	3.6 ^{+1.4} _{-0.8} × 10 ⁴	1.4 ^{+0.2} _{-0.2} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 2 ^e	-68.5	299	-42.4	5.1 ± 0.4	29 ⁺⁵ ₋₆	2.47 ^{+0.14} _{-0.13}	1.9 ^{+0.5} _{-0.5} × 10 ⁵	3.1 ^{+0.3} _{-0.3} × 10 ⁴	3.0 ^{+0.3} _{-0.3} × 10 ²⁰	
GMC NGC6822 3	80	58	-38.0	2.4 ± 0.5	38 ⁺¹⁵ ₋₂₁	0.36 ^{+0.07} _{-0.06}	4.1 ^{+4.2} ₋₃ × 10 ⁴	9.5 ^{+3.5} _{-3.7} × 10 ⁴	4.3 ^{+1.6} _{-1.1} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 4	39	25	-39.9	2.0 ± 0.6	18 ⁺⁶ ₋₁₀	1.34 ^{+0.10} _{-0.09}	1.2 ^{+0.1} _{-0.3} × 10 ⁵	1.2 ^{+0.1} _{-0.3} × 10 ⁵	3.1 ^{+0.4} _{-0.3} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 5	35	24	-43.2	3.4 ± 1.1	19 ⁺⁸ ₋₉	1.52 ^{+0.11} _{-0.13}	4.1 ^{+0.6} _{-0.3} × 10 ⁴	1.2 ^{+0.3} _{-0.3} × 10 ⁵	2.5 ^{+0.3} _{-0.2} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 6	30	16	-48.3	1.6 ± 0.4	12 ⁺¹⁵ ₋₁₀	0.82 ^{+0.05} _{-0.07}	5.8 ^{+1.4} _{-1.4} × 10 ³	4.7 ^{+1.4} _{-1.4} × 10 ⁴	2.4 ^{+0.3} _{-0.2} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 7	-10	364	-38.1	3.2 ± 0.4	27 ⁺¹¹ ₋₁₅	0.48 ^{+0.06} _{-0.07}	5.2 ^{+4.1} _{-3.4} × 10 ⁴	4.9 ^{+0.2} _{-1.0} × 10 ³	2.8 ^{+1.6} _{-1.2} × 10 ²⁰	
GMC NGC6822 8	31	61	-44.8	2.4 ± 1.4	14 ⁺²⁸ ₋₁₃	0.58 ^{+0.13} _{-0.14}	1.5 ^{+9.9} _{-2.5} × 10 ⁴	4.1 ^{+5.1} _{-2.5} × 10 ⁴	2.8 ^{+1.0} _{-0.5} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 9	7	54	-56.0	1.4 ± 0.4	... ⁺¹³ ₋₁₃	0.57 ^{+0.04} _{-0.10}	... ^{+7.9} _{-7.9} × 10 ³	7.6 ^{+4.2} _{-3.4} × 10 ³	8.2 ^{+1.7} _{-1.0} × 10 ²⁰	
GMC NGC6822 10	0	26	-60.1	3.9 ± 1.0	33 ⁺¹⁷ ₋₁₇	0.59 ^{+0.07} _{-0.10}	9.4 ^{+1.3} _{-6.9} × 10 ⁴	7.6 ^{+3.4} _{-2.9} × 10 ⁴	2.6 ^{+1.0} _{-0.7} × 10 ²¹	
GMC NGC6822 11	-358	208	-70.3	2.0 ± 0.9	28 ⁺⁴³ ₋₂₃	0.23 ^{+0.07} _{-0.07}	2.1 ^{+9.1} _{-6.3} × 10 ⁴	... ^h _h	... ^h _h	
GMC NGC6822 12	55	287	-37.6	2.6 ± 0.5	23 ⁺²⁸ ₋₃₄	0.23 ^{+0.06} _{-0.02}	2.9 ^{+6.3} _{-2.7} × 10 ⁴	... ^{+3.0} _h × 10 ³	... ^{+1.7} _h × 10 ²⁰	
GMC NGC6822 13	49	364	-54.7	1.7 ± 0.4	... ⁺³⁴ ₋₁₅	0.26 ^{+0.05} _{-0.07}	... ^{+2.7} _h × 10 ⁴	... ^h _h	... ^h _h	
GMC NGC6822 14	-331	372	-76.0	3.0 ± 1.0	... ⁺¹⁵ ₋₁₅	0.32 ^{+0.08} _{-0.08}	... ^{+4.5} _h × 10 ⁴	... ^h _h	... ^h _h	
GMC NGC6822 15	-386	57	-73.8	3.6 ± 0.8	24 ⁺²¹ ₋₁₆	0.53 ^{+0.08} _{-0.12}	5.8 ^{+1.1} _{-4.7} × 10 ⁴	5.5 ^{+1.3} _{-1.4} × 10 ⁴	2.9 ^{+1.7} _{-0.12} × 10 ²¹	

Cloud	α_{off}^a arcsec	δ_{off}^a arcsec	V_{LSR} km s ⁻¹	$FWHM$ km s ⁻¹	R_e pc	R_{ex} pc	I_{CO} K km s ⁻¹	M_{vir}^b $M_{\odot}$	$M_{\text{H}_2}^c$ $M_{\odot}$	$N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}^d$ $\frac{\text{cm}^{-2}}{\text{K km s}^{-1}}$
GMC NGC6822 1	-50	331	-40.2	5.5 ± 3.5 ^g	15 ± 14	38	0.9 ± 0.3	8.5 ± 9.2 × 10 ^{4g}	5.1 × 10 ⁴	9.9 × 10 ²⁰
GMC NGC6822 2	-71	301	-41.3	6.2 ± 1.4	32 ± 4	86	1.2 ± 0.1	2.3 ± 0.5 × 10 ⁴	9.8 × 10 ⁴	4.2 × 10 ²⁰
GMC NGC6822 3	83	59	-37.0	2.2 ± 1.9	32 ± 13	54	0.2 ± 0.1	2.8 ± 2.6 × 10 ⁴	1.1 × 10 ⁵	6.4 × 10 ²¹
GMC NGC6822 4	38	25	-39.2	2.1 ± 3.2	15 ± 21	12	1.0 ± 1.3	1.3 ± 2.3 × 10 ⁴	1.2 × 10 ⁵	4.0 × 10 ²¹
GMC NGC6822 5	35	24	-42.6	3.9 ± 6.2	10 ± 22	... ⁱ	1.4 ± 2.2	2.9 ± 7.6 × 10 ⁴	8.8 × 10 ⁴	2.8 × 10 ²¹
GMC NGC6822 6	30	17	-47.1	3.2 ± 3.0	15 ± 29	33	0.7 ± 0.2	2.8 ± 6.3 × 10 ⁴	9.9 × 10 ⁴	3.0 × 10 ²¹
GMC NGC6822 7	-17	359	-38.1	2.1 ± 1.8	31 ± 17	47	0.3 ± 0.2	2.5 ± 2.4 × 10 ⁴	... ^h	... ^h
GMC NGC6822 8	33	62	-43.2	4.6 ± 6.0	19 ± 20	37	0.3 ± 0.2	7.5 ± 14 × 10 ⁴	9.5 × 10 ⁴	4.7 × 10 ²¹
GMC NGC6822 9	7	54	-55.3	2.1 ± 1.8	10 ± 31	31	0.3 ± 0.1	0.8 ± 2.3 × 10 ⁴	3.6 × 10 ⁴	2.6 × 10 ²¹
GMC NGC6822 10	0	27	-59.4	4.6 ± 2.7	25 ± 7	55	0.5 ± 0.1	9.6 ± 6.1 × 10 ⁴	1.4 × 10 ⁵	3.1 × 10 ²¹
GMC NGC6822 11	-365	210	-69.4	1.7 ± 1.8	11 ± 27	16	0.2 ± 0.2	0.6 ± 1.7 × 10 ⁴	... ^h	... ^h

Notes. ^(a) Offsets with respect to the reference position (α_0, δ_0) = (19^h44^m57^s.8, -14°48′11″). ^(b) Virial mass following Solomon et al. (1987) using R_e and ΔV (see Sect. 4). ^(c) H₂ mass estimate from 8 μm emission (see Sect. 6.3). ^(d) X conversion factor for individual clouds using $N(\text{H}_2)$ estimated from 8 μm emission (see Sect. 6.3). ^(e) Hubble V (Hubble 1925). ^(f) See Sect. 4. ^(g) The CPROPS computed $FWHM$ is clearly overestimated compared to the one computed by hand by a factor of about 3. M_{vir} being proportional to $FWHM^2$, this explains the order of magnitude difference between the computed virial masses for this cloud. ^(h) The computed H₂ mass for these clouds was found to be negative. ⁽ⁱ⁾ The deconvolved size was not defined.

believe are real being also identified by CPROPS. CPROPS was used with the following parameters: a constant distance DIST equal to 490 kpc; the /NONUNIFORM parameter along with a custom noise map computed from velocity channels without any signal (i.e. outside the rotation curve), to take into account non uniform noise over the CO map; the following values for the decomposition parameters FSCALE = 2.0, SIGDISCONT=0 to ensure that each area of non-contiguous emission is assigned to an individual independent cloud.

Using the identified cloud emissions, CPROPS computes four initial quantities through an extrapolation to a 0 K noise level: the σ_x and σ_y spatial dispersions, the velocity dispersion σ_v and the CO flux F_{CO} . From these quantities, the following physical quantities are deduced. An effective radius R_e (Col. 6) is obtained using the formula:

$$R_e = \eta \sigma_r \quad (1)$$

$$\sigma_r = \sqrt{\sqrt{\sigma_{\text{min}}^2 - \left(\frac{FWHM_{\text{beam}}}{2\sqrt{2\ln 2}}\right)^2} \sqrt{\sigma_{\text{max}}^2 - \left(\frac{FWHM_{\text{beam}}}{2\sqrt{2\ln 2}}\right)^2}} \quad (2)$$

Where $\eta = 3.4/\sqrt{\pi} = 1.92$ is an empirical geometric factor from Solomon et al. (1987) to take into account the radial distribution of the gas density inside the molecular cloud and σ_{min} and σ_{max} are spatial dispersions along the major and minor axes of the cloud.

For a few of the clouds identified by CPROPS, the minimum dispersion σ_{min} was found to be smaller than the beamsize. In these cases we have chosen to use an arbitrary value of σ_{min} corresponding to an effective minimum spatial dispersion of 10 pc.

We have also computed an extrapolated radius (Col. 7)

$$R_{\text{ex}} = \frac{\sqrt{A_{2\sigma} - (FWHM_{\text{beam}}/2\sqrt{2\ln 2})^2}}{\pi} \quad (3)$$

where $A_{2\sigma}$ is the area of the individual clouds extrapolated down to a 2 σ level projected on the sky plane (see Rosolowsky & Leroy 2006, for details).

The clouds' integrated CO(2–1) intensities (Col. 8, lower part of Table 2) were obtained for each cloud by dividing the

CPROPS computed L_{CO} luminosity by the projected area of each individual cloud, $A_{2\sigma}$, at the two sigma level.

4.2.2. Comparing with eye identification

For the subset of clouds which have both been identified by eye and by the CPROPS package, we can compare the physical properties obtained by the two independent methods. Table 2 shows the properties computed by hand for the 15 clouds identified by eye, and by CPROPS for the first eleven which have also been identified with CPROPS. Each property is computed slightly differently for the two methods and the next paragraphs will explain these differences.

In the manual identification method, the offsets for the cloud positions are obtained by taking the average position in right ascension and declination of the pixels inside of the half maximum contour of the cloud emission. In the case of CPROPS, the offsets are equal to the first moments of the cloud emission (down to 2σ) along the right ascension and declination axis. The positions are in general the same to within 0.2 beam fwhm.

The systemic velocity is taken as the average of the gaussian fit to the CO line (see Sect. 4.1) for the manual identification method, in the case of CPROPS it is computed as the first moment along the velocity axis of the cloud emission down to 2σ . Following the same idea, the line width are computed in the manual case as the the function width at half maximum of the fitted gaussian and as the second moment converted to $FWHM$ by multiplying by $2\sqrt{2\ln 2}$ for the properties derived from CPROPS. An effective radius R_e is obtained using Eq. (2) and preceding section.

In the case of the manual identification, the effective radius was obtained in the following way.

$$R_e^{\text{eye}} = \frac{1.92}{2\sqrt{2\ln 2}} \sqrt{A_{\frac{1}{2}} - A_{\text{beam}}} \quad (4)$$

where $A_{\frac{1}{2}}$ is the area in pc^2 inside the contour at half of the peak integrated intensity for each cloud. And $A_{\text{beam}} = 1270 \text{ pc}^2$ is the area subtended by the $15''$ beam at a distance of 490 kpc. The $2\sqrt{2\ln 2}$ factor converts the $FWHM$ to dispersion and the 1.92 from dispersion to effective radius.

The CO intensity was computed using CPROPS CO luminosity and dividing it by the area $A_{2\sigma}$ of the cloud computed above. In the case of the manual selection, the emission inside the 50% level contour was summed over the velocity range $V_0 \pm \Delta V$ and multiplied by the 0.41 km s^{-1} channel width.

In both cases, the virial mass was obtained using the following formula from (Solomon et al. 1987):

$$M_{\text{vir}} = 1040 R_e \left(\frac{\Delta V}{2\sqrt{2\ln 2}} \right)^2. \quad (5)$$

The uncertainties in the virial mass estimates are dominated by the hypothesis that the molecular clouds are indeed gravitationally bound and by the value of the geometric factor describing the density distribution of the gas. The marginally gravitationally bound case of a cloud in isolation with no magnetic field would yield masses a factor 2 less than virial. The virial masses are widely used because clouds have magnetic fields, are not isolated, and collapse to form stars.

The H_2 masses (Col. 9 for top and Col. 10 for bottom parts of Table 2) are derived following the method described in Sect. 6.3, using the 50% contour in the case of the manual identification and the 2σ contour for CPROPS.

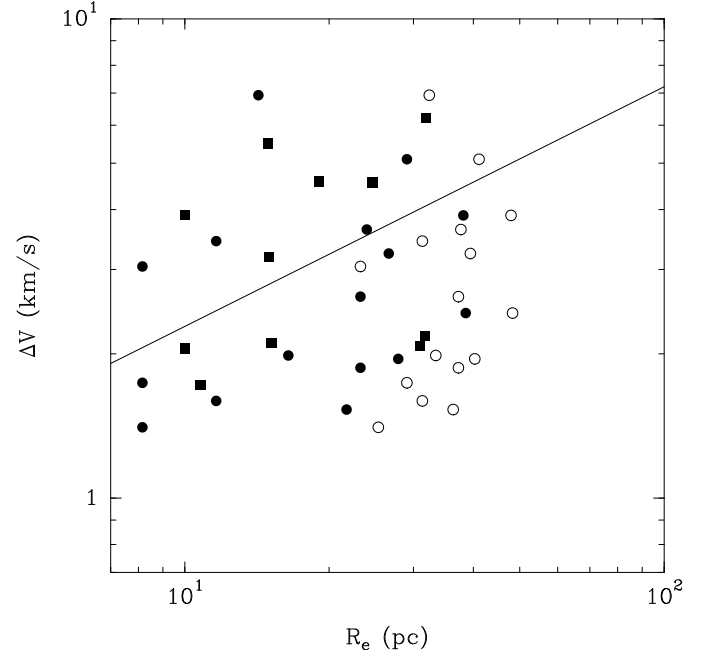


Fig. 4. Size vs. linewidth for molecular clouds in NGC 6822, open and filled circles correspond respectively to measured and deconvolved sizes (see Sect. 4). Filled squares correspond to physical properties computed with the CPROPS package. $\Delta V \propto R_e^{0.5}$ is the galactic relationship from Solomon et al. (1987). Notwithstanding considerable scatter, the distribution of the clouds (corrected for finite beamsizes) in this diagram appears consistent with a size-linewidth relation similar to that in the Milky Way.

The last column in Table 2, $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ is the H_2 column density derived in Sect. 6.3 divided by I_{CO} .

4.3. Estimation of errors

For the CPROPS identification method, the uncertainties for the quantities $FWHM$, R_e , I_{CO} and M_{vir} are computed using the bootstrapping method of CPROPS (see details in Rosolowsky & Leroy 2006). We now describe the computation of the uncertainties in the case of the identification of clouds by eye. The $FWHM$ line width and associated error are computed with the CLASS software gaussian line fitting algorithm. Then, using the line widths obtained, the uncertainty in integrated intensity $\sigma_{\text{K km s}^{-1}}$ is calculated for each cloud. The uncertainty on the size R_e is estimated by calculating R_e from contours (cloud sizes) placed at $I_{\text{peak}}/2 - \sigma_{\text{K km s}^{-1}}$ and $I_{\text{peak}}/2 + \sigma_{\text{K km s}^{-1}}$, thus bracketing the cloud size obtained using the $I_{\text{peak}}/2$ contour. This gives respectively an upper (lower) bound on the value of R_e . The errors are then propagated into the Virial mass. For each cloud, the contours defined at $I_{\text{peak}}/2 \pm \sigma_{\text{K km s}^{-1}}$ are used to compute the molecular gas mass (see Sect. 6) from the 8 micron map and thus estimate the uncertainties in the molecular gas mass (Table 2 Col. 9) and the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor (Table 2 Col. 10).

5. The size-linewidth relation for the molecular clouds in NGC 6822

Figures 4 and 5 show respectively the size-linewidth relation (ΔV vs. R_e) and the virial mass vs. CO luminosity, showing in both cases the Galactic values taken from Solomon et al. (1987) as a straight line. The distribution of the clouds in NGC 6822 appears consistent with a size-linewidth relation similar to that

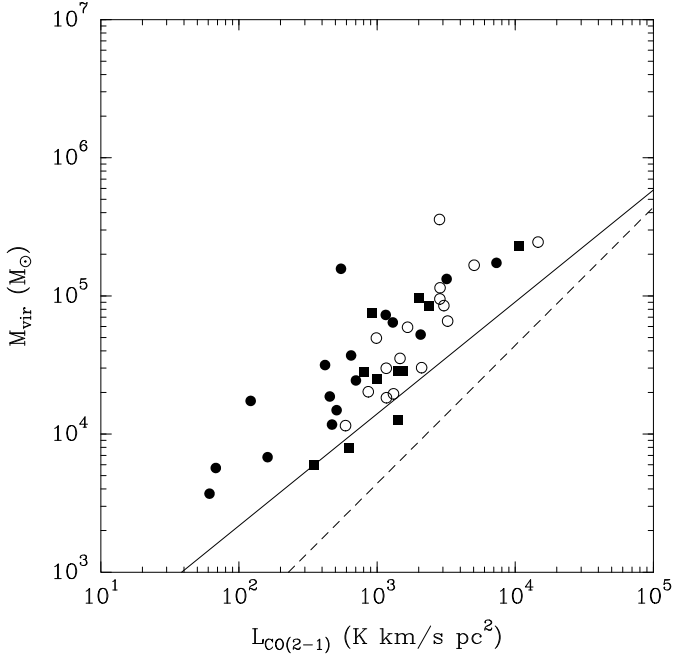


Fig. 5. Virial mass vs. CO luminosity for molecular clouds in NGC 6822, open and filled circles correspond respectively to measured and deconvolved sizes (see Sect. 4). Filled squares correspond to physical properties computed with the CPR0PS package. The line $M_{\text{vir}} = 9796 \left(\frac{L_{\text{CO}(1-0)}}{1000} \right)^{0.8}$ is the galactic relationship from Solomon et al. (1987), the dashed line corresponds to a constant galactic $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ ratio of $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$. The virial masses are systematically larger for a given luminosity in NGC 6822 compared to clouds in the Milky Way.

in the Milky Way GMCs. In recent work Heyer et al. (2009) obtain lower H_2 masses and a dependency on the square root of the surface density, the variation we obtain in these parameter is much too low to reach a conclusion. Like Solomon et al. (1987), they concluded that GMCs are gravitationally bound.

Figure 5 shows that there is a factor several difference between the virial masses of the NGC 6822 clouds and the masses obtained from the size and CO(2–1) intensities using a Galactic $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion factor. For a CO(2–1)/CO(1–0) ratio of 0.7, the difference is 5–6, the true $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ value is then at least 5–6 times higher than in the Milky Way. Due to the low metallicity of NGC 6822, cloud sizes as seen in CO are probably underestimated compared to Galactic observations, where the shielding will be much more efficient to protect CO molecules and allow the CO size to be similar to the total size of the H_2 dominated region (the molecular cloud). Because the line width is presumably determined by the total mass, the virial masses should be underestimated linearly with the size. CO luminosities, used when applying a $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor, should be underestimated twice as much in proportion because luminosities vary with the square of the size. In the following section we try to estimate the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ factor by means without these drawbacks.

6. The total molecular mass of NGC 6822

In this section we describe how we make a CO integrated intensity map to trace the H_2 column density. In order to test whether there could be substantial amounts of molecular gas without

associated CO emission, we use two other alternative methods (similar to Israel 1997a) to estimate H_2 masses for comparison.

6.1. CO(2–1) intensity maps

We compute the CO(2–1) integrated intensity map using a masking method, taking into account the 21 cm atomic hydrogen line data, we developed in order to filter out some of the noise present in the observations and increase the sensitivity to low intensity possibly diffuse CO emission. Previous masking methods used masks created from spatially smoothed versions of the original CO data cubes to filter out regions dominated by noise (Adler et al. 1992; Digel et al. 1996; Loinard et al. 1999).

We use the 21 cm atomic hydrogen data at $12'' \times 42'' \times 1.6 \text{ km s}^{-1}$ resolution (de Blok & Walter 2006a) to achieve the same goal, the underlying hypothesis being that molecular gas is unlikely to be present for low enough values of $N(\text{H I})$ so the corresponding velocity channels can be discarded when computing the integrated intensity CO map. For each pixel of the H cube, we estimate a noise level from velocity channels that clearly contain no signal from NGC 6822, we then create a binary mask keeping only the velocity range for each pixel corresponding to a H signal value above a defined factor of the pixel noise. Since the noise in the H cube varies little over the region observed in CO, a cut in S/N is like a cut in antenna temperature. The integrated moment map for the CO(2–1) data (Fig. 6) is then computed summing only velocity channels included in the H mask. The result is an increased S/N ratio as the channels contributing only noise to the sum are no longer taken into account. The value of the noise threshold was chosen at 6σ which corresponds a map averaged H brightness temperature of 30 K. We tested masking values between 25 and 40 K (5 to 8σ) and the total CO intensity varied by only a few percent. Significantly above or below these values, CO signal is lost or more noise is included. Using this procedure we miss the very weak cloud 13 and part of cloud 14 shown in Fig. 2.

The values in the CO integrated intensity map (Fig. 6) yield H_2 column densities when multiplied by a $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor. If we sum all of the emission in Fig. 6, we obtain about $L_{\text{CO}(2-1)} \sim 5.5 \times 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, or some $3 \times 10^5 M_{\odot}$ in the region we have observed for a $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ ratio of $2.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$. Our HERA map covers an area corresponding to 40% of the total Spitzer 70 μm luminosity of NGC 6822 but over 60% at the 1 MJy/sr cutoff we apply later to be less affected by the noise. Thus for all of the galaxy we can expect the total CO(2–1) luminosity to be between 1.5 and 2.5 times our value. Assuming a ratio of 0.7 between CO(2–1) and CO(1–0) we can estimate a total CO(1–0) luminosity of $16 \pm 4 \times 10^4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2$ in substantial agreement with the value $12(+12, -6) \times 10^4 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2$ Israel (1997a) estimates for the whole galaxy. The CO emission is thus rather weak and the next step is to compare with the other means of locating molecular gas.

6.2. Infrared data

All of the infrared maps are taken from the SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey, Kennicutt et al. 2003) fifth public data delivery. The 8 μm map does not show a morphological similarity with the local galactic emission as seen in CO; we have therefore neglected the Milky Way cirrus contribution in this band. For the 160 μm , 70 μm and 24 μm MIPS band we have used the maps from (Cannon et al. 2006) where a smooth component fitted on emission outside NGC 6822 representing

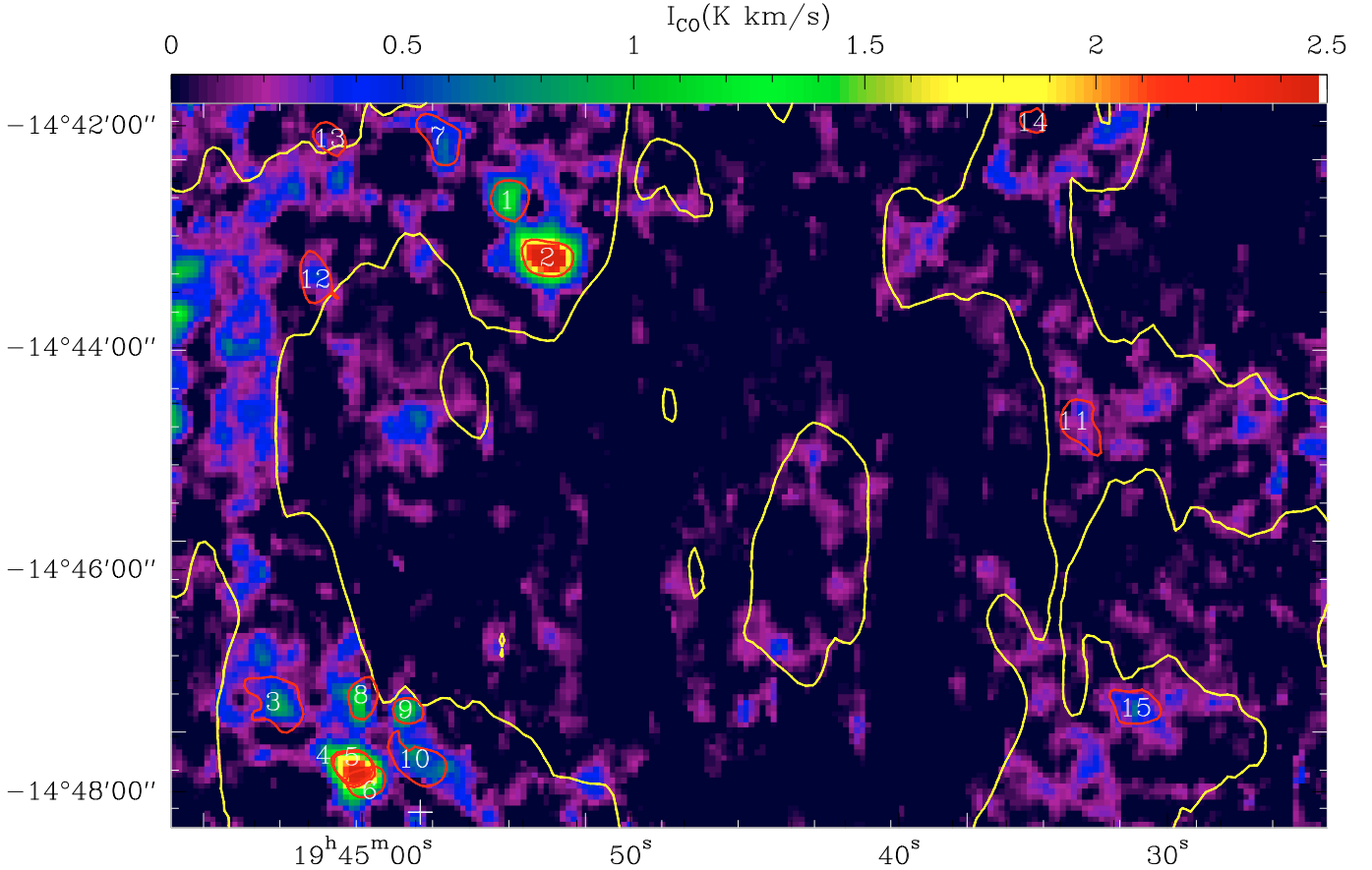


Fig. 6. CO(2–1) intensity map obtained using the masking method described in Sect. 6.1. The map unit is K km s^{-1} , the yellow H I contour is at $N(\text{H I}) = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, the red contours are the half maximum levels of each cloud identified by eye, the numbers correspond to the ones in Table 2. The cross corresponds to (0, 0) offsets of the HERA CO(2–1) map.

the local emission and instrumental and observational bias has been subtracted. The IRAS $100 \mu\text{m}$ data was obtained using the IPAC HiRES algorithm using default parameters with no additional smooth component subtracted.

6.3. Molecular gas mass from $8 \mu\text{m}$ emission

Before attempting to use the $8 \mu\text{m}$ emission to trace gas, the $8 \mu\text{m}$ data was corrected for stellar continuum emission by subtracting the $3.6 \mu\text{m}$ emission scaled by a factor 0.232, following Helou et al. (2004). In the $8 \mu\text{m}$ PAH band, we expect that less than 10% of the emission is from hot dust. This comes from extrapolating a blackbody curve from the $24 \mu\text{m}$ point in Fig. 12 from Draine & Li (2007, assuming the dust emitting at $24 \mu\text{m}$ can be considered “hot”) to $8 \mu\text{m}$ and comparing that to the $8 \mu\text{m}$ emission on the curve. At most, this would slightly reduce the gas masses we calculate for Hub V and X. We have therefore not subtracted a hot dust contribution from the $8 \mu\text{m}$ PAH emission.

PAHs have often been used as tracers of Star Formation, including in high redshift objects for which very little is known (e.g. Aussel et al. 1999). In this section we propose to use the PAH emission observed in band IRAC4 (*Spitzer*) to trace the gas. There is a close theoretical relationship between the PAH band emission per H-atom (atomic or molecular) and the incident UV field up to UV fields of 10 000 times solar (Draine & Li 2007, Fig. 13, lower panel). The UV fields in NGC 6822 are far below this value. In cloud cores, where UV emission is not available to excite the PAHs, very little $8 \mu\text{m}$ emission is expected. However, GMCs are quite porous to UV radiation (Boissé 1990)

so we expect to see a rather thick cloud surface, made thicker in a low metallicity object like NGC 6822. Cloud cores make up only a small fraction of the molecular mass of a galaxy and this is particularly clear for NGC 6822 from the weak ^{13}CO and HCN emission (Sect. 9.2). As shown in Sect. 4, we see individual GMCs in NGC 6822 (individual because the narrow lines cannot come from an accumulation of objects) and the majority of them are of order our beam size, i.e. not unresolved, and similar in size to Galactic GMCs. Bendo et al. (2008) show that the PAH emission at large (kpc) scales in nearby spirals seems to trace the cool diffuse dust responsible for most of the $160 \mu\text{m}$ emission, thereby tracing the gas mass. Regan et al. (2006) conclude from their observations that the PAH emission at large scales can be used to trace the interstellar medium. Thus, from both an observational and theoretical point of view, *at large scales* the PAH emission can be used to trace neutral gas. The lower metallicity in NGC 6822 is not an issue for our method because we use regions with little or no star formation and low 70 and 160 micron emission, such that little or no molecular gas is expected, in order to “calibrate” the $8 \mu\text{m}$ emission per H-atom per FUV ratio.

We compute the emissivity of the PAHs per hydrogen atom and per unit of ISRF (traced by the GALEX FUV data) in the $8 \mu\text{m}$ IRAC band, $((S_{8 \mu\text{m}}/\text{FUV})/N(\text{H}))_0$, in regions far from major star forming regions and with low but well-measured H I column densities. In these regions we find $(N(\text{H I})/S_{8 \mu\text{m}})_0 = 1.25 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2} \text{ MJy}^{-1} \text{ sr}$, close to the value $1.1 \times 10^{-26} \text{ erg s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ H}^{-1}$ given by Draine & Li (2007) in their Table 4.

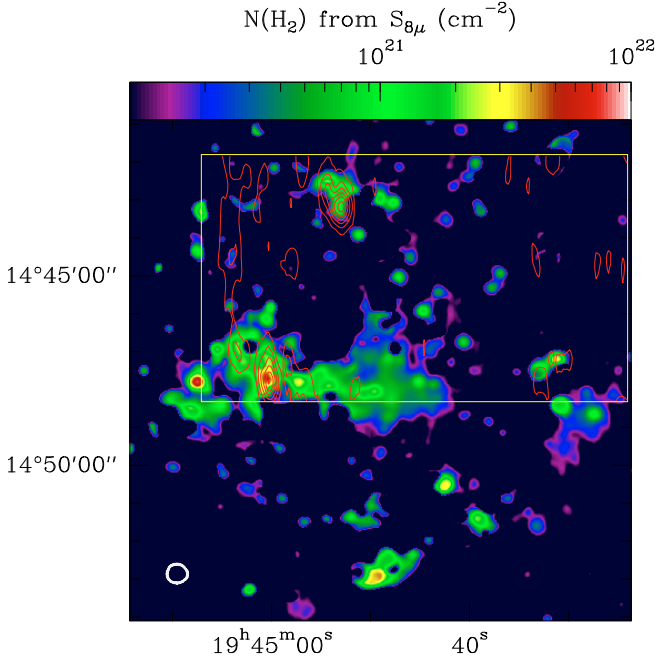


Fig. 7. H_2 column density map estimated from PAH $8\,\mu\text{m}$ emission, CO(2–1) intensity contours every $(0.15\,\text{K km s}^{-1})$ starting from $(0.15\,\text{K km s}^{-1})$. The yellow rectangle is the region we have mapped in CO(2–1) with HERA. The beams for the NH_2 , CO are plotted in white.

The value of the interstellar radiation field at each position was derived from the far ultraviolet GALEX map and the mean value of the ISRF given by [Draine et al. \(2007\)](#) for the whole galaxy. No corrections were made to correct for UV extinction by Milky Way dust. The GALEX FUV data were taken from the GR5 public release of the MAST archive

Then, from the $8\,\mu\text{m}$ per H-atom emissivity, the $8\,\mu\text{m}$ emission, FUV emission and the H column density at each position, the molecular gas column density can be estimated at each position as follows:

$$2 N(H_2) = \left(\frac{N(H I)}{S_{8\,\mu\text{m}/\text{FUV}}} \right) S_{8\,\mu\text{m}/\text{FUV}} - N(H I). \quad (6)$$

At the $15''$ resolution used for $8\,\mu\text{m}$ and FUV, the atomic line data is assumed to be smooth thus the original $12'' \times 42''$ HI map is directly subtracted. [Draine & Li \(2007\)](#) find that the emissivity per H-atom and per unit of interstellar radiation field is constant over a wide range of values of the ISRF and that this should be true irrespective of whether the gas is atomic or molecular as long as it is neutral.

Taking into account the variation of the PAH emissivity with the radiation field does not (significantly) change the computed masses of individual clouds except in the case of Hub V (cloud 2 in Table 2) where the mass is found to be 5 times smaller than for the non ISRF corrected case, for an estimated interstellar radiation field of 50 Habing.

In extreme radiation fields, PAHs can be destroyed. However, in NGC 6822 very little of the dust mass is exposed to such fields; according to [Draine et al. 2007 Table 5](#), less than 1% of the dust in NGC 6822 is exposed to a high ISRF. Furthermore, there is no evidence of PAH destruction through low $8/24\,\mu\text{m}$ ratios (cf. Table 2 of [Cannon et al. 2006](#)). PAH destruction is unlikely to affect our estimate of the H_2 mass.

The spatial correlation between the $8\,\mu\text{m}$ PAH emission and the FUV is quite good. The presence of zones with an FUV

peak but without a PAH peak does not affect our mass estimates and the opposite, PAH emission adjacent FUV emission coming from far enough away that the division would not affect the same pixels, would only cause us to overestimate the H_2 mass.

The corresponding H_2 column density map is shown in the upper panel of Fig. 7, which shows the H_2 distribution in NGC 6822 derived as above along with the CO(2–1) integrated intensity contours for the part observed by us in CO.

This way, we estimate the molecular gas mass within our observed zone to be $M(H_2) \sim 6 \times 10^6 M_\odot$ and about $M(H_2) \sim 1 \times 10^7 M_\odot$ over NGC 6822 as shown in Fig. 7. This is 20–25 times greater than using a Galactic value and is in excellent agreement with [Israel \(1997a\)](#) who estimated the total H_2 mass to be about $1.5 \times 10^7 M_\odot$.

We have also calculated the H_2 masses for the individual clouds in Table 2 using the $8\,\mu\text{m}$ emission and the last column gives the corresponding estimated $N(H_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ values. The median and average values are 15–20 times the Galactic value, assuming a line ratio of 0.7 to go from $N(H_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ to $N(H_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$. Overall, the agreement between the CO emission and the $8\,\mu\text{m}$ based vision of where the molecular gas is found is quite good, suggesting that CO traces the H_2 , albeit with a much higher $N(H_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ factor than in the Galaxy. Galactic CO emission is present towards NGC 6822 ([Israel 1997a](#)) (see Sect. 10), the H column is of course unaffected but the $8\,\mu\text{m}$ continuum could be. However, since the morphology of the H_2 column density map resembles NGC 6822 so closely but not the local emission, we expect this contribution to be low.

6.4. Molecular gas mass from $160\,\mu\text{m}$ emission

We can perform the same sort of calculation based on the $160\,\mu\text{m}$ emission, which we assume to come from dust grains large enough that they reach thermal equilibrium and are not affected by individual photons. The properties of the grains can be found in [Li & Draine \(2001\)](#) and [Draine & Li \(2007\)](#). The first step is to measure the dust temperature. Since the work by [Israel \(1997a\)](#), the Spitzer data for NGC 6822 has become available ([Cannon et al. 2006](#)), extending to longer wavelengths than IRAS and thus more sensitive to cool dust. Using the $70\,\mu\text{m}$ and $160\,\mu\text{m}$ Spitzer data, we derive, like [Cannon et al. \(2006\)](#), dust temperatures around 25 K (assuming that the dust cross-section varies with λ^{-2}). Since cool dust emits very weakly at $70\,\mu\text{m}$, we chose to use the $160\,\mu\text{m}$ Spitzer and $100\,\mu\text{m}$ IRAS data to better measure the temperature of the cool dust component. However, some of the $100\,\mu\text{m}$ emission may still come from a warm component, causing an overestimate of the dust temperature of the cool component and a corresponding underestimate of the gas mass. NGC 6822 has an SED ([Cannon et al. 2006](#), Fig. 12) similar to that of NGC 4414, as measured by the ISO LWS01 scan by [Braine & Hughes \(1999\)](#). In their Fig. 4, they present a breakdown of the dust emission into warm and cool components. The $100\,\mu\text{m}$ emission due to the warm dust is about 8% of the total $70\,\mu\text{m}$ emission. In Eq. (7), we therefore take $\chi = 0.08$ as our fiducial value but also test $\chi = 0$ and $\chi = 0.16$ to measure the effect of an error in χ . We smoothed the $160\,\mu\text{m}$ data to the resolution of the IRAS $100\,\mu\text{m}$ HiRes maps ($118'' \times 102''$). Assuming a modified grey-body law with a spectral index $\beta = 2$ for the dust, we then estimate dust temperatures around 21 K with Eq. (8) instead of 23 K using the 70 and $160\,\mu\text{m}$ data for the same regions. Changing χ from 0 to 0.08 causes a 0.3 K change in dust temperature.

$$S_{100\,\mu\text{m cool}} = S_{100\,\mu\text{m}} - \chi S_{70\,\mu\text{m}} \quad (7)$$

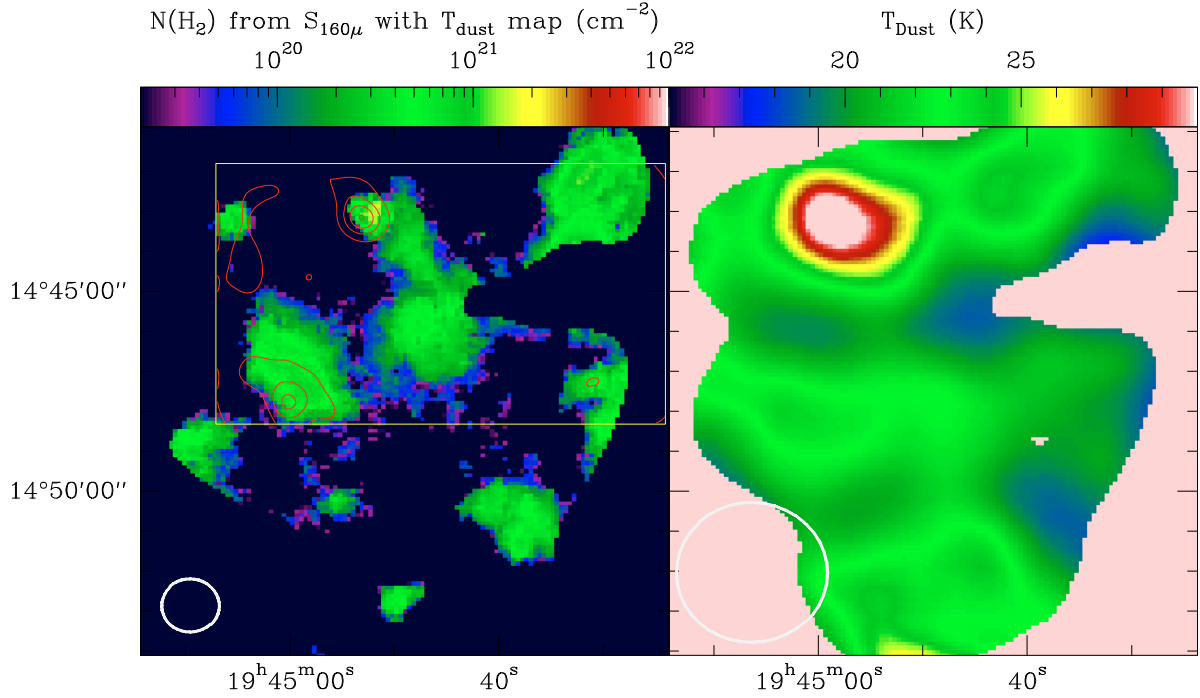


Fig. 8. H_2 column density map estimated from $160\ \mu\text{m}$ emission using the dust temperature map shown on the right (*left*), CO(2-1) intensity contours every $(0.15\ \text{K km s}^{-1})$ starting from $(0.15\ \text{K km s}^{-1})$. Temperature map from $160\ \mu\text{m}$ Spitzer and $100\ \mu\text{m}$ IRAS data (*right*). The yellow rectangle is the region we have mapped in CO(2-1) with HERA. The beams for the NH_2 , CO and temperature are plotted in white.

$$T_{\text{dust}} = f \left(\frac{S_{100\ \mu\text{m, cool}}}{S_{160\ \mu\text{m}}} \right). \quad (8)$$

The computed dust temperature map is shown at the right of Fig. 8. The temperature map does not cover the whole galaxy because it was necessary to clip the very low signal-to-noise regions. Cuts were applied at 4 MJy/sr for both the 100 and $160\ \mu\text{m}$ maps, leaving the odd shape seen in Fig. 8. From the dust temperature, the HI column density, and the $160\ \mu\text{m}$ emission, assumed optically thin, we can estimate the dust cross-section at $160\ \mu\text{m}$ which can then be applied to regions with molecular gas.

Although the map of dust temperature is at IRAS resolution, we apply it to the full resolution $160\ \mu\text{m}$ data so that the morphology is better reproduced. Smoothing does not affect the total $160\ \mu\text{m}$ flux. Averaging the HI/ $160\ \mu\text{m}$ ratio map over regions with high enough $160\ \mu\text{m}$ emission that the noise has little effect (4 MJy/sr) and low enough $160\ \mu\text{m}$ emission to exclude regions where molecular gas will be present (8 MJy/sr), we obtain dust cross-section at $160\ \mu\text{m}$ of $\sigma_{160} = 5.1 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$ per H-atom. We also varied the threshold values (from 4–8 to 6–12), this lead to a variation of sigma of at most 10%.

Cannon et al. (2006) found consistent values of Mdust/MHI for the individual regions they observed and some of the scatter is certainly attributable to the molecular gas that they could not measure, although in most cases the HI dominates. They found a factor 5 lower ratio when they calculated Mdust/MHI for the whole galaxy. Using the 70/160 dust temperature like Cannon and the 160 micron emission, but only over the area where we felt we could reliably estimate the dust temperature (cuts at 1 MJy/sr at $70\ \mu\text{m}$ and 4 MJy/sr at $160\ \mu\text{m}$, both smoothed to the $160\ \mu\text{m}$ resolution) we find a dust cross-section (equivalent to Mdust/MHI ratio) of $4.7 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$ per H-atom with little variation, unlike Cannon et al. (2006).

Assuming a linear dependence of σ_{160} on metallicity (Oxygen abundance), a solar oxygen abundance of $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.67$ (Asplund et al. 2005), $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.11$ in NGC 6822 (Lee et al. 2006), and a solar metallicity dust cross-section of $\sigma_{160} = 2.25 \times 10^{-25}\ \text{cm}^2$ per H-atom (Table 6 of Li & Draine 2001), we obtain $\sigma_{160} = 6.3 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$ per H-atom for NGC 6822. Thus, our “observational” results are in good agreement with model calculations.

Using this temperature map and the cross-section $\sigma_{160} = 5.1 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$ per H-atom above, the total H column density at each position is

$$N_{\text{Htot}} = S_{160\ \mu\text{m}} \frac{1}{\sigma_{160\ \mu\text{m}} B_{160\ \mu\text{m}, T_d}} \quad (9)$$

so that the H_2 column density is simply

$$N_{\text{H}_2} = \frac{1}{2}(N_{\text{Htot}} - N_{\text{H I}}). \quad (10)$$

The left panel of Fig. 8 shows the total H_2 column density derived in this way using an $N_{\text{H I}}$ map smoothed to the $160\ \mu\text{m}$ 40'' resolution.

In Table 2 the H_2 mass estimates for individual clouds are only based on the $8\ \mu\text{m}$ map due to angular resolution – the $160\ \mu\text{m}$ data is at a resolution larger than the clouds. Tables 3 and 4, which provide a summary of the molecular gas mass calculations, include the $160\ \mu\text{m}$ results.

It is very difficult to estimate uncertainties for our mass estimates. Statistical noise related errors, as manifested by the variations within “blank” areas of maps, are about 10^{20} in column density. Systematic uncertainties are certainly present as well so we consider the column density noise in our maps to be $\sim 2 \times 10^{20}\ \text{H}_2\ \text{cm}^{-2}$.

Table 3. Average over the cloud sample of the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ factor for the different methods used to derive the molecular gas mass.

Method		$\langle N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)} \rangle$ $\text{cm}^{-2}/\text{K km s}^{-1}$	Range $\text{cm}^{-2}/\text{K km s}^{-1}$
8 μm	by eye	$2.1 \pm 0.8 \times 10^{21}$	$0.3 - 4.3 \times 10^{21}$
	CPROPS	$3.5 \pm 1.4 \times 10^{21}$	$1.0 - 6.4 \times 10^{21}$
160 μm with $T_{\text{dust, map}}$	by eye	$1.5 \pm 0.9 \times 10^{21}$	$0.5 - 3.1 \times 10^{21}$
	CPROPS	$1.3 \pm 0.9 \times 10^{21}$	$0.4 - 2.7 \times 10^{21}$
M_{vir}	by eye	$1.6 \pm 0.8 \times 10^{21}$	$0.2 - 2.8 \times 10^{21}$
	CPROPS	$1.1 \pm 0.8 \times 10^{21}$	$0.07 - 3.5 \times 10^{21}$

Notes. Averages for the “by eye” and CPROPS methods are respectively over 11 and 9 clouds. In the case of the virial masses the number of clouds in the sample are 12 and 11 respectively for the “by eye” and CPROPS methods (see Table 2).

Table 4. Molecular gas masses, $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion factor and characteristic time to transform molecular gas into stars derived from IR emission.

	Total M_{H_2} $M_{\odot}$	Map M_{H_2} $M_{\odot}$	$N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ $\frac{\text{cm}^{-2}}{\text{K km s}^{-1}}$	τ yr
8 μm	9.2×10^6	5.7×10^6	5.3×10^{21}	2.2×10^8
160 μm	4.6×10^6	3.4×10^6	2.3×10^{21}	1.3×10^8

Notes. The second column refers to the area mapped in CO. The last column is the inverse of the SFE.

6.5. The $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ ratio in NGC 6822

We have estimates of the CO-to- H_2 conversion factor on two different scales, at the cloud level and for the whole area mapped by HERA in CO(2–1).

Table 3 presents averages and total ranges of the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ factor for our sample of clouds for the different methods we have used. The average is over 9 clouds in the case of CPROPS and 14 in the case of the “by eye” identification. For the virial mass the average is over our full sample of 11 and 15 clouds using a projected area as defined in Sect. 4.2.1. We have included the virial mass as a valid method to estimate cloud masses because the size-linewidth relationship we find (see Fig. 4) is similar to the one for Galactic clouds. This suggests that the CO molecules are not greatly photodissociated at the outer edge of the clouds and that the cloud size as determined from the CO emission is close to the true size of the molecular clouds. As might be expected in this case, the masses computed by the virial theorem are similar to but usually lower than the ones we estimate by the other methods (see Table 2).

We find similar values of $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ for the different methods used, around $1.5\text{--}2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, 5–10 times the $\approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ value for the inner part of the Milky Way in CO(1–0) (e.g. Dickman et al. 1986). From interferometric CO data Bolatto et al. (2008) using only virial masses for a sample of dwarf galaxies of the Local Group find a value of the CO-to- H_2 factor similar to the Galactic value despite the low metallicities. Presumably this is because they detect the dense protected parts of bright clouds.

There has been evidence for a long time that as the size scale increases, at least for low metallicity objects, the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor increases as well (Rubio et al. 1993). Table 4 shows the mass estimates for the area of NGC 6822 mapped by HERA and a larger region including the HERA map and which covers virtually all of the stellar and $\text{H}\alpha$ emission. The $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$

factors and characteristic times to transform molecular gas into stars are shown in Cols. 3 and 4 for the different methods used to estimate the molecular gas column density. After subtraction of the HI column density, some pixels became negative; we have attributed a nil value to the pixels in the NH_2 map where the molecular gas column density had a negative value after application of Eq. (4). The $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ factor for the whole of the area mapped in CO(2–1) is slightly larger ($\sim 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$) than for the individual clouds and 20–25 times larger than the standard Galactic value for the molecular ring of the Milky Way. This higher value is close to the $4\text{--}8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ found by Israel (1997a) for scales of $\sim 50''$. We now turn to modeling to better understand the relationship between CO emission, H_2 mass, and the other properties of the clouds.

7. Modeling the CO emission from NGC 6822 GMCs

7.1. Description of the models

We have modeled the structure and the emission of the molecular clouds in NGC 6822 using CLOUDY version 07.02 (Ferland et al. 1998). CLOUDY computes the spectrum of a gaseous nebula using as only inputs the geometry, the gas and dust composition and the energy input on the nebula. Originally designed to deal with photoionized nebula, CLOUDY is now able to perform accurate calculations in the Photo Dissociation Region (PDR) and even well into the molecular clouds due to the implementation of the H_2 physics (Shaw et al. 2005) and a network of 1000 reactions involving 68 molecules (Abel et al. 2005). CLOUDY determines steady-state solutions for the chemistry and predicts the emission in the fine structure lines and CO, which are the main coolants in the PDR and the molecular cloud.

The exact geometry of the regions to be modeled, the position of the excitation sources and the shape of the incident continuum are not well known. Therefore we have performed plane-parallel models with the incident continuum determined by Black (1987) for the local interstellar radiation field (ISRF). This continuum is not restricted to the FUV range as in many classical PDR calculations. To estimate the intensity of the incident continuum we have taken into account that according to Draine et al. (2007), the gas in NGC 6822 is exposed to a minimum radiation field of order twice the local ISRF. On the other hand, the variation in the GALEX FUV observations of NGC 6822 is about a factor 50 from the general field to the stronger fields around specific positions. Therefore, we have computed simulations for scaled versions of the local ISRF by factors of 1, 10, and 100. However, most of the clouds in our regions of interest are exposed to (GALEX-based) fields of less than 10. In addition to the Black (1987) continuum, the calculations include the cosmic microwave background and a cosmic-ray ionization rate of $2.5 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$, which is typical of the Milky Way (Williams et al. 1998) but not known for NGC 6822. Given that UV photons penetrate further into molecular clouds in the low-metallicity environment of NGC 6822 than into their Galactic counterparts, the cosmic ray flux is not as critical a parameter.

We have adopted typical gas abundances and dust distributions (including PAHs) of the Milky Way interstellar medium (see CLOUDY documentation for the exact values). These abundances are scaled using the metallicity of NGC 6822 (0.3 solar). The simulations have been computed for two densities, 1000 and 10 000 mol cm^{-3} , which are representative of the bulk of the molecular gas. In addition we have computed

simulations with two series of rate coefficients – the CLOUDY default and the UMIST. The reason for testing two sets of rate coefficients is that in the comparison of PDR codes (Röllig et al. 2007), the C –CO transition was found to vary significantly (from $A_v \sim 2$ to $A_v \sim 5$) depending largely on these coefficients. This is a critical region for low-metallicity molecular clouds because the CO emission depends strongly on the fraction of the cloud in which CO has formed.

In summary, we have explored a grid of 12 models (3 fields $\times$ 2 densities $\times$ 2 reaction rates). In all the simulations, a line width of 2 km s^{-1} is included via the turbulence command. The results are summarized in Figs. 9 and 10. In both figures, the simulation results are shown for three radiation fields, solid lines for $G_0 = 1$, dashed for $G_0 = 10$ and dotted for $G_0 = 100$ (where G_0 is the intensity of the far ultraviolet continuum in the cloud surface in units of the Habing (1968) field). The red and black curves use the CLOUDY default rate coefficients for respectively densities of 10^4 and 10^3 cm^{-3} . The green curve uses the UMIST rate coefficients for 10^4 cm^{-3} .

The range of H_2 column densities explored goes from $\sim 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ to $\sim 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Assuming that the grain abundance scales with metallicity, those column densities correspond to visual extinctions (A_v) from 1 to 10. Therefore, the model simulations cover the full range of H_2 column densities expected in the region of interest, from a few 10^{21} cm^{-2} of the extended component derived from the dust emission to $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ towards the center of the molecular clouds detected in CO (see Fig. 7). The latter value is also typical for molecular clouds in the Milky Way (Larson 1981), although regions of higher column density also exist, particularly towards cloud cores and GMC centers.

Among the goals of the modelling is to see if the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor is close to our other estimates and to predict testable fluxes in other important cooling lines which could then act as further diagnostics. Figure 9 shows the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ and $N(\text{H}_2)/I_{\text{C1}}$ ratios as a function of the total column density and visual extinction into the cloud for all models. In other words, at a given depth into the cloud the plotted $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ and $N(\text{H}_2)/I_{\text{C1}}$ ratios are the integrated values from the cloud surface to that cloud depth. While, Fig. 10 shows the cumulated intensity for different lines as a function of the total column density into the cloud.

The column densities shown in Figs. 9 and 10 are actually total ($\text{H} + \text{H}_2$) but the gas is almost completely molecular due to the low radiation fields (the model with a highest atomic H fraction has only 3% of H in the region of interest).

The C to CO transition occurs when the lines in Fig. 9 are decreasing steeply due to the fact that CO begins to emit strongly just after formation. This is clearer in the two lower panels of Fig. 10, which shows how the energy emitted is divided into the principal PDR cooling lines: CO, C, C⁺, and O [63]. The models suggests that no CO emission is expected for H_2 column densities below $\sim 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

7.2. Constraining the physical conditions and the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ ratio

Currently, the spectral data available to study NGC 6822 is limited to HI and CO. However, in this section we will try to constrain the physical conditions and the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ ratio using our model calculations and assuming line ratios typical of normal galaxies. In doing so, we will also make use of GALEX measurement of the far-UV field in NGC 6822 (Draine et al. 2007). We will also take into account our previous estimations of the H_2 column density of the CO clouds detected in NGC 6822. The exact value is not important since we show below that the

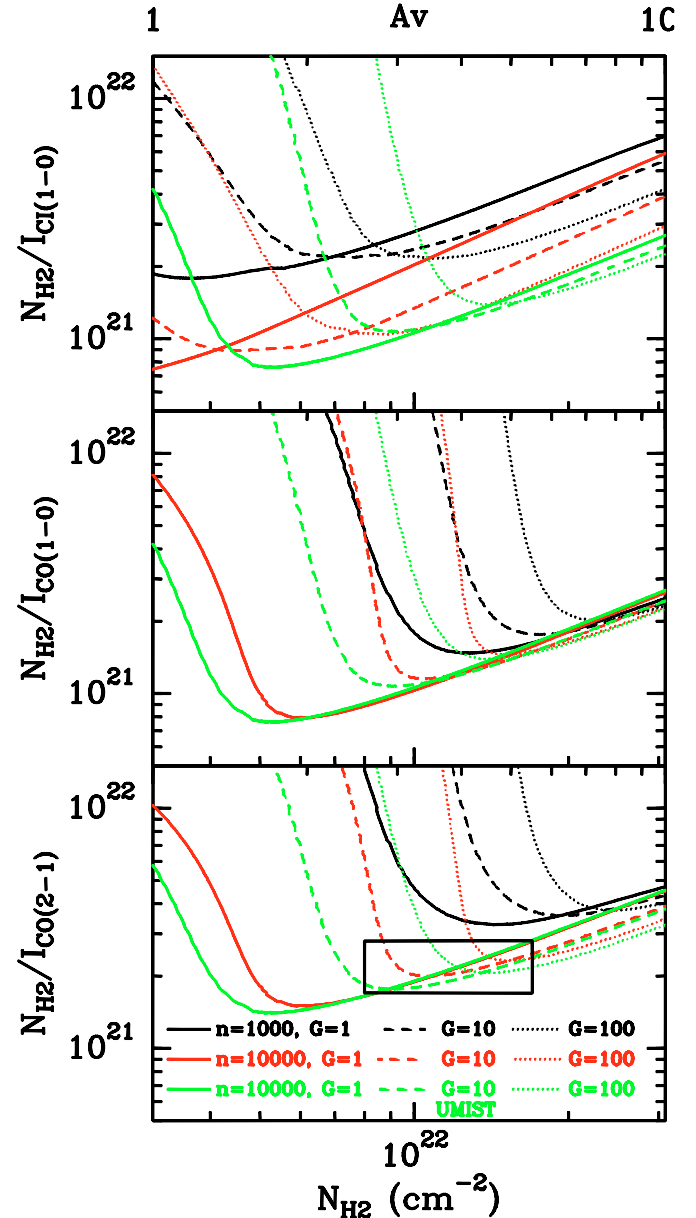


Fig. 9. Model $N(\text{H}_2)/I_{\text{C1}}$ (top) and $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factors as a function of visual extinction A_v and H column density into the cloud. As the atomic Hydrogen skin is very thin even for the highest UV field used here, the clouds are essentially completely molecular so the depth is shown as H_2 depth not H. The x-axis extends beyond standard cloud column densities in order to show how a change in cloud structure with respect to Galactic clouds would affect the CO intensities. The expected range is roughly indicated by a box in the lower panel. While the UV field has little effect on the hydrogen, it has a major effect on the C⁺/C/CO transition.

$N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion factor depends weakly on NH_2 in the region of interest. Therefore, the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion factor derived in this section remains independent of other previous estimations.

For normal spiral galaxies, the C [158] integrated intensities in energy units are typically 1000–2000 times the CO(1-0) intensity (Stacey et al. 1991; Braine & Hughes 1999). On the other hand, the O [63] to C [158] ratio is ~ 0.3 in normal galaxies at large scales (Braine & Hughes 1999; Lord et al. 1996; Malhotra et al. 2001) and can be even higher when studying

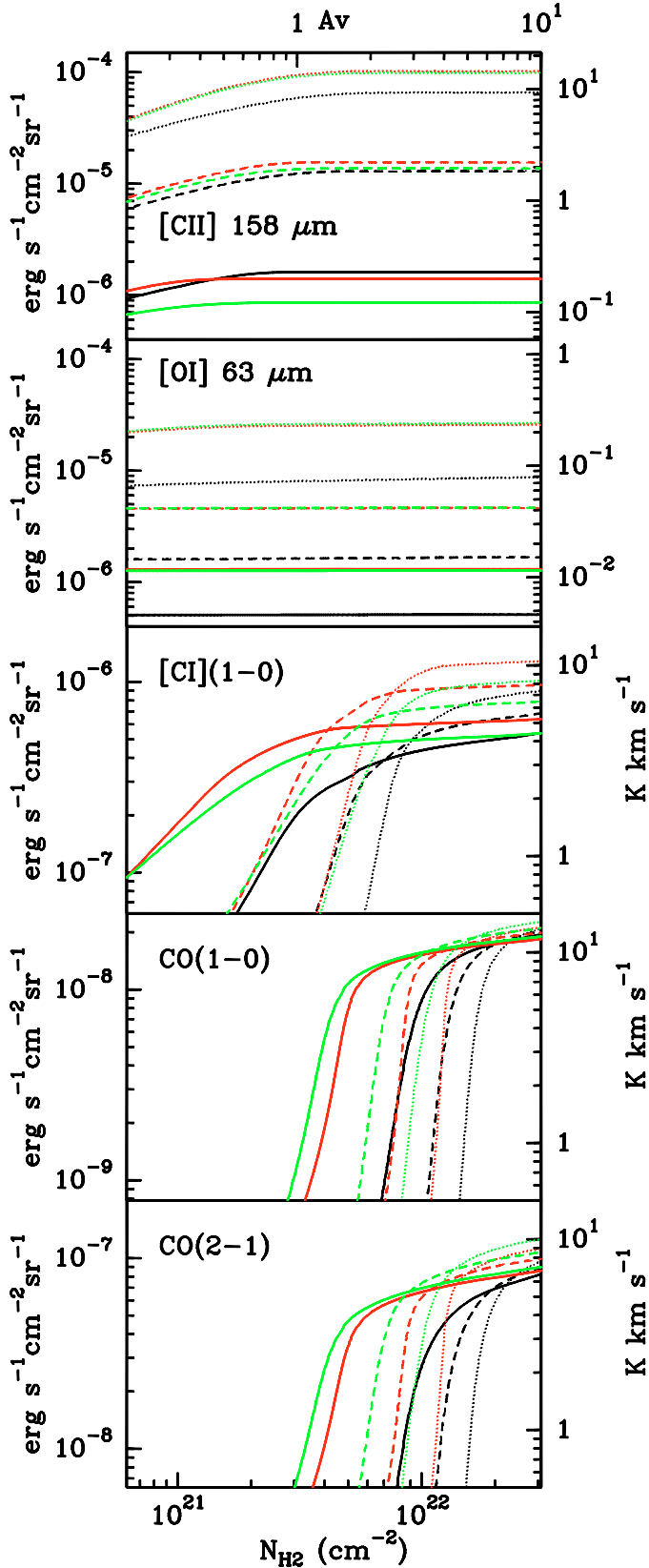


Fig. 10. Line strengths of the major observables C⁺, O⁺, C⁺, and CO as a function of visual extinction A_v and H₂ column density into the cloud. Lines are as in Fig. 8 – black for density $n = 1000$, red for the nominal $n = 10000$ with CLOUDY default rates, and green for $n = 10000$ with UMIST rates. The solid, dashed, and dotted lines are for respectively UV fields of 1, 10, and 100 times the estimated solar neighborhood value.

smaller scales as the spiral arms of M 31 (Rodríguez-Fernández et al. 2006). These are lower limits to the O/C⁺ ratios in the neutral components of the ISM since a fraction of the observed C⁺ emission may come from ionized gas not closely associated with molecular clouds or PDRs.

The simulations show that the C⁺ flux varies linearly with the incident field and depends little on the density for the range explored here, as expected. The O⁺ flux depends strongly on both density and radiation field and for the low density models the flux is well below the large-scale value of 1/3 that of the C⁺ typical of normal galaxies. Thus, a density of 10^4 cm⁻³ is more appropriate to reproduce the O/C⁺ ratio.

Even for large column densities where the CO is formed for all the parameters studied, the simulations predict strong variations in the C⁺/CO(1-0) ratio from 100 to 10^4 for incident field of $G_0 = 1$ to 100 respectively. To reproduce ratios of 1000–2000 typical of normal spiral galaxies a relatively low intensity incident field of $G_0 = 10$ is favored. Similarly, the model C⁺/CO(1-0) ratio also favors low intensity fields since the predicted ratios are high, about 0.5 in K km s⁻¹ except for $G = 1$ with a ratio of about 0.3, whereas typical observed values are about 0.2 (e.g. Gerin & Phillips 2000) and often less. For lower columns or the late CO formation curves, the C⁺/CO ratio is substantially higher (due to the weak CO).

All together, the comparison of the model prediction with the typical line ratios yields a representative density of $\sim 10^4$ cm⁻³ and incident field in the range 1–10, in agreement with Draine et al. (2007) and our GALEX estimates for NGC 6822. Taking into account those density and incident radiation fields, and a range of H₂ column densities from 8×10^{21} cm⁻² to 2×10^{22} cm⁻², which comprise the expected H₂ column density of the CO clouds detected in NGC 6822, a likely value for $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ is in the range $\sim 2\text{--}3 \times 10^{21}$ cm⁻²/(K km s⁻¹). These estimations of the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)}$ factor do not depend critically on the exact H₂ column density of the molecular clouds in NGC 6822 and agree reasonably well with other estimations. Increasing the radiation field further pushes the CO edge of the cloud deeper in, probably unrealistically deep unless the molecular clouds in NGC 6822 have higher column densities than Galactic GMCs. Observing the C⁺, O⁺, and C⁺ lines with the Herschel satellite would be of great interest because they are sensitive respectively to the SFR, the SFR and density, and the cloud depth (the others being independent of total cloud column density – cf. Fig. 10).

8. The efficiency of star formation in NGC 6822

Using the H α luminosity and the calibration from Kennicutt (1998), Cannon et al. (2006) derive a global star formation rate of $0.015 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Israel et al. (1996) find $0.04 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ over the last 10^7 years from bolometric luminosity measurements. Using the calibration from Hunter & Gallagher (1986) which supposes that close to half of the ionizing photons are lost to dust and a Salpeter IMF:

$$\dot{M} = 5 \times 10^{-8} L(\text{H}_\alpha) / L_\odot M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (11)$$

yields, with $L(\text{H}_\alpha) = 2 \times 10^{39}$ erg s⁻¹ (de Blok & Walter 2006b) a star formation rate of $0.026 M_\odot \text{ yr}^{-1}$; this is the value we will use for NGC 6822.

The star formation efficiency is usually defined as the ratio of the star formation rate over the mass of molecular gas available to form stars:

$$\text{SFE} = \frac{\text{SFR}}{M_{\text{H}_2}} \quad (12)$$

Table 5. Properties of the H₂ regions Hubble V and Hubble X.

Name	α_{off}^a "	δ_{off}^b "	$T_{\text{CO mb}}$ mK	I_{CO} K km s ⁻¹
Hubble V	-68.5	299.0	500	0.93
Hubble X	55.2	310.8	<85 ^b	<0.19 ^c

Notes. ^(a) Offsets with respect to the reference position (α_0, δ_0) = (19^h44^m57^s.8, -14°48'11"). ^(b) Corresponding to a 3 σ level. ^(c) Corresponding to a 3 σ level and a 3 km s⁻¹ fwhm linewidth.

The characteristic time to transform molecular gas into star is directly $\tau = 1/\text{SFE}$. Table 4 shows the values of the characteristic time τ for the different methods used to estimate the molecular gas column density. The H₂ consumption times are smaller than those found for large spirals, about 2×10^9 yr (Murgia et al. 2002; Kennicutt 1998), such that the SFE in NGC 6822 is higher by the same ratio. This is consistent with the high star formation efficiency found by Gardan et al. (2007) in M 33, a spiral galaxy larger than NGC 6822 but an order of magnitude less luminous and less massive than the Milky Way. Two other small galaxies, IC10 and NGC 2403 (which is very similar to M 33), have also been found to have high SFEs by respectively Leroy et al. (2006), Kennicutt (1998) and Blitz et al. (2007) but the constraints on the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion are not stringent.

Going to $z \sim 1$, the star formation rate increases by at least one order of magnitude (Madau et al. 1996; Wilkins et al. 2008). Even if the gas fraction was higher in the past, a high star formation efficiency has to be introduced in order to explain such a wide variation of the star formation rates. Small Local Group galaxies such as NGC 6822, M 33, the LMC or the SMC share some properties with intermediate redshift objects: they are gas rich, have subsolar metallicities and seem to exhibit high star formation efficiencies. Low-luminosity NGC 6822 also shares with early universe objects a high FIR/CO luminosity ratio. Note that both CO and the dust emission are affected by metallicity. However, unlike these rare but very luminous galaxies, NGC 6822 (like the other small local objects above) has a low SFR, placing it in an empty region of Figs. 8 and 9 in Solomon & Vanden Bout (2005). High spatial resolution observations of these local systems may help us understand the physics of intermediate redshift galaxies.

9. Hubble X and Hubble V

9.1. Diffuse CO emission South of Hubble X

A major question is whether large quantities of H₂ could be missed through the use of CO as a tracer of molecular gas. In particular, does the presence of the luminous star forming region Hubble X (see Table 5 for positions of Hubble V and X) with copious H α , FUV, 160 μm and 8 μm emission but without a CO detection invalidate CO as a tracer of H₂ in galaxies like NGC 6822? As shown in Fig. 7, for reasonable estimates of the radiation field or dust temperature, the dust emission corresponds to that expected from the atomic component alone. Thus, we believe that towards the H₂ region there is in fact very little H₂, and not just little CO. However, we see evidence for “diffuse” CO emission from the H-rich region near and South of Hubble X (see Fig. 11).

In Fig. 11, we have summed the CO and H₂ spectra over a region roughly 50'' $\times$ 200'' in size, yielding an apparent detection in CO despite the absence of individual clouds with detectable

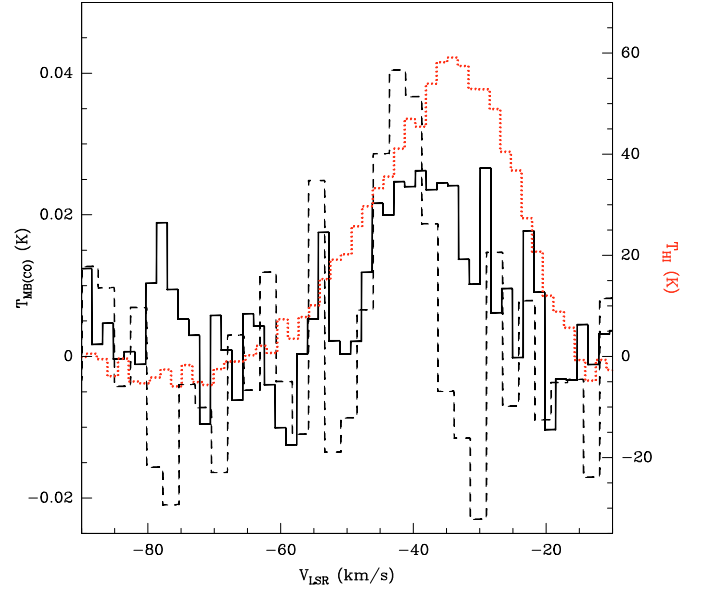


Fig. 11. CO(2-1) and H₂ spectra of the region south of Hubble X in which CO emission appears to be detected (cf. Fig. 6). The solid line is the CO(2-1) summed over a 2.57 arcmin² region east of Hubble X, the dotted line is the H₂ spectrum summed over the same region, and the dashed line is a JCMT CO (2-1) spectrum taken at RA 19^h42^m19^s.7, Dec -14°50'31".

CO emission. Also shown is the result of an observation towards 19^h42^m19^s.7, -14°50'31" made with the JCMT in CO(2-1) at 21'' resolution in 1992, which, although the signal-to-noise ratio is low, seems to show CO emission towards roughly the same position and at the same velocities. With the resolution available in extragalactic observations, “diffuse” signifies that neither spatially nor spectrally can we distinguish the clouds which, taken together over a large area, appear to contribute a detectable CO signal. While these clouds could be like Galactic cirrus, our resolution and brightness sensitivity are not sufficient to be sure. They are *not* like either galactic GMCs or the individual clouds discussed in Sects. 4. Using the methods described in Sect. 6, no H₂ is found in this area although the CO luminosity is $\sim 10^4$ K km/s pc².

9.2. The ¹³CO and HCN emission in Hubble V

Unlike most spiral galaxies (Braine et al. 1993), comparing the CO(1-0) emission with the CO(2-1) emission convolved to 21'' angular resolution yields a line ratio of about CO(2-1)/CO(1-0) ~ 1.2 in Hub V. This is unlikely to be the case over much of NGC 6822 because rather warm and dense gas is required, including some optically thin emission. The ¹³CO emission confirms this for Hubble V – the ¹²CO/¹³CO ratio is 15 in the (1-0) transition but only 5.7 in the (2-1) transition, showing that the higher transition is efficiently excited. Israel et al. (2003a) found considerably higher ¹²CO/¹³CO line ratios with the SEST telescope. This is a strong indication for the presence of tenuous molecular gas with low CO optical depths surrounding the Hubble V cloud, probably similar to the diffuse gas found near Hubble X (see Sect. 9.1).

In order to estimate the fraction of dense gas in Hubble V, we observed the HCN(1-0) line at 88.6316 GHz. HCN has a high dipole moment and thus requires high densities to be excited. HCN(1-0) was not detected despite reaching a 3 σ noise level of 0.035 K km s⁻¹, a factor 60 below the CO(1-0) line. Typical

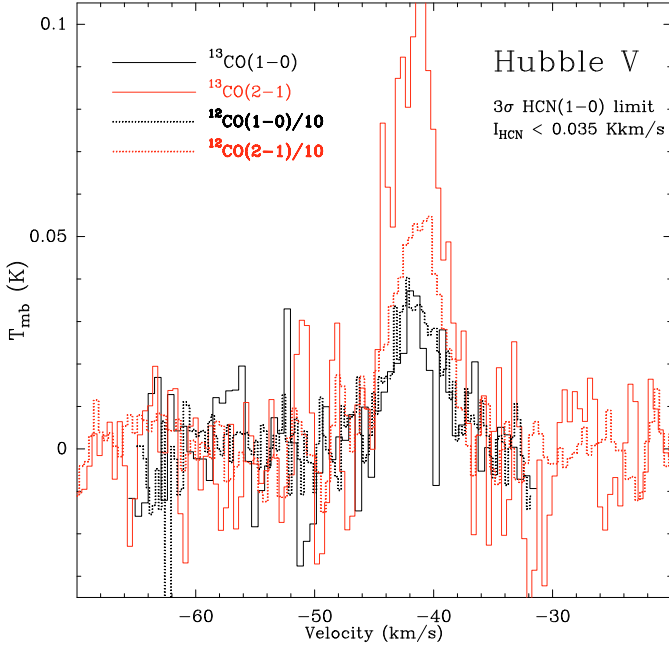


Fig. 12. Spectra of the Hubble V (Hubble 1925) H₂ region. (dotted line) ^{12}CO divided by 10, (continuous line) ^{13}CO , (black) $J = 2 \rightarrow 1$, (red) $J = 1 \rightarrow 0$.

values of $\text{CO}(1-0)/\text{HCN}(1-0)$ are ~ 50 in galactic disks (Kuno & Nakai 1997, for M 51, Braine et al. 1997, for NGC 4414, Brouillet et al. 2005, for M 31), 10–20 in nuclei (Nguyen et al. 1992; Henkel et al. 1991), and less in ultraluminous infrared galaxies which are as a result believed to have a particularly high fraction of their H_2 in dense cores (Gao et al. 2007). Again with the SEST, Israel et al. (2003a) reports detection of the $\text{HCO}^+(1-0)$ line in Hubble V, at 4 times the brightness of our limit to $\text{HCN}(1-0)$. While rather extreme, Brouillet et al. (2005) noted an apparent rise in the HCO^+/HCN ratio going towards the outskirts of M 31, where the metallicity presumably decreases. From the data presented in this paper, despite being a major H₂ region, Hubble V is not particularly rich in dense gas. If the CO underestimates the H_2 mass in Hubble V, then the dense gas fraction in Hubble V is lower than in spiral disks because the HCN in dense cores should be less affected by the dissociating radiation field than the CO.

10. Galactic emission

A factor which greatly complicates studies of NGC 6822 is the presence of a Galactic molecular cloud along the line-of-sight towards NGC 6822. Some optical/UV emission is absorbed and the cloud emits at (at least) FIR wavelengths, making it difficult to clearly identify the emission coming from NGC 6822. This is particularly a question at $160\text{ }\mu\text{m}$ where the dust temperature apparently decreases to the West but this is likely due to the increasing column density and low temperature of the Galactic cloud. In CO, the Galactic cloud can be separated from NGC 6822 (see Fig. 13) so that we know the western part is more affected. A velocity gradient from roughly East to West is present in the cloud, in addition to the column density gradient. For a cloud distance of 100 pc, realistic due to the -20° galactic latitude of NGC 6822, the resolution is about 1500 a.u. or 0.007 pc, making this one of the highest-resolution observations up to now of a local cloud. A dedicated study of the large scale structure of this Galactic cirrus cloud will be presented by Israel

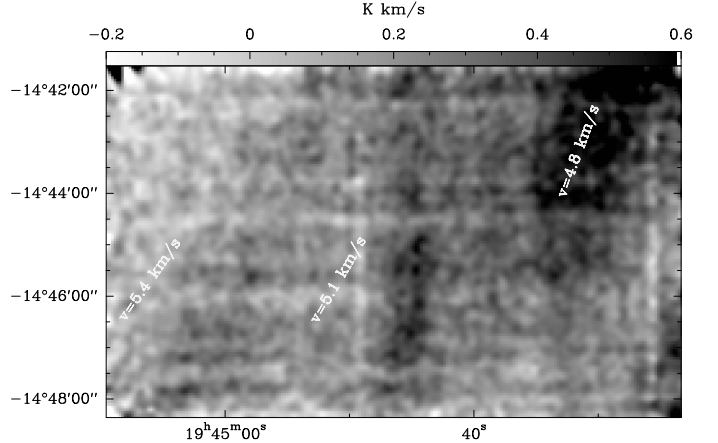


Fig. 13. CO(2–1) emission from the local molecular “cirrus” cloud along the line of sight to NGC 6822. Indicated on the figure are the velocities of the emission at 3 different positions.

et al. (in prep). Figure 13 shows where FIR emission and optical/UV absorption are most expected. The decrease in dust temperature at the NW corner of the $160\text{ }\mu\text{m}$ map in Fig. 8 might be due to the cirrus. However, from looking at the region around RA 19:44:32 Dec $-14:45:00$, it is clear that any emission from the cirrus falls below our intensity cuts, whether at 100 or $160\text{ }\mu\text{m}$.

11. Conclusions

From large-scale CO mapping of a very nearby low metallicity galaxy, we identify a sample of molecular clouds, most of which were also detected by the CPROPS algorithm, allowing an unbiased assessment of their properties. The properties of these GMCs (size, linewidth, virial mass) appear similar to Galactic clouds but the H_2 mass per CO luminosity is much higher such that we estimate $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(2-1)} \approx 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ for the clouds. A variety of methods yield coherent values. Our modeling with the CLOUDY program also provides similar ratios for reasonable parts of parameter space. At large scales ($\sim \text{kpc}$, well above that of the clouds), we find evidence for a higher $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$, $\sim 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, in agreement with work in NGC 6822 by Israel (1997a) and in the SMC by Rubio et al. (1993). No evidence for H_2 in the absence of CO emission was found. The molecular gas masses derived using the high $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ values estimated here, coupled with an $\text{SFR} = 0.026 M_\odot \text{ yr}^{-1} \pm 50\%$, support the idea that molecular gas is more quickly cycled into stars in these small low metallicity galaxies. In turn, this appears coherent with our image of rapid star formation in intermediate redshift galaxies.

Acknowledgements. NJRF acknowledges useful discussions with N. Abel on the CLOUDY capabilities to model molecular clouds. We thank the IRAM staff in Granada for their help with the observations. We thank John Cannon and the SINGS team for the *Spitzer* images. We also thank Fabian Walter for the use of the de Blok & Walter H₂ data.

References

- Abel, N. P., Ferland, G. J., Shaw, G., et al. 2005, *ApJS*, 161, 65
- Adler, D. S., Lo, K. Y., Wright, M. C. H., et al. 1992, *ApJ*, 392, 497
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III, & F. N. Bash, ASP Conf. Ser., 336, 25

- Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., et al. 1999, A&A, 342, 313
- Bendo, G. J., Draine, B. T., Engelbracht, C. W., et al. 2008, MNRAS, 389, 629
- Black, J. H. 1987, in *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach, & H. A. Thronson, Jr., *Astrophys. Space Sci. Library*, 134, 731
- Blitz, L., Fukui, Y., Kawamura, A., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 81
- Boissé, P. 1990, A&A, 228, 483
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F., & Blitz, L. 2008, ApJ, 686, 948
- Braine, J., & Herpin, F. 2004, *Nature*, 432, 369
- Braine, J., & Hughes, D. H. 1999, A&A, 344, 779
- Braine, J., Combes, F., Casoli, F., et al. 1993, A&AS, 97, 887
- Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, A&A, 318, 19
- Braine, J., Ferguson, A. M. N., Bertoldi, F., et al. 2007, ApJ, 669, L73
- Brouillet, N., Muller, S., Herpin, F., Braine, J., & Jacq, T. 2005, A&A, 429, 153
- Cannon, J. M., Walter, F., Armus, L., et al. 2006, ApJ, 652, 1170
- Casoli, F., Sauty, S., Gerin, M., et al. 1998, A&A, 331, 451
- de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2000, ApJ, 537, L95
- de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2003, MNRAS, 341, L39
- de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2006a, AJ, 131, 363
- de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2006b, AJ, 131, 343
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, ApJ, 309, 326
- Digel, S. W., Lyder, D. A., Philbrick, A. J., Puche, D., & Thaddeus, P. 1996, ApJ, 458, 561
- Draine, B. T., & Li, A. 2007, ApJ, 657, 810
- Draine, B. T., Dale, D. A., Bendo, G., et al. 2007, ApJ, 663, 866
- Engargiola, G., Plambeck, R. L., Rosolowsky, E., et al. 2003, ApJS, 149, 343
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. 1998, PASP, 110, 761
- Fukui, Y., Kawamura, A., Minamidani, T., et al. 2008, ApJS, 178, 56
- Gao, Y., Carilli, C. L., Solomon, P. M., et al. 2007, ApJ, 660, L93
- Gardan, E., Braine, J., Schuster, K. F., Brouillet, N., & Sievers, A. 2007, A&A, 473, 91
- Gerin, M., & Phillips, T. G. 2000, ApJ, 537, 644
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Heavens, A., Panter, B., Jimenez, R., et al. 2004, *Nature*, 428, 625
- Helou, G., Roussel, H., Appleton, P., et al. 2004, ApJS, 154, 253
- Henkel, C., Baan, W. A., & Mauersberger, R. 1991, A&ARv, 3, 47
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., et al. 2009, ApJ, 699, 1092
- Hubble, E. P. 1925, ApJ, 62, 409
- Hunter, D. A., & Gallagher, III, J. S. 1986, PASP, 98, 5
- Israel, F. P. 1997a, A&A, 317, 65
- Israel, F. P. 1997b, A&A, 328, 471
- Israel, F. P., Bontekoe, T. R., & Kester, D. J. M. 1996, A&A, 308, 723
- Israel, F. P., Baas, F., Rudy, R. J., Skillman, E. D., & Woodward, C. E. 2003a, A&A, 397, 87
- Israel, F. P., Johansson, L. E. B., Rubio, M., et al. 2003b, A&A, 406, 817
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ApJ, 498, 541
- Kennicutt, Jr., R. C., Armus, L., Bendo, G., et al. 2003, PASP, 115, 928
- Kuno, N., & Nakai, N. 1997, PASJ, 49, 279
- Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809
- Lee, H., Skillman, E. D., & Venn, K. A. 2006, ApJ, 642, 813
- Leroy, A., Bolatto, A., Walter, F., et al. 2006, ApJ, 643, 825
- Li, A., & Draine, B. T. 2001, ApJ, 554, 778
- Loinard, L., Dame, T. M., Heyer, M. H., Lequeux, J., & Thaddeus, P. 1999, A&A, 351, 1087
- Lord, S. D., Malhotra, S., Lim, T., et al. 1996, A&A, 315, L117
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388
- Malhotra, S., Kaufman, M. J., Hollenbach, D., et al. 2001, ApJ, 561, 766
- Mateo, M. L. 1998, ARA&A, 36, 435
- Murgia, M., Crapsi, A., Moscadelli, L., et al. 2002, A&A, 385, 412
- Nguyen, Q.-R., Jackson, J. M., Henkel, C., Truong, B., & Mauersberger, R. 1992, ApJ, 399, 521
- Regan, M. W., Thornley, M. D., Vogel, S. N., et al. 2006, ApJ, 652, 1112
- Rodriguez-Fernandez, N. J., Braine, J., Brouillet, N., et al. 2006, A&A, 453, 77
- Röllig, M., Abel, N. P., Bell, T., et al. 2007, A&A, 467, 187
- Rosolowsky, E. 2007, ApJ, 654, 240
- Rosolowsky, E., & Leroy, A. 2006, PASP, 118, 590
- Rubio, M., Lequeux, J., & Boulanger, F. 1993, A&A, 271, 9
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 2001, ApJS, 136, 189
- Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, A&A, 423, 1171
- Shaw, G., Ferland, G. J., Abel, N. P., Stancil, P. C., & van Hoof, P. A. M. 2005, ApJ, 624, 794
- Skillman, E. D., Terlevich, R., & Melnick, J. 1989, MNRAS, 240, 563
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., et al. 1987, ApJ, 319, 730
- Solomon, P. M., & Vanden Bout, P. A. 2005, ARA&A, 43, 677
- Stacey, G. J., Geis, N., Genzel, R., et al. 1991, ApJ, 373, 423
- Weldrake, D. T. F., de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2003, MNRAS, 340, 12
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, MNRAS, 385, 687
- Williams, J. P., Bergin, E. A., Caselli, P., Myers, P. C., & Plume, R. 1998, ApJ, 503, 689
- Wilson, C. D. 1994, ApJ, 434, L11
- Young, J. S., & Knezek, P. M. 1989, ApJ, 347, L55

Chapitre 7

Étude des nuages moléculaires géants dans M33

La méthode d'identification et de mesure de propriétés des nuages présentée au chapitre 5 a été appliquée au cube de données CO(2–1) dans M33 dont l'obtention est décrite au chapitre 2, mais aussi dans un premier temps à NGC6822 avec la version originale de **CPROPS** (cf chapitre 6). La sortie du programme **CPROPS** a fourni un ensemble de 349 identifications de nuages. Une étude systématique à l'oeil a permis d'éliminer 12 faux-positifs qui correspondaient à l'identification de régions du cube où une oscillation restante de la ligne de base créait une zone d'émission globalement positive.

Afin de vérifier qu'aucune émission susceptible d'être un nuage moléculaire géant n'avait été oubliée lors de l'identification, une carte d'intensité intégrée a été construite après avoir soustrait du cube de données les régions identifiées par **CPROPS** comme étant des nuages. Un examen de cette carte a montré qu'aucun pic d'émission significatif (plus de 3σ) ne restait dans le cube, confirmant l'identification de tous les nuages moléculaires pouvant être détectés dans la région cartographiée en CO avec notre sensibilité. Ce catalogue de 337 nuages dans M33 est le plus grand obtenu jusqu'à ce jour en dehors de notre Galaxie.

A partir du catalogue, il est possible d'étudier en détail les propriétés des nuages moléculaires dans un environnement chimiquement jeune et de comparer leurs propriétés à celles des nuages observés dans notre Galaxie. La suite de ce chapitre s'articulera de la manière suivante : après une présentation du catalogue des nuages moléculaires géants de M33 et de leurs propriétés, j'étudierai tout d'abord les corrélations croisées de ces propriétés et les lois d'échelle les reliant, ainsi que la loi décrivant la distribution de luminosité des nuages. Ensuite l'étude de la variation des propriétés des nuages en fonction du rayon sera présentée pour terminer par le classement des nuages selon la phase de formation stellaire qui s'y déroule.

7.1 Catalogue des nuages

Les propriétés des nuages identifiés par **CPROPS** sont résumées dans le tableau A.1 présenté en annexe.

Puisque l'identification des nuages par CPROPS fournit une région unique du cube correspondant à chaque nuage, il est possible, en projetant les bords de cette zone sur le plan du ciel, de définir pour chaque nuage un contour englobant toute l'émission du nuage au-dessus de 2σ . Ces contours peuvent alors servir de polygones afin de mesurer le flux dans des bandes continuum et de créer des spectres moyens pour des jeux de données spectroscopiques pour chacun des nuages.

7.1.1 Photométrie

Pour chacun des nuages du catalogue, on mesure le flux et la luminosité dans chacun des sept jeux de données de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain décrits à la section 1.4.2.

7.1.2 Spectroscopie

De façon similaire il est possible d'obtenir des spectres moyennés sur le polygone correspondant à chacun des nuages pour tout cube de données spectrales. Ces spectres sont obtenus en moyennant pour chaque canal de vitesse, les valeurs des pixels à l'intérieur des polygones de chacun des nuages. Les spectres dans la raie de l'hydrogène atomique à 21 cm (cf chapitre 3) et dans la raie CO(2-1) (cf chapitre 2) ont ainsi été calculés pour les 337 nuages. À partir des spectres HI on a calculé, pour chaque nuage, la largeur de raie, la position médiane et la masse d'hydrogène atomique via l'équation 4.3.

7.1.3 Exemple pour un nuage

La figure 7.1 est une page du catalogue des nuages moléculaires géants de M33 présenté dans son intégralité dans l'annexe B. Pour chacun des nuages il y est résumé en haut à gauche les valeurs des coordonnées du nuage ainsi que ses propriétés physiques mesurées et son type dans la classification proposée à la section 7.5. En haut au centre sont tracés les spectres moyens du nuage en CO(2-1) (rouge) et HI 21 cm (noir) ainsi que les vitesses correspondant au maximum de ces spectres. En haut à droite, une vue d'ensemble de la région cartographiée permet de situer tous les contours des nuages en noir ainsi que celui du nuage considéré en rouge. Les ellipses en pointillé représentent des courbes de rayons galactocentriques constants espacés de 1 kpc. Les coordonnées de cette carte sont les positions relatives en secondes d'arc par rapport au centre de la galaxie.

La partie inférieure de la page est occupée par quatre panneaux qui superposent l'émission CO du nuage considéré à l'émission de cartes, H_α en haut à gauche, $8\mu\text{m}$ en haut à droite, UV lointain en bas à gauche et $24\mu\text{m}$ en bas à droite. Les contours correspondent à l'intensité intégrée obtenue en projetant sur le plan du ciel la région d'émission identifiée par CPROPS. Sont également tracés les contours les plus faibles (à 2σ) des autres nuages du catalogue visibles dans le même champ, le numéro inscrit permettant de les retrouver facilement dans le catalogue. Comme pour la carte globale, les coordonnées sont les positions relatives en secondes d'arc par rapport au centre de la galaxie selon la grille équatoriale.

C'est ce catalogue qui a servi à identifier les phases de formation stellaire pour chaque nuage dont les résultats sont présentés dans la section 7.5.

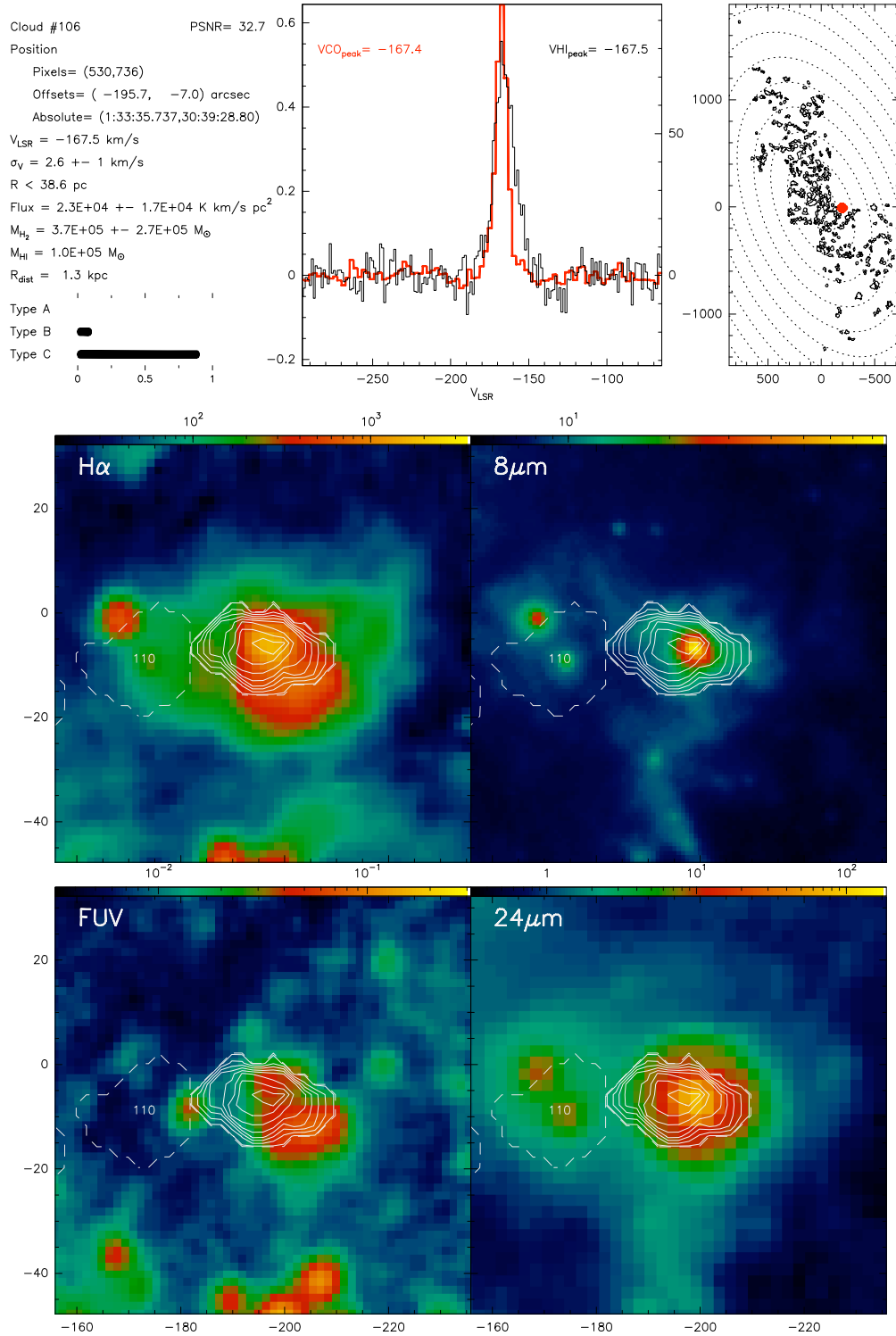


FIGURE 7.1: Page du catalogue consacrée au nuage numéro 106. Les informations présentées sur chaque page du catalogue sont décrites dans le corps du texte.

7.2 Lois d'échelle – Lois de Larson

Dans leur étude de 273 nuages moléculaires géants dans la Voie Lactée, Solomon et al. (1987) (plus tard cette référence sera abrégée en SRBY) identifient plusieurs lois d'échelle reliant les grandeurs physiques des nuages. La première est une relation entre le rayon R_e d'un nuage et sa dispersion de vitesse σ_V les auteurs trouvent que les nuages vérifient la loi :

$$\sigma_V \propto R_e^{0.5} \quad (7.1)$$

et ce pour toute la gamme de leurs mesures soit deux ordres de grandeur en rayon et un ordre de grandeur en dispersion de vitesse. Myers et al. (1983) entre autres, avaient émis l'hypothèse que les nuages moléculaires géants étaient des structures en équilibre du Viriel. En combinant ces deux points, on obtient une densité de surface de masse moyenne constante pour les nuages moléculaires géants. En effet dans le cas où $\sigma_v^2 \propto R_e$ et $M \propto R_e \sigma_v^2$ alors on retrouve $M \propto R_e^2$, d'où $M/R_e^2 = cste$.

Ils appuient l'argument de la virialisation des nuages en remarquant qu'il existe une relation presque linéaire entre la masse du Viriel et la luminosité CO qui justifie l'utilisation d'un facteur de conversion entre CO et H_2 pour obtenir une masse des nuages.

Une étude récente de Bolatto et al. (2008) regroupe des observations de nuages moléculaires géants dans des galaxies du groupe local depuis des spirales comme M31 ou M33 jusqu'à des galaxies naines comme IC10. Si, en combinant l'intégralité des données qui s'étendent sur deux ordres de grandeurs en rayon, ils arrivent à ajuster une loi $\sigma_V \propto R_e^\beta$ avec l'exposant $\beta = 0,6 \pm 0,1$, l'étude des 30 nuages observés dans M33 avec une résolution de $6''$ soit 30 pc par Rosolowsky et al. (2003) avec l'interféromètre BIMA (cf croix rouges de la Figure 1. de Bolatto et al. (2008)) ne permet pas de conclure à une quelconque relation entre ces deux grandeurs.

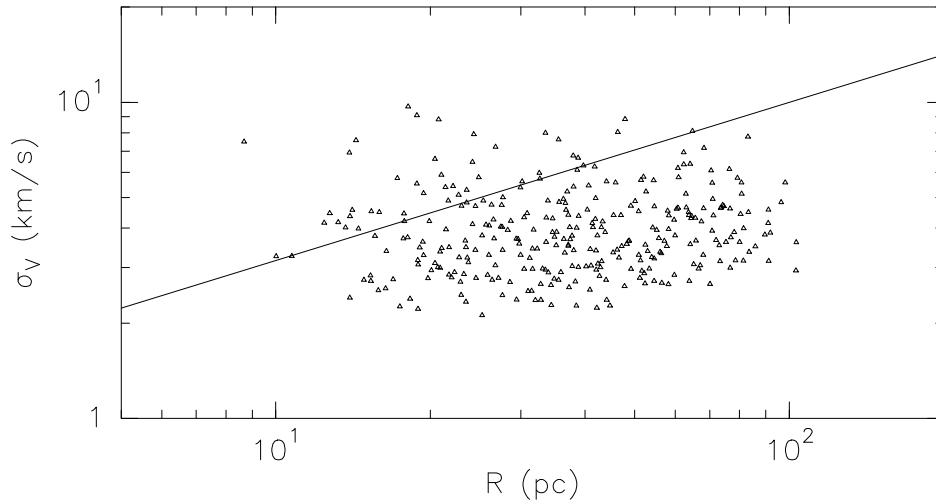


FIGURE 7.2: Diagramme de la largeur de raie σ_v en fonction du rayon R_e des nuages. Le trait continu correspond à la relation trouvée par SRBY pour la Voie Lactée.

La figure 7.2 illustre pour notre catalogue de 337 nuages dans M33 la relation entre R_e et σ_V ainsi que la droite d'ajustement trouvée par SRBY dans la Voie Lactée. Bien

que nos mesures s'étendent sur un ordre de grandeur en rayon déconvolué, aucune corrélation n'est évidente. Le coefficient de corrélation de Pearson vaut 0,08 ce qui est non significatif.

La dispersion observée dans les valeurs de rayon et de largeur de raie de nos observations ne permet pas de confirmer une quelconque relation entre ces deux grandeurs. En augmentant la gamme de rayons effectifs observés, c'est-à-dire en obtenant des observations à plus hautes résolutions spatiale et spectrale, notamment par l'interférométrie, il devrait être possible d'éclaircir ce point.

On remarque que s'il n'est pas possible d'établir une corrélation entre la largeur de raie et la taille des nuages dans M33, la majorité de ceux-ci se situent en-dessous de la relation trouvée par SRBY pour notre Galaxie. Ce décalage semble bien réel puisque nous utilisons des tailles déconvoluées du lobe, les rayons ne devraient donc pas être surestimés en moyenne. Ce sont donc des nuages avec des largeurs de raie plus faibles que ceux de la Voie Lactée que nous observons dans M33.

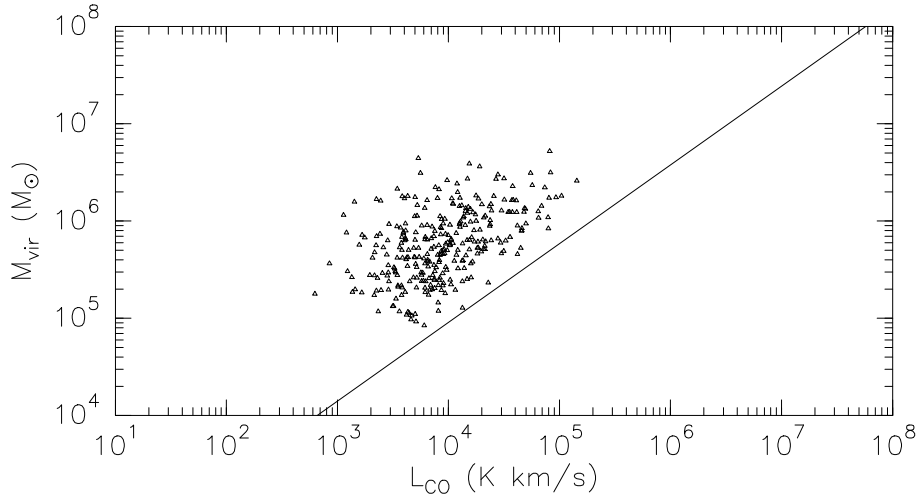


FIGURE 7.3: Diagramme de la masse du Viriel en fonction de la luminosité CO des nuages. Le trait continu correspond à la relation trouvée par SRBY pour la Voie Lactée.

SBRY trouvent également une forte corrélation entre la luminosité CO et la masse du Viriel. Ceux-ci trouvent la relation suivante,

$$M_{Viriel} \propto 39 L_{CO}^{0.81} (M_{\odot}) \quad (7.2)$$

confirmée dans l'étude de Bolatto et al. (2008). Dans notre cas, comme le montre la figure 7.3, la dispersion reste trop élevée pour confirmer une telle corrélation. Cependant il apparaît une déviation systématique par rapport à la droite trouvée par SRBY (en trait continu dans la figure). L'interprétation de ce fait peut être double : si l'on considère que les nuages ont une luminosité trop faible pour une masse du Viriel donnée alors l'explication est peut-être à chercher du côté d'un facteur de conversion CO-H₂ plus faible pour M33. Cependant l'étude récente de Leroy et al (2010) trouve pour M33 une valeur du facteur de conversion dans M33 similaire à la Voie Lactée. Si l'on considère en revanche que les nuages ont une masse du Viriel trop élevée pour une luminosité donnée alors il est possible que cette masse du Viriel soit artificiellement augmentée à cause de

la résolution angulaire limitée des observations. En effet s'il existe des sous-structures à l'intérieur des nuages observés ayant une échelle spatiale plus petite en taille et en largeur de raie, mais avec des vitesses systémiques légèrement différentes, leur combinaison à la résolution que l'on observe pourrait apparaître comme un seul nuage dont la masse du Viriel est supérieure à la somme des masses des sous-structures.

7.3 Fonction de luminosité

La fonction de luminosité des nuages moléculaires géants est une fonction qui décrit la probabilité d'avoir un nuage d'une luminosité donnée. De nombreuses études ont montré qu'une loi de puissance tronquée (équation 7.3) était adaptée pour décrire cette distribution dans le cas de nuages moléculaires dans notre Galaxie, M33 ou le Grand Nuage de Magellan (Williams & McKee 1997; Rosolowsky 2005; Rosolowsky et al. 2007).

$$\frac{dN}{dl} \propto \left(\frac{L}{L_{max}} \right)^{-\alpha} \quad (7.3)$$

La méthode d'estimation des paramètres de la loi de puissance (exposant et valeur maximale) à partir des données peut facilement être biaisée et Maschberger & Kroupa (2009) ont récemment publié une étude comparative des différentes méthodes d'estimation comprenant l'ajustement linéaire d'un histogramme des valeurs, l'ajustement de la fonction cumulative de probabilité et des méthodes de maximum de vraisemblance. Nous suivons leurs conclusions en utilisant la méthode qu'ils recommandent, inspirée du travail de Aban et al. (2006), soit un estimateur basé sur le maximum de vraisemblance. L'estimation obtenue est alors non biaisée, de variance minimale et qui reste rapide et stable numériquement pour un nombre de points élevés.

7.3.1 Méthode : estimateur du maximum de vraisemblance

La fonction densité de probabilité d'une loi de puissance tronquée (ou loi de Pareto tronquée) peut s'exprimer en fonction de la variable continue x , et des paramètres $\alpha > 1$ l'exposant de la loi de puissance, $x_{\min}$ et $x_{\max}$ les limites inférieures et supérieures. Ainsi,

$$p(x; \alpha, x_{\min}, x_{\max}) = \frac{1 - \alpha}{x_{\max}^{1-\alpha} - x_{\min}^{1-\alpha}} x^{-\alpha} \quad (7.4)$$

et la fonction de distribution cumulative associée :

$$P(x; \alpha, x_{\min}, x_{\max}) = \frac{x^{1-\alpha} - x_{\min}^{1-\alpha}}{x_{\max}^{1-\alpha} - x_{\min}^{1-\alpha}} \quad (7.5)$$

La fonction de vraisemblance s'écrit de façon générique pour n observations indépendantes identiquement distribuées $\mathbf{x} = x_i$ et M paramètres $\boldsymbol{\theta} = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_M)$:

$$\mathcal{V}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\theta}) = \prod_{i=1}^n p(x_i, \boldsymbol{\theta}) \quad (7.6)$$

dans le cas de la loi de puissance tronquée,

$$\mathcal{V}(x_i; \alpha, x_{\min}, x_{\max}) = \prod_{i=1}^n p(x_i; \alpha, x_{\min}, x_{\max}) \quad (7.7)$$

$$= \left(\frac{1 - \alpha}{x_{\max}^{1-\alpha} - x_{\min}^{1-\alpha}} \right)^n \prod_{i=1}^n x_i^{-\alpha} \quad (7.8)$$

On cherche les valeurs des paramètres $\hat{\alpha}$, $\hat{x}_{\min}$ et $\hat{x}_{\max}$ qui maximisent la fonction de vraisemblance sachant les observations x_i

$$(\hat{\alpha}, \hat{x}_{\min}, \hat{x}_{\max}) = \arg \max_{\alpha, x_{\min}, x_{\max}} \mathcal{V}(x_i; \alpha, x_{\min}, x_{\max}) \quad (7.9)$$

afin de faciliter le calcul, on prend le logarithme de la vraisemblance,

$$\log \mathcal{V} = n \log(1 - \alpha) - n \log(x_{\max}^{1-\alpha} - x_{\min}^{1-\alpha}) - \alpha \sum_{i=1}^n \log x_i \quad (7.10)$$

On obtient finalement la valeur de $\hat{\alpha}$ en trouvant la racine de la dérivée de l'équation 7.10 en fonction de α . L'estimateur de l'exposant est alors solution de l'équation implicite :

$$-\frac{n}{1 - \hat{\alpha}_{MV}} + n \frac{Z^{1-\hat{\alpha}_{MV}} \log Z - Y^{1-\hat{\alpha}_{MV}} \log Y}{Z^{1-\hat{\alpha}_{MV}} - Y^{1-\hat{\alpha}_{MV}}} - T = 0 \quad (7.11)$$

où $Y = \min X_i$, $Z = \max X_i$ et $T = \sum_{i=1}^n \log X_i$

Maschberger & Kroupa (2009) montrent que cet estimateur du maximum de vraisemblance est biaisé et proposent la correction suivante afin d'obtenir une estimation $\hat{\alpha}_{MVNB}$ non biaisée de l'exposant :

$$\hat{\alpha}_{MVNB} - 1 = \frac{n}{n - 2} (\hat{\alpha}_{MV} - 1) \quad (7.12)$$

Les même auteurs proposent comme estimateurs des limites inférieure et supérieure :

$$\hat{x}_{\min} = X_{(1)} \quad (7.13)$$

$$\hat{x}_{\max} = X_{(n)} \left(1 + \frac{e^G - 1}{n} \right)^{\frac{1}{1 - \hat{\alpha}_{MVNB}}} \quad (7.14)$$

avec

$$G = (1 - \hat{\alpha}_{MVNB}) \log_e \frac{X_{(n)}}{X_{(1)}} \quad (7.15)$$

Afin d'estimer les incertitudes sur la mesure des paramètres, on utilise une méthode de bootstrap (présentée en détail à la section 5.1.4) avec 5 000 itérations.

7.3.2 Résultats : variation de l'exposant en fonction du rayon

Le nombre élevé de nuages identifiés dans M33 permet d'appliquer cette méthode en regroupant les nuages par intervalles de rayon et ainsi d'étudier les variations radiales de la fonction de luminosité. On applique le formalisme précédant en remplaçant la variable x par la luminosité L , on note alors les coupures minimale et maximale $\hat{L}_{\max}$ et $\hat{L}_{\min}$.

Les figures 7.4 à 7.6 présentent un aperçu graphique des résultats obtenus pour l'ensemble des nuages identifiés dans M33. Dans chacune de ces figures, le graphique principal présente, en trait plein, la fonction de répartition empirique des nuages :

$$P_{obs}(L) = \text{nombre d'éléments dans l'échantillon dont la valeur est inférieure à } L \quad (7.16)$$

et en trait tireté, la fonction de distribution cumulative calculée avec les paramètres estimés par la méthode du maximum de vraisemblance décrite précédemment :

$$P_{est}(L) = \frac{L^{1-\hat{\alpha}} - \hat{L}_{\min}^{1-\hat{\alpha}}}{\hat{L}_{\max}^{1-\hat{\alpha}} - \hat{L}_{\min}^{1-\hat{\alpha}}} \quad (7.17)$$

L'abscisse est le logarithme décimal de la luminosité CO(2-1) des nuages et l'ordonnée le logarithme décimal du nombre cumulé de nuages. Les valeurs des grandeurs estimées sont synthétisées dans le tableau 7.1.

Le régime non tronqué de la loi de puissance correspond à la portion de droite de la loi théorique pour les faibles luminosités. Une loi de puissance non tronquée correspondrait au prolongement de cette droite jusqu'aux luminosités élevées. Une telle loi ne pourrait pas expliquer la sous représentation de nuages de plus forte luminosité alors qu'une loi de puissance tronquée permet de modéliser ce déficit.

La loi de puissance tronquée ne permet pas de décrire le régime observé pour des luminosités inférieures à $\sim 8 \cdot 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, dans ce cas deux hypothèses peuvent être apportées pour expliquer cet écart. Il est possible qu'une loi de puissance unique ne soit pas adaptée pour décrire la distribution des nuages pour toutes les luminosités. Ou bien nous n'observons pas tous les nuages de faible luminosité à cause de la sensibilité limitée des observations.

L'effet d'incomplétude de l'échantillon est d'autant plus probable qu'il arrive pour des valeurs de la luminosité proches de la limite de complétude théorique des observations. Cette limite théorique peut être calculée comme la luminosité du nuage le plus petit détectable par nos observations. Ce nuage aurait une taille de deux fois le lobe (imposé par CPROPS) et une intensité intégrée correspondant à une fonction gaussienne large de trois canaux dont les plus faibles sont égaux à deux fois le niveau de bruit.

$$L_{min} \simeq 4 \times 2\sigma \times \Delta_v \times 2 \times \Omega_{lobe}^2 \simeq 6 \cdot 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2 \quad (7.18)$$

où $\sigma \simeq 50 \text{ mK}$ est le bruit caractéristique de la carte, $\Delta_v = 2,6 \text{ km s}^{-1}$ la largeur d'un canal et $\Omega_{lobe}^2 = 2700 \text{ pc}^2$. Le bruit n'étant pas complètement uniforme sur la carte, cette limite de complétude peut varier de 30% selon la position du nuage. Pour cette raison, la méthode précédente n'est pas appliquée à l'ensemble des nuages mais seulement à la

fraction dont la luminosité est supérieure à $8 \cdot 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ afin de conserver une marge au-dessus de la limite de complétude théorique.

On vérifie que la loi de puissance tronquée décrit la distribution réelle de la luminosité des nuages en étudiant le diagramme probabilité-probabilité présenté dans le sous graphique en haut à droite de chaque figure. C'est un graphique de la fonction de répartition empirique normalisée des nuages (équation 7.16 divisée par le nombre de nuages) en fonction de la probabilité cumulée calculée avec les paramètres obtenus par l'estimation (cf equation 7.5).

Si la loi est vérifiée, les points sont alignés sur la droite $y = x$, l'écart observé à partir d'une certaine abscisse représentant la déviation par rapport à la loi de puissance due à la non complétude de l'échantillon. On vérifie que dans chaque cas la loi de puissance tronquée est vérifiée au moins pour la fraction des nuages dont la luminosité est supérieure à $8 \cdot 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, cette fraction étant donnée dans la deuxième colonne du tableau 7.1 avec le nombre de nuages correspondant N dans la première colonne.

Le sous graphique en bas à gauche représente quant à lui la distribution de l'exposant à l'issue de la procédure de bootstrapping et donne une idée de l'incertitude de l'estimation. Cette incertitude est d'autant plus élevée que le nombre de nuages considérés pour l'estimation est faible et que l'exposant est grand (voir par exemple la figure 7.6).

En complément des trois figures, le tableau 7.1 résume les valeurs estimées de l'exposant $\hat{\alpha}$ et de la luminosité de coupure maximale $\hat{L}_{\max}$ pour différents regroupements des nuages par intervalles de rayon. On donne comme valeur de l'estimateur, la médiane des valeurs obtenues par bootstrapping et pour incertitude, l'écart-type de ces valeurs.

TABLE 7.1: Résultat de l'estimation des paramètres de la loi de puissance tronquée qui modélise le mieux la fonction de luminosité. Le nombre N correspond au nombre de nuages dont la luminosité est supérieure à la limite de complétude $L_{\text{compl}} = 8,0 \cdot 10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$.

	N	Fraction	$\hat{\alpha}$	$\hat{L}_{\max}$ ($\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$)
Tous rayons	164	0,48	$2,0 \pm 0,1$	$16,0 \pm 2,7 \cdot 10^4$
$R < 2,2 \text{ kpc}$	95	0,56	$1,6 \pm 0,2$	$9,8 \pm 0,6 \cdot 10^4$
$R > 2,2 \text{ kpc}$	69	0,40	$2,3 \pm 0,2$	$19,0 \pm 5,7 \cdot 10^4$
$R < 1,7 \text{ kpc}$	68	0,60	$1,6 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,3 \cdot 10^4$
$1,7 \text{ kpc} < R < 3,1 \text{ kpc}$	52	0,46	$1,9 \pm 0,2$	$12,0 \pm 1,5 \cdot 10^4$
$3,1 \text{ kpc} > R$	44	0,39	$2,2 \pm 0,3$	$21,0 \pm 9,2 \cdot 10^4$

Quand on considère la totalité des 337 nuages du catalogue (Figure 7.4), la distribution de la luminosité est décrite par une loi de puissance dont l'exposant $\alpha = 2.0 \pm 0.1$ est identique à celui trouvé pour la fonction de masse des nuages par Rosolowsky et al. (2007) lors d'une précédente étude de M33 dans la transition (1–0) du monoxyde du carbone. La comparaison de notre fonction de luminosité et de leur fonction de masse

est pertinente puisqu'ils utilisent une masse lumineuse directement proportionnelle à la luminosité des nuages.

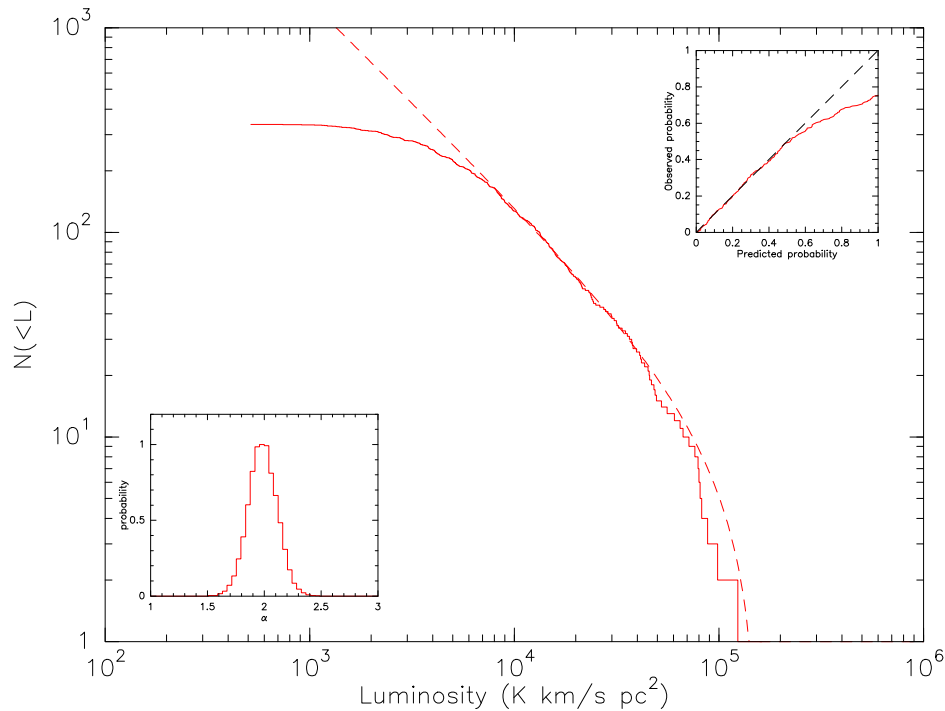


FIGURE 7.4: *Figure principale :* fonction empirique de répartition des nuages (trait continu) et fonction cumulative de distribution d'une loi de puissance tronquée (eq. 7.5) ayant les paramètres issus de l'estimation par maximum de vraisemblance. *En bas à gauche :* Distribution des exposants obtenus par bootstrapping. *En haut à droite :* Diagramme probabilité-probabilité (cf détails dans le corps du texte).

Si l'on sépare les nuages par rayon en deux ou trois catégories, on observe une augmentation de la valeur de l'exposant quand le rayon augmente. Il passe de 1,6 dans les régions internes à 2,3 dans les régions externes. Une telle variation radiale a été observée dans M33 par Rosolowsky et al. (2007) pour deux intervalles de rayons, les auteurs trouvant des valeurs proches mais légèrement moins contrastées avec $\alpha = 1,8 \pm 0,2$ pour $R < 2 \text{ kpc}$ et $\alpha = 2,1 \pm 0,1$ pour $R > 2 \text{ kpc}$.

Dans la Voie Lactée, Rosolowsky (2005) trouve également une variation de l'exposant de la loi de puissance en fonction du rayon avec $\alpha = 1,5$ pour des nuages dans le premier quadrant (données de Scoville et al. (1987) et Solomon et al. (1987)) et $\alpha = 2$ pour le second quadrant (données de Heyer et al. (1998)). L'auteur note cependant dans Rosolowsky et al. (2007) que les données étant issues d'observations et de méthodes de décomposition différentes on ne peut exclure un effet de la réduction des données qui donnerait deux valeurs d'indice différentes alors que la distribution sous-jacente de la luminosité des nuages est unique. Dans notre cas c'est bien une variation réelle de l'exposant qui est observée puisque l'ensemble des données a été traité de manière cohérente.

Il est intéressant de noter que la valeur maximale de la fonction de luminosité des nuages $\hat{L}_{\text{max}}$ ne décroît pas avec le rayon et reste voisin de $10\text{--}20 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ pour les groupements par rayon présentés ici. Si on regarde en revanche la luminosité la

plus grande pour un intervalle de rayon donné (figure 7.7), celle ci présente une forte coupure autour de 4 kpc. Dans la partie interne de M33 ($R < 3-4$ kpc), les luminosités maximales sont de l'ordre de $5 \text{ à } 15 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ alors qu'au-delà de $R = 4$ kpc les valeurs maximales sont systématiquement inférieures à $2 \cdot 10^4 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. Il n'y a pas assez de nuages dont la distance au centre de la galaxie est supérieure à 4 kpc pour que l'on puisse étudier correctement la distribution de ceux-ci. Une série d'observations le long du petit axe de la galaxie permettra bientôt d'augmenter l'échantillon de nuages correspondant et ainsi d'étudier la distribution de luminosité des nuages moléculaires dans les régions entre 4 kpc et 8 kpc.

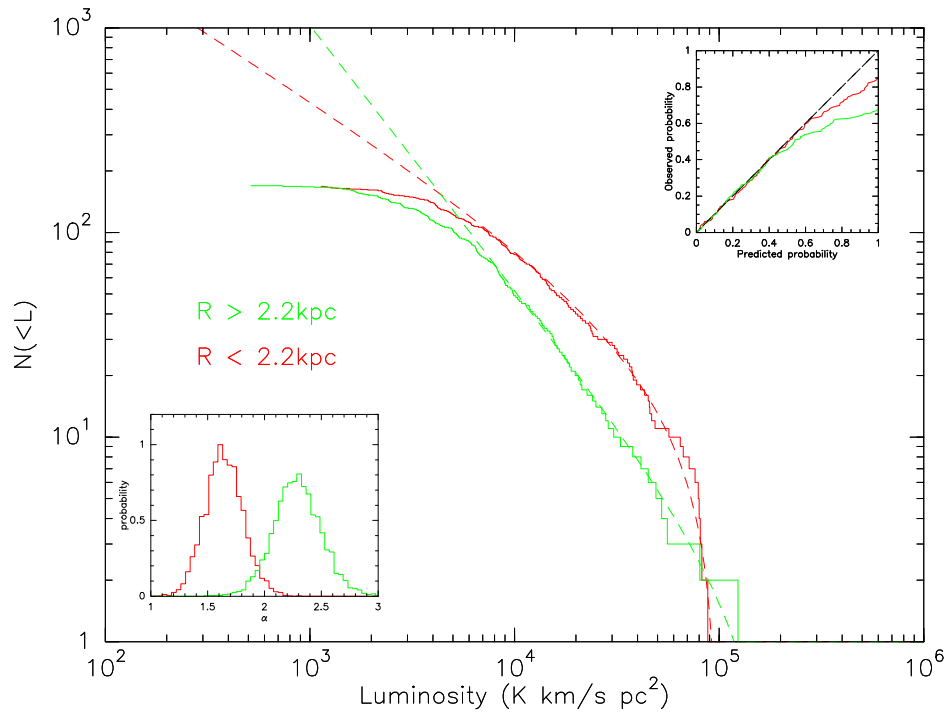


FIGURE 7.5: Même chose que la figure 7.4 pour deux intervalles de rayon.

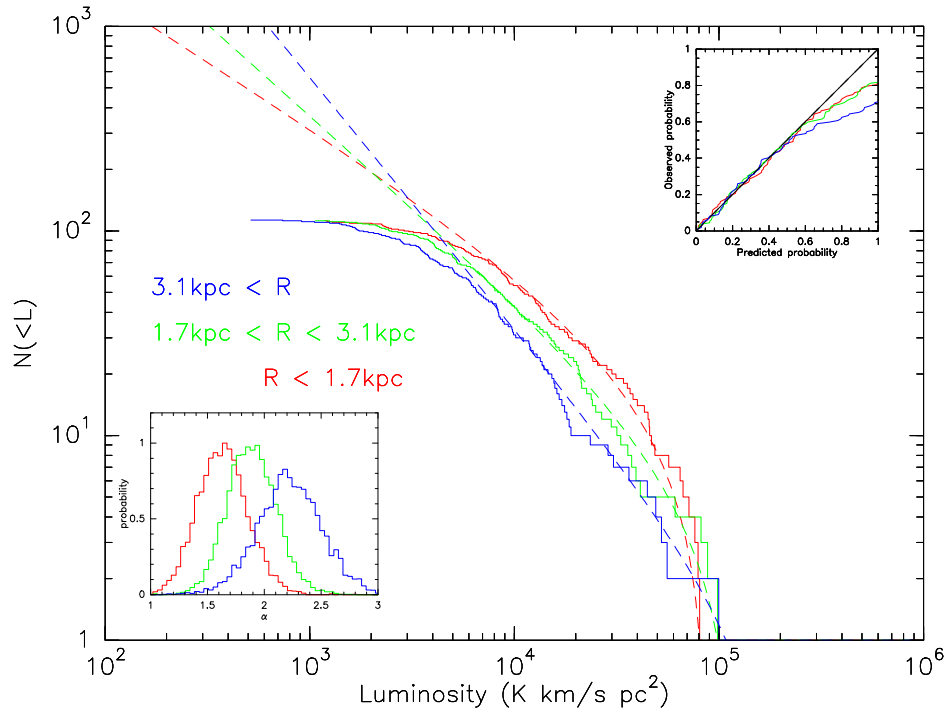


FIGURE 7.6: Même chose que la figure 7.4 pour trois intervalles de rayon.

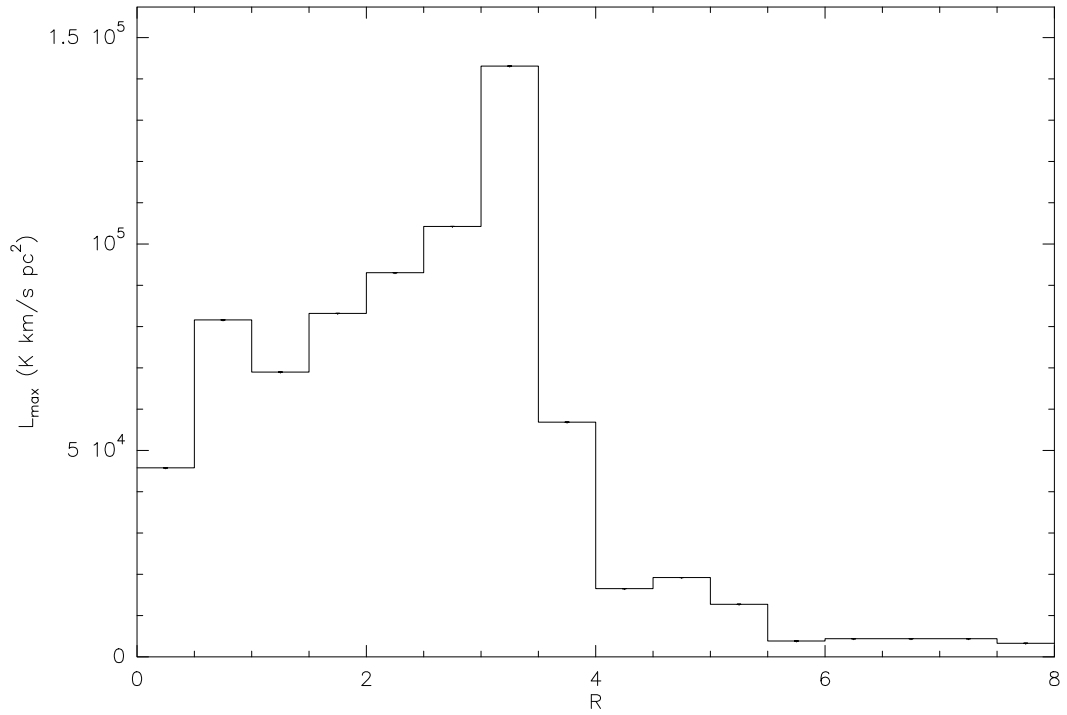


FIGURE 7.7: Distribution radiale de la luminosité maximale des nuages.

7.4 Evolution des propriétés des nuages moléculaires géants à travers le disque de M33

7.4.1 Méthode d'étude des propriétés en fonction du rayon

Afin d'étudier la variation des propriétés des nuages en fonction du rayon de la galaxie, on moyenne dans un intervalle de rayon $[R, R + \Delta R]$ les propriétés des nuages. Chaque mesure étant munie d'une incertitude, on effectue une moyenne pondérée qui fournit pour chaque grandeur X ayant n valeurs x_i associées à une incertitude σ_i dans un intervalle de rayons $[R, R + \Delta R]$, une valeur moyenne $\langle x \rangle$ et une incertitude σ_x données par les formules suivantes :

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^n 1 / \sigma_i^2} \quad (7.19)$$

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^n 1 / \sigma_i^2} \times \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \langle x \rangle)^2}{\sigma_i^2} \quad (7.20)$$

Dans le cas où $n = 1$ (un seul nuage dans l'intervalle de rayon) on prend alors,

$$\langle x \rangle = x_i \quad (7.21)$$

$$\sigma_x = \sigma_i \quad (7.22)$$

7.4.2 Propriétés physiques des nuages moléculaires

Les propriétés physiques comme le rayon R_e et la largeur de raie ne varient pratiquement pas en fonction du rayon galactocentrique.

La taille des nuages est en moyenne égale à 50 ± 10 pc pour l'ensemble du disque (Figure 7.8). On observe une réduction de la taille des nuages entre 6 et 8 kpc mais le nombre limité de mesures dans cette gamme de rayon et l'incertitude qui croît quand le rayon R_e du nuage diminue ne permet pas d'affirmer que cette baisse est significative.

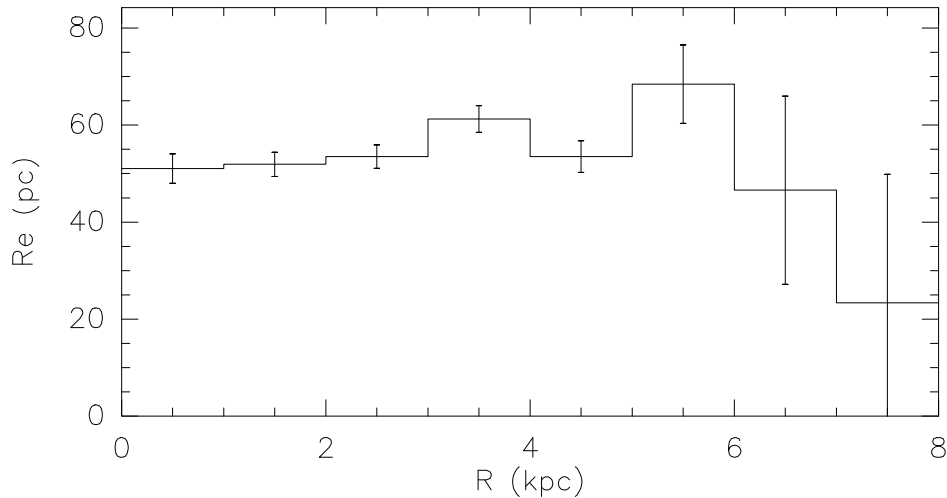


FIGURE 7.8: Distribution radiale du rayon R_e des nuages.

La dispersion de vitesse de raie du monoxyde de carbone est également constante avec une valeur moyenne de $3 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ (Figure 7.9).

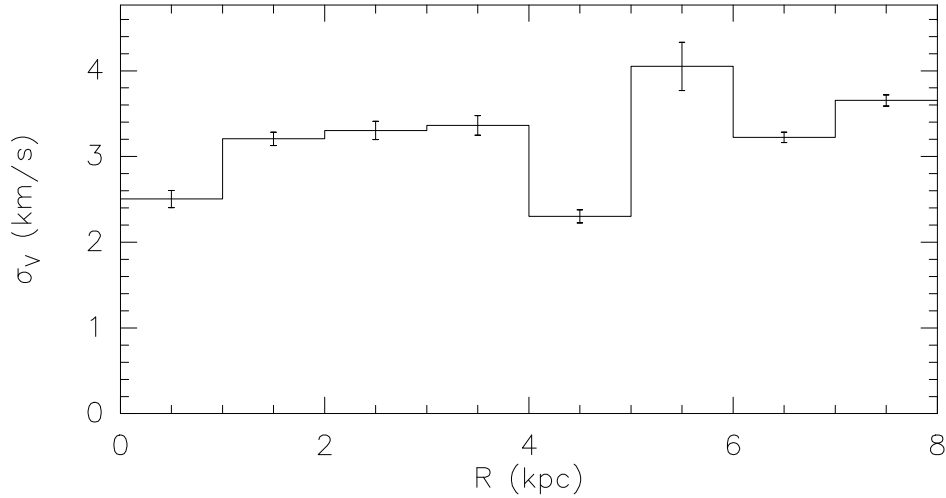


FIGURE 7.9: Distribution radiale de la largeur de raie σ_v des nuages.

7.4.3 Variation radiale des intensités moyennes des nuages

En parallèle, on a mesuré pour chaque nuage l'intensité moyenne pour les différentes bandes : carte de l'intensité intégrée HI, UV, $H\alpha$ et infrarouge lointain présentés dans le tableau 1.2. On mesure ensuite la moyenne des intensités des nuages pour des regroupements par rayon de 1 kpc de large. Les résultats sont présentés dans la figure 7.10.

L'intensité des nuages en HI reste constante avec une valeur moyenne de $1100 \pm 200 \text{ K km s}^{-1}$ qui correspond à $9 \pm 2 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ en densité surfacique de masse HI, cette valeur étant comparable à celle trouvée quand on moyenne l'ensemble de l'émission dans des intervalles de rayon identique (cf courbe verte de la figure 4.3). Si la corrélation entre l'émission CO et HI est présente pour les échelles plus grandes que les nuages moléculaires géants (cf figures A.13 à A.15 de l'annexe C.2) il semble qu'à l'échelle des GMC, cette corrélation soit moins marquée, on observe un phénomène similaire dans la Voie Lactée où les structures à petite échelle du monoxyde de carbone et de l'hydrogène atomique sont différentes.

L'intensité intégrée du monoxyde de carbone présente une baisse d'un facteur trois entre $R = 0$ et $R = 4 \text{ kpc}$ passant de 3 K km s^{-1} ($\Sigma_{\text{H}_2} \simeq 13 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$) à 1 K km s^{-1} ($\Sigma_{\text{H}_2} \simeq 4 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$). Si l'on compare cette évolution à celle du milieu moléculaire dans son ensemble (courbe rouge de la figure 4.3) on note plusieurs différences. Tout d'abord, la moyenne de l'émission moléculaire pour l'ensemble de la galaxie atteint la valeur 1 K km s^{-1} dès $R \simeq 2 \text{ kpc}$ et continue à décroître, alors que si l'on ne considère que les nuages, cette valeur est atteinte pour $R \simeq 4 \text{ kpc}$ et au delà reste constante à 1 K km s^{-1} . Cette valeur constante est probablement due à la limite de complétude de nos observations puisque si l'on reprend l'équation 7.18 en terme d'intensité intégrée on trouve une valeur minimale pour les nuages identifiables par CPROPS dans nos

TABLE 7.2: Rayons caractéristiques de décroissance exponentielle de l'émission des nuages pour différentes bandes de fréquence.

	Gamme de rayons (kpc)	L (kpc)
CO	0–4	3,8
160 μm	0–8	5,4
70 μm	0–8	6,8
24 μm	0–8	5,1
8 μm	0–8	4,2
FUV	0–8	8,0
H α	0–8	6,8

observations de

$$I(\text{CO})_{\min} \simeq 4 \times 2\sigma\Delta_v \simeq 1 \text{ Kkm s}^{-1} \quad (7.23)$$

similaire à la valeur obtenue pour $R > 4 \text{ kpc}$, cette valeur étant obtenue avec les mêmes hypothèses que pour l'équation 7.18.

En ce qui concerne les traceurs de formation stellaire, les valeurs moyennes des brillances de surface sont toutes, en moyenne, des fonctions décroissantes du rayon. On note que cette baisse régulière est interrompue pour l'émission de la raie H α et de l'émission infrarouge (8, 24, 70, 160 μm) par des valeurs élevées, associées à de plus grandes barres d'erreurs, dans la gamme de rayon $3 \text{ kpc} < R < 4 \text{ kpc}$. C'est dans cet intervalle que se situe la nébuleuse NGC604, une grande région H II de 450 pc de diamètre, où sont situées plusieurs centaines d'étoiles massives. La brillance de surface de cette région en infrarouge et H α est extrêmement grande ce qui modifie fortement les moyennes calculées dans cet intervalle de rayon.

On peut ajuster une fonction exponentielle décroissante à ces fonctions par une méthode des moindres carrés afin de comparer les longueurs caractéristiques à celles obtenues pour le milieu interstellaire dans son ensemble dans la section 4.2.1. Le tableau 7.2 résume les longueurs caractéristiques L pour les différents traceurs de la figure 7.10. Ces valeurs sont systématiquement plus grandes pour les nuages moléculaires que pour le milieu interstellaire dans son ensemble. De même l'intensité intégrée moyenne du monoxyde de carbone, mesurée sur l'intervalle de rayon 0–4 kpc avant que la limite de 1 Kkm s^{-1} soit atteinte, décroît donc plus lentement pour les nuages que pour le milieu moléculaire dans son ensemble.

Ces rayons caractéristiques plus élevés sont probablement dus au fait que dans les régions externes, on ne prend ici en compte que l'émission provenant des nuages moléculaires sans tenir compte de la fraction diffuse de tous ces traceurs.

7.5 Classification des nuages

Quand on parcourt le catalogue des nuages (Annexe B) on identifie des variations dans l'émission des traceurs de formation d'étoiles, de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain.

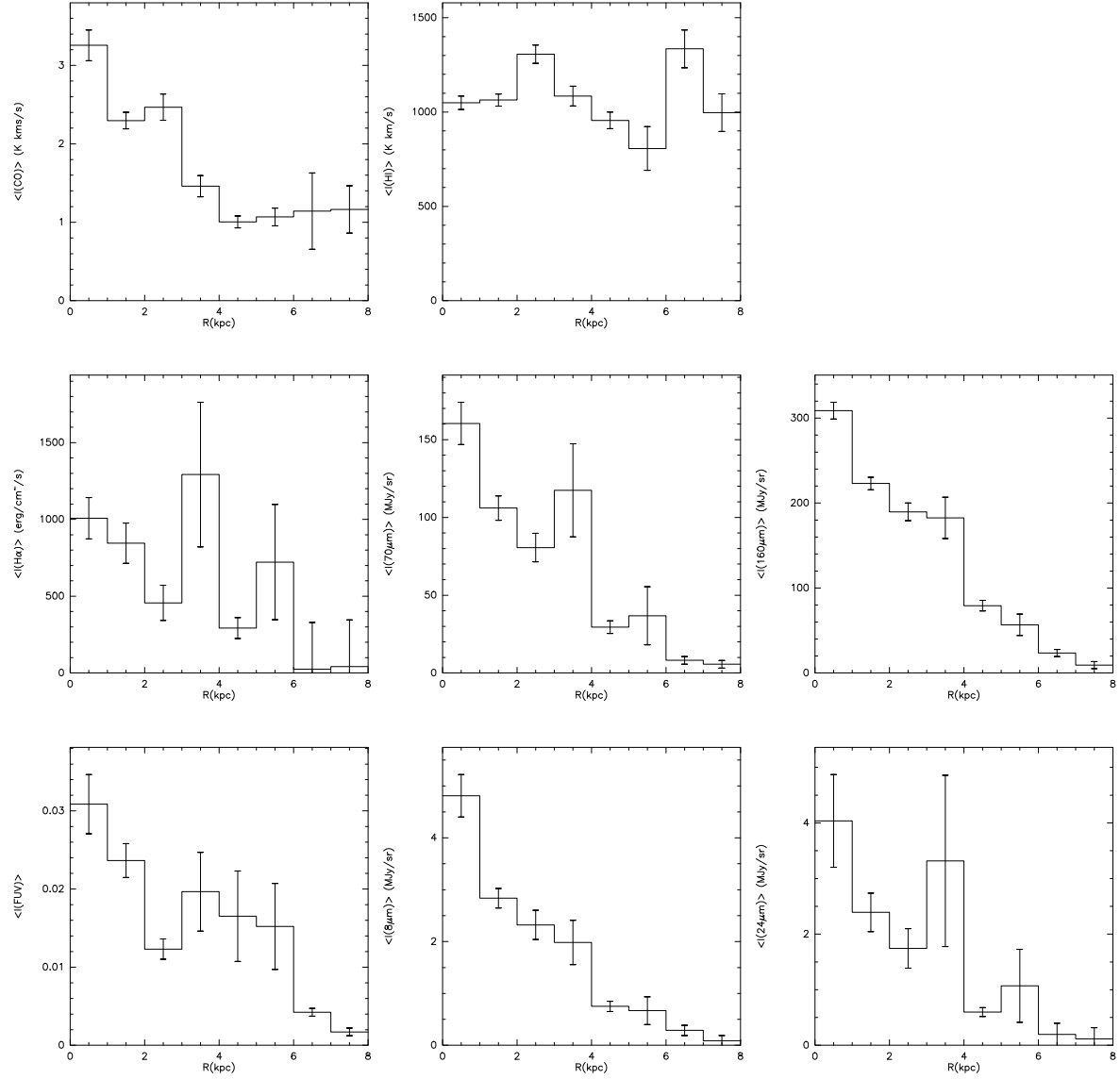


FIGURE 7.10: Variation de l'intensité des nuages en fonction du rayon pour différentes bandes. Dans l'ordre lexicographique : CO, HI, H α , 70 μ m, 160 μ m, FUV, 8 μ m, 24 μ m.

On peut classer les nuages selon trois phases de formation d'étoiles : une première phase regroupe les nuages moléculaires qui ne sont associés à aucune autre émission des traceurs de formation d'étoiles, ces nuages moléculaires n'ont pas encore commencé à former des étoiles. Les nuages correspondant à la deuxième phase sont associés à l'émission de traceurs de poussière chauffée par des étoiles ($8\ \mu\text{m}$ et $24\ \mu\text{m}$), mais aucune formation d'étoiles n'est visible par l'émission directe provenant d'étoiles jeunes OB (ultraviolet) ni par l'émission de gaz qui serait ionisé par ces étoiles ($\text{H}\alpha$). Il y a donc dans ces nuages moléculaires, une formation d'étoiles enfouie. Dans la dernière phase, les nuages moléculaires sont associés à la fois à l'émission de traceurs de poussière chauffée et de traceurs d'étoiles jeunes, on parlera alors de formation d'étoiles peu obscurcie. Ces traceurs ont été choisis car ils ont été observés à une résolution inférieure à la taille caractéristique des nuages moléculaires géants. L'observation de M33 avec le télescope Herschel permettra d'atteindre des résolutions suffisantes pour pouvoir utiliser les bandes à 70 et $100\ \mu\text{m}$ (résolutions angulaires respectives d'environ $5,5$ et $7''$)

Un critère objectif de classement des nuages n'est cependant pas évident à mettre en place. Dans une étude des nuages moléculaires géants du Grand Nuage de Magellan, Kawamura et al. (2009) utilisent la valeur de la luminosité de la raie $\text{H}\alpha$ pour classer les nuages. Ils décomposent les nuages en trois types :

Type I Nuage moléculaire non associé à des régions H II ou des amas d'étoiles jeunes,

Type II Nuage moléculaire associé à des régions H II dont la luminosité $\text{H}\alpha$ est inférieure à un seuil : $L_{\text{H}\alpha} < 10^{37}\text{ ergs}^{-1}$,

Type III Nuage moléculaire associé à des régions H II dont la luminosité $\text{H}\alpha$ est supérieure à un seuil : $L_{\text{H}\alpha} > 10^{37}\text{ ergs}^{-1}$.

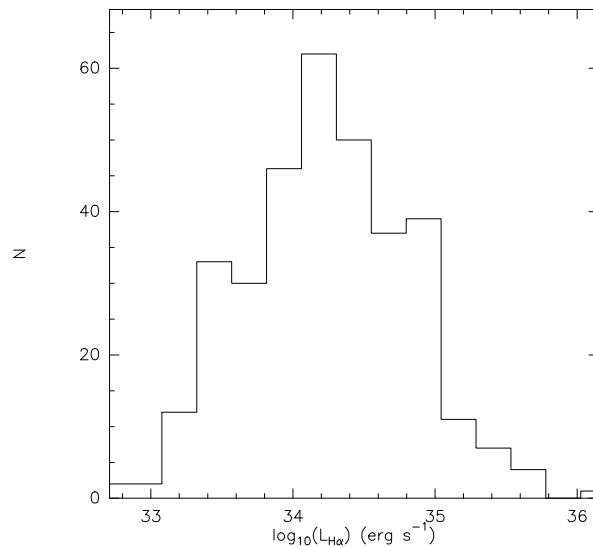


FIGURE 7.11: Histogramme des luminosités $\text{H}\alpha$ non corrigées de l'extinction pour les nuages moléculaires géants de M33.

Un problème rencontré par cette méthode est le choix de la valeur de la luminosité seuil entre les types II et III. Comme le montre la figure 7.11, la distribution des luminosités $\text{H}\alpha$ des nuages moléculaires géants de M33 est unimodale, le choix des

valeurs de seuil aura donc une très grande influence sur la proportion de nuages appartenant aux différentes phases.

Afin de contourner ce problème nous avons utilisé une méthode différente basée sur une identification à l'œil des différentes phases. Le livret du catalogue des nuages a été fourni à cinq collaborateurs avec pour instruction de classer les nuages en différents types selon la phase de formation stellaire. Les quatre catégories suivantes étaient proposées :

Type A Nuage moléculaire sans formation d'étoiles,

Type B Nuage moléculaire associé à de la formation d'étoiles enfouie,

Type C Nuage moléculaire associé à de la formation d'étoiles peu obscurcie.

Autre Par exemple alignement fortuit d'un pic UV et d'émission CO sans présence de traceur de poussière chaude.

On obtient la proportion globale de chaque type en prenant la moyenne des valeurs trouvées par chaque personne, on calcule également la dispersion des résultats en prenant l'écart-type de ces mêmes valeurs. En moyennant sur les classifications individuelles, on lisse les variations subjectives et la dispersion permet de mesurer l'ambiguïté de la classification en un type donné. Les résultats pour l'ensemble des 337 nuages sont présentés dans la figure 7.12. La proportion des différentes phases est indiquée par la

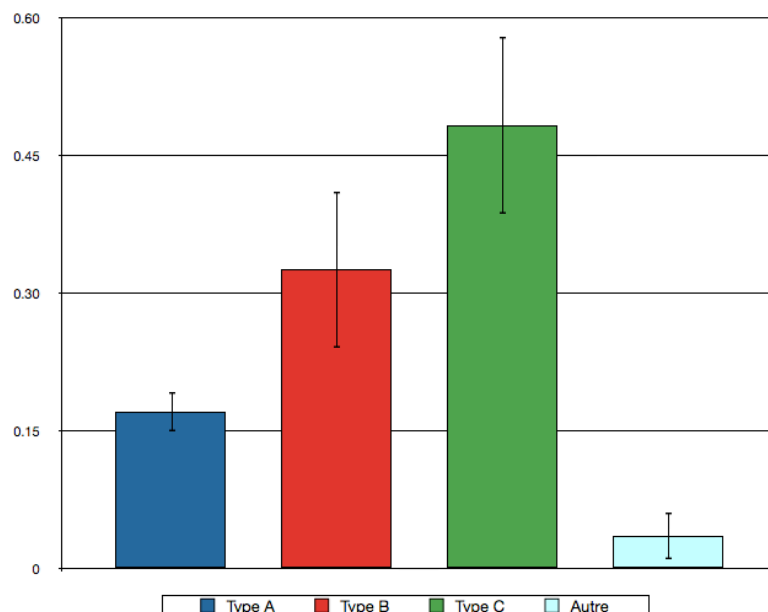


FIGURE 7.12: Distribution des différents types de nuages

hauteur des barres et la dispersion par des barres d'erreur au-dessus. On remarque que la dispersion pour le type A est plus faible que pour les types B et C. Cette différence vient du fait que s'il est facile de s'entendre sur l'absence de formation stellaire, il est plus difficile de choisir entre les types II et III. Les différences d'interprétation de chaque individu pour déterminer si la formation stellaire est obscurcie ou visible entraînent une plus grande dispersion des résultats. On peut rapprocher l'interprétation de ces grandes

incertitudes pour les types B et C à la remarque faite précédemment sur les grandes incertitudes entre les types II et III de la méthode de Kawamura et al. (2009) liées au choix du seuil de coupure en luminosité $H\alpha$.

L'absence d'une dimension de vitesse pour les quatre bandes utilisées pour la classification ne permet pas d'associer de façon certaine leurs émissions avec celle du monoxyde de carbone. Comme on associe de fait à un nuage l'émission sur la même ligne de visée provenant des autres bandes, même si en fait elle pourrait correspondre à des distances différentes, on augmente le nombre de nuages des types B et C.

Pour chaque nuage, on calcule également la probabilité que le nuage soit d'un certain type en divisant le nombre de personnes ayant attribué ce type par le nombre total de personnes ayant répondu. Cette probabilité est indiquée pour chaque page du catalogue par un histogramme situé juste en-dessous des valeurs des propriétés du nuage. On compare les proportions des différents types de nuages quand on ne sélectionne que ceux dont la détermination est la plus sûre.

Le tableau 7.3 présente les résultats pour l'ensemble des nuages et pour deux sous-ensembles de 163 et 107 nuages dont le type est déterminé avec une probabilité minimale de respectivement 0,9 et 0,7.

TABLE 7.3: Proportion des différents types de nuages en fonction de la probabilité minimale que le type soit déterminé.

	Tous les nuages	Nuages avec $p \geq 0,9$	Nuages avec $p \geq 0,7$
Nombre de nuages	337	107	163
Type A (%)	16 ± 2	10	14
Type B (%)	33 ± 8	18	23
Type C (%)	48 ± 9	74	63
Autres (%)	3 ± 2	0	0

Ces résultats confirment la plus grande précision de la détermination du type A par rapport aux types B et C puisque les résultats sont sensiblement identiques pour la proportion du type A quelle que soit la limite de probabilité choisie. Par contre, pour les type B et C la variation est bien plus significative avec près des trois-quarts des nuages de type C quand on ne sélectionne que les nuages dont les probabilités sont supérieures à 0,9.

Dans le Grand Nuage de Magellan, Kawamura et al. (2009) trouvaient les proportions suivantes pour les différentes catégories de nuages : type I 24 %, type II 50 %, type III 26 %. Notre méthode et celle de Kawamura et al. (2009) sont différentes au point qu'une comparaison quantitative est difficile à mener. On note cependant que dans le LMC, observé avec une résolution correspondant à 38 pc, Kawamura et al. (2009) notent que les nuages de type I ont une taille moyenne déconvoluée de 40 ± 15 pc légèrement plus petite que celle de type III.

On note qu'un sixième des nuages moléculaires dans M33 ne sont pas associés à de la formation d'étoiles détectées, même enfouie. En faisant l'hypothèse d'une formation de

nuages moléculaires avec un taux continu, on déduit que la phase des nuages moléculaires géants avant qu'ils forment des étoiles est stable pendant au moins un sixième de leur vie totale. Les nuages moléculaires associés à de la formation d'étoiles représentent donc la majorité des nuages moléculaires détectés.

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Les galaxies du Groupe Local, par leur proximité, permettent d'étudier le milieu interstellaire à des résolutions spatiales suffisantes pour résoudre les nuages moléculaires géants sans être confronté aux incertitudes et ambiguïtés sur les mesures des distances rencontrées dans le cas du milieu interstellaire de notre Galaxie. Parmi les galaxies du Groupe Local, certaines ont des métallicités plus faibles que dans la Voie Lactée et sont donc des sources particulièrement bien adaptées à l'étude de la formation d'étoiles dans des environnements chimiquement jeunes. Les milieux interstellaires de deux galaxies du Groupe Local, M33 et NGC6822, dont les luminosités et masses sont respectivement un ordre de grandeur et deux ordres de grandeurs plus faibles que la Voie Lactée et les métallicités respectivement 2 et 3 fois inférieures à la métallicité solaire, ont été étudiées grâce à des observations du milieu atomique et moléculaire.

Le milieu moléculaire a été étudié à l'aide de l'observation, avec le télescope de 30 m de l'IRAM, de l'émission de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de la molécule de monoxyde de carbone à des résolutions de 12–15". Les observations, utilisant la technique de l'acquisition à la volée, ont été réduites à l'aide de routines, que nous avons créées, qui corrigent le platforming et éliminent les observations anormalement bruitées. Ces observations représentent la première cartographie du gaz moléculaire de NGC6822 et la cartographie du gaz moléculaire la plus sensible de M33. Le travail présenté dans cette thèse a permis de mettre en place des outils de réduction de grands volumes de données millimétriques pour la cartographie de sources étendues. Ces outils serviront lors d'observations futures de M33, d'autres galaxies du Groupe Local, ou du milieu interstellaire de notre Galaxie.

Dans le cas de M33, les observations de la raie à 21 cm de l'hydrogène atomique observée au Very Large Array ont été intégralement réduites et déconvoluées, à partir des données brutes des archives publiques du National Radio Astronomy Observatory. La déconvolution a été effectuée en utilisant un algorithme de CLEAN multi-échelles qui permet de récupérer, dans le cas de M33, la quasi totalité du flux de la galaxie même en l'absence d'espacement courts. La résolution de 12" utilisée est identique à celles des observations CO, mais des cubes de meilleure résolution permettront d'étudier le milieu interstellaire de M33 à plus petite échelle, notamment les combinant à des observations millimétriques interférométriques ou aux données à 70 et 100 μm observables par le satellite Herschel et qui ont des résolutions de respectivement 5,2 et 7,7".

Avec les premières observations de M33 obtenues avec le télescope de 30 m de

l'IRAM, Gardan et al. (2007) avaient mis en évidence une valeur élevée de l'efficacité de formation d'étoiles, définie comme l'inverse du temps de déplétion du gaz moléculaire. Nos nouvelles observations paraissent confirmer ce point dans M33 et dans NGC6822, où l'on estime des valeurs de l'efficacité de formation d'étoiles 2–4, respectivement 5–10, fois supérieures à celle de grandes galaxies spirales.

Le milieu interstellaire a également été étudié à plus petite échelle, environ 40–50 pc, ce qui permet de résoudre les nuages moléculaires géants et d'étudier leurs propriétés. Afin d'identifier de façon automatique les nuages moléculaires et de mesurer leurs propriétés nous avons été amenés à modifier le code **CPROPS** en incluant une utilisation systématique d'algorithmes de bootstrapping. Un catalogue de 337 nuages moléculaires géants a été obtenu, c'est le plus grand catalogue de ce type pour une galaxie autre que la Voie Lactée.

L'étude de la variation de la fonction de luminosité des nuages en fonction du rayon galactocentrique met en évidence un raidissement de la loi de puissance dans les régions externes de M33 qui semble indiquer que la proportion de nuages de faible luminosité est plus élevée dans les régions externes que dans les régions centrales du disque de M33.

La forte dispersion des mesures des largeurs de raie, des tailles et des luminosités des nuages moléculaires ne permet pas d'établir de lois d'échelles similaires à celles trouvées par Solomon et al. (1987) dans notre Galaxie. En revanche on note deux déviations en moyenne par rapport aux nuages moléculaires de la Voie Lactée. Les nuages de M33, et dans une moindre mesure ceux de NGC6822, ont une largeur de raie plus faible pour une taille donnée (ou une taille plus élevée pour une largeur de raie donnée) que ceux de la Galaxie. En parallèle, pour une masse du Viriel donnée, les nuages de M33 et NGC6822 ont une luminosité CO plus faible, ce qui est compatible avec un facteur de conversion entre CO et H₂ plus grand pour les régions de faible métallicité.

Une étude détaillée du facteur de conversion $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ dans NGC6822 a été menée grâce à la détermination indépendante de l'émission du monoxyde de carbone et de la densité de colonne d'hydrogène moléculaire. Cette étude confirme que le facteur de conversion est plus élevé dans NGC6822 d'un facteur 5–10 à l'échelle des nuages moléculaires géants par rapport à la valeur Galactique $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$. De plus ce facteur est deux fois plus élevé quand on considère la galaxie dans son ensemble.

Avec l'aide de collaborateurs, nous avons effectué une classification des nuages en différentes catégories selon le type de formation stellaire associé. On retient qu'environ un sixième des nuages moléculaires observés ne sont associés à aucune formation d'étoiles, ce qui indique que, si le taux de formation des nuages moléculaires est constant, cette phase dure environ un sixième de la durée de vie totale des nuages moléculaires.

Perspectives

Une première voie pour la suite de ce travail est l'approfondissement des recherches menées sur M33. La suite des observations millimétriques CO(2–1) du disque de la galaxie est en cours au télescope de 30 m de l'IRAM et devrait permettre à terme d'avoir une carte complète du milieu interstellaire moléculaire de M33.

Le carbone ionisé sera également observé dans le cadre du projet HERM33ES. En associant ces observations à celles du carbone atomique, observable depuis le sol ou l'espace, et à nos observations du monoxyde de carbone, nous serons à même d'étudier tous les réservoirs de carbone et de tester les différentes proportions de ces phases en fonction de la métallicité et du champ de rayonnement.

Des observations interférométriques à des résolutions d'environ 3–4'', par exemple avec l'interféromètre de l'IRAM au plateau de Bure, permettront d'étudier les structures présentes dans les nuages moléculaire géants. Les relations entre la taille, la largeur de raie et la luminosité sont-elles vérifiées à ces échelles ? Observe-t-on des signatures spectrales de rotation ou d'effondrement ?

On peut également penser à des études de l'interaction entre la phase moléculaire et la phase atomique. Vérifie-t-on les mécanismes de conversion entre la phase moléculaire et la phase atomique de Gnedin & Kravtsov (2010) où les lois reliant la densité surfacique de formation d'étoile à la densité surfacique de gaz de Krumholz et al. (2009). Quelle est la relation spatiale entre le gaz atomique et moléculaire ? Y a-t-il des enveloppes de gaz atomique froid autour de nuages moléculaires géants ?

Un deuxième axe de recherche futur est à explorer du côté des nouveaux instruments et de nouvelles sources. Les deux sont liées dans le cas de l'instrument ALMA qui, avec sa grande sensibilité et son nombre élevé d'antennes, permettra la cartographie rapide à haute résolution de sources de l'hémisphère sud comme les nuages de Magellan. Le Petit Nuage de Magellan par exemple sera une source particulièrement intéressante pour l'étude du milieu interstellaire sous métallique.

Bibliographie

- Aban, I. B., Meerschaert, M. M., & Panorska, A. K. 2006, *Journal of the American Statistical Assoc*, 101
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25—+
- Blitz, L. & Rosolowsky, E. 2006, *ApJ*, 650, 933
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F., & Blitz, L. 2008, *ApJ*, 686, 948
- Bonanos, A. Z., Stanek, K. Z., Kudritzki, R. P., et al. 2006, *ApJ*, 652, 313
- Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, *A&A*, 318, 19
- Briggs, D. S. 1995, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 27, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1444—+
- Brunthaler, A., Reid, M. J., Falcke, H., Greenhill, L. J., & Henkel, C. 2005, *Science*, 307, 1440
- Clark, B. G. 1980, *A&A*, 89, 377
- Corbelli, E. 2003, *MNRAS*, 342, 199
- Corbelli, E. & Schneider, S. E. 1997, *ApJ*, 479, 244
- Cornwell, T. J. 2008, *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, vol. 2, issue 5, pp. 793-801, 2, 793
- Daflon, S. & Cunha, K. 2004, *ApJ*, 617, 1115
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., et al. 1987, *ApJ*, 322, 706
- de Blok, W. J. G. & Walter, F. 2000, *ApJL*, 537, L95
- de Blok, W. J. G. & Walter, F. 2006, *AJ*, 131, 363

- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Jr., H. G., et al. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, ed. de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., Buta, R. J., Paturel, G., & Fouque, P.
- Deul, E. R. & van der Hulst, J. M. 1987, *A&AS*, 67, 509
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Draine, B. T. & Li, A. 2007, *ApJ*, 657, 810
- Engargiola, G., Plambeck, R. L., Rosolowsky, E., & Blitz, L. 2003, *ApJS*, 149, 343
- Galletti, S., Bellazzini, M., & Ferraro, F. R. 2004, *A&A*, 423, 925
- Gardan, E., Braine, J., Schuster, K. F., Brouillet, N., & Sievers, A. 2007, *A&A*, 473, 91
- Gnedin, N. Y. & Kravtsov, A. V. 2010, ArXiv e-prints
- Gómez, G. C. 2006, *AJ*, 132, 2376
- Gratier, P., Braine, J., Rodriguez-Fernandez, N. J., et al. 2010a, *A&A*, 512, A68+
- Gratier, P., Braine, J., Rodriguez-Fernandez, N. J., et al. 2010b, *A&A*, 522, A3+
- Greenawalt, B. E. 1998, PhD thesis, NEW MEXICO STATE UNIVERSITY
- Heyer, M. H., Brunt, C., Snell, R. L., et al. 1998, *ApJS*, 115, 241
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Snell, R. L. 2001, *ApJ*, 551, 852
- Heyer, M. H., Corbelli, E., Schneider, S. E., & Young, J. S. 2004, *ApJ*, 602, 723
- Hinz, J. L., Rieke, G. H., Gordon, K. D., et al. 2004, *ApJS*, 154, 259
- Hippelein, H., Haas, M., Tuffs, R. J., et al. 2003, *A&A*, 407, 137
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M., & Bothun, G. D. 2001, *ApJ*, 559, 878
- Hubble, E. P. 1925, *ApJ*, 62, 409
- Kawamura, A., Mizuno, Y., Minamidani, T., et al. 2009, *ApJS*, 184, 1
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kramer, C., Buchbender, C., Xilouris, E. M., et al. 2010, *A&A*, 518, L67+
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2009, *ApJ*, 699, 850
- Lee, H., Skillman, E. D., & Venn, K. A. 2006, *ApJ*, 642, 813
- Leroy, A., Bolatto, A., Walter, F., & Blitz, L. 2006, *ApJ*, 643, 825

- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Magrini, L., Stanghellini, L., & Villaver, E. 2009, *ApJ*, 696, 729
- Mangum, J. G., Emerson, D. T., & Greisen, E. W. 2007, *A&A*, 474, 679
- Maschberger, T. & Kroupa, P. 2009, *MNRAS*, 395, 931
- Mateo, M. L. 1998, *ARA&A*, 36, 435
- Murgia, M., Crapsi, A., Moscadelli, L., & Gregorini, L. 2002, *A&A*, 385, 412
- Myers, P. C., Linke, R. A., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 264, 517
- Ossenkopf, V. 2009, *A&A*, 495, 677
- Paturel, G., Petit, C., Prugniel, P., et al. 2003a, *VizieR Online Data Catalog*, 7237, 0
- Paturel, G., Petit, C., Prugniel, P., et al. 2003b, *A&A*, 412, 45
- Powell, R. 2006, *An Atlas of The Universe*
- Putman, M. E., Peek, J. E. G., Muratov, A., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1486
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy* (Springer)
- Rosolowsky, E. 2005, *PASP*, 117, 1403
- Rosolowsky, E., Engargiola, G., Plambeck, R., & Blitz, L. 2003, *ApJ*, 599, 258
- Rosolowsky, E., Keto, E., Matsushita, S., & Willner, S. P. 2007, *ApJ*, 661, 830
- Rosolowsky, E. & Leroy, A. 2006, *PASP*, 118, 590
- Rubio, M., Lequeux, J., & Boulanger, F. 1993, *A&A*, 271, 9
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 2001, *ApJS*, 136, 189
- Sawada, T., Ikeda, N., Sunada, K., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171
- Scoville, N. Z., Yun, M. S., Sanders, D. B., Clemens, D. P., & Waller, W. H. 1987, *ApJS*, 63, 821
- Simon, J. D. & Rosolowsky, E. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Skillman, E. D., Terlevich, R., & Melnick, J. 1989, *MNRAS*, 240, 563
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Stutzki, J. & Guesten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513

- Tabatabaei, F. S., Beck, R., Krause, M., et al. 2007a, *A&A*, 466, 509
- Tabatabaei, F. S., Krause, M., & Beck, R. 2007b, *A&A*, 472, 785
- Thilker, D. A., Hoopes, C. G., Bianchi, L., et al. 2005, *ApJL*, 619, L67
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, ed. Tielens, A. G. G. M.
- Verley, S., Corbelli, E., Giovanardi, C., & Hunt, L. K. 2009, *A&A*, 493, 453
- Verley, S., Hunt, L. K., Corbelli, E., & Giovanardi, C. 2007, *A&A*, 476, 1161
- Wakker, B. P. & Schwarz, U. J. 1988, *A&A*, 200, 312
- Weldrake, D. T. F., de Blok, W. J. G., & Walter, F. 2003, *MNRAS*, 340, 12
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, *MNRAS*, 385, 687
- Williams, J. P., de Geus, E. J., & Blitz, L. 1994, *ApJ*, 428, 693
- Williams, J. P. & McKee, C. F. 1997, *ApJ*, 476, 166
- Wilson, C. D. 1995, *ApJL*, 448, L97+

Annexe A

Tableau des propriétés des nuages moléculaires géants de M33

A.1 Propriétés physiques

TABLE A.1: Propriétés des nuages moléculaires géants dans la Galaxie M33.

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s $^{-1}$)	FWHM_{CO} (km s $^{-1}$)	$\text{FWHM}_{\text{H I}}$ (km s $^{-1}$)	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
1	9.7	−503	−994	4.6	32 ± 23	−97.7	7.0 ± 0.3	11.6 ± 0.4	1.4 ± 0.2 × 10 ⁵	1.3 ± 0.3 × 10 ⁵
2	7.5	−239	−1168	5.0	63 ± 18	−104.9	12.1 ± 0.5	12.6 ± 0.7	2.0 ± 0.4 × 10 ⁵	2.2 ± 0.4 × 10 ⁵
3	5.1	−297	−1236	5.3	...	−101.0	7.6 ± 0.3	10.6 ± 0.3	6.1 ± 3.7 × 10 ⁴	9.4 ± 1.9 × 10 ⁴
4	6.3	−187	−1168	5.1	20 ± 34	−98.3	9.9 ± 0.6	12.1 ± 0.3	9.9 ± 3.6 × 10 ⁴	9.4 ± 1.9 × 10 ⁴
5	10.9	−159	−686	3.0	70 ± 14	−102.0	6.3 ± 0.1	11.0 ± 0.7	3.3 ± 0.4 × 10 ⁵	2.0 ± 0.4 × 10 ⁵
6	6.3	−83	−602	2.6	23 ± 38	−97.9	5.5 ± 0.3	11.0 ± 0.4	5.1 ± 3.0 × 10 ⁴	5.0 ± 1.0 × 10 ⁴
7	4.8	−268	−1224	5.3	...	−97.1	8.9 ± 0.0	9.6 ± 0.4	3.1 ± 2.2 × 10 ⁴	5.0 ± 1.0 × 10 ⁴
8	5.2	−260	−1231	5.3	32 ± 52	−100.7	6.0 ± 0.4	9.6 ± 0.5	5.6 ± 5.3 × 10 ⁴	5.3 ± 1.1 × 10 ⁴
9	7.1	−536	−968	4.6	66 ± 20	−103.2	8.6 ± 0.1	9.7 ± 0.5	2.3 ± 0.5 × 10 ⁵	1.8 ± 0.4 × 10 ⁵
10	5.8	−661	−912	4.8	...	−99.9	5.5 ± 0.0	9.1 ± 0.2	2.7 ± 2.7 × 10 ⁴	4.5 ± 0.9 × 10 ⁴
11	13.1	−639	−904	4.7	79 ± 15	−102.7	7.4 ± 0.1	9.6 ± 0.4	3.1 ± 0.4 × 10 ⁵	3.0 ± 0.6 × 10 ⁵
12	21.5	−355	−834	3.7	96 ± 12	−111.3	11.4 ± 0.1	10.1 ± 0.3	9.1 ± 0.5 × 10 ⁵	6.5 ± 1.3 × 10 ⁵
13	5.6	−480	−590	3.3	...	−102.5	10.2 ± 0.3	10.9 ± 0.5	1.6 ± 0.7 × 10 ⁵	6.8 ± 1.4 × 10 ⁴
14	9.0	−158	−582	2.5	36 ± 28	−100.7	8.7 ± 0.3	7.7 ± 0.5	1.5 ± 0.3 × 10 ⁵	1.1 ± 0.2 × 10 ⁵
15	5.7	−621	−931	4.7	38 ± 41	−107.0	16.0 ± 0.8	10.2 ± 0.4	6.9 ± 3.5 × 10 ⁴	9.4 ± 1.9 × 10 ⁴
16	13.2	−534	−624	3.6	76 ± 31	−115.1	14.5 ± 0.2	12.5 ± 0.3	4.5 ± 4.5 × 10 ⁵	2.1 ± 0.4 × 10 ⁵
17	9.7	−530	−604	3.6	40 ± 67	−118.8	10.8 ± 0.1	12.5 ± 0.5	1.1 ± 2.0 × 10 ⁵	1.1 ± 0.2 × 10 ⁵
18	5.9	−407	−615	3.1	26 ± 47	−105.4	6.7 ± 0.2	9.8 ± 0.3	5.6 ± 8.5 × 10 ⁴	4.1 ± 0.8 × 10 ⁴
19	5.8	−414	−599	3.1	24 ± 39	−106.0	7.3 ± 0.4	10.2 ± 0.5	4.7 ± 7.6 × 10 ⁴	3.9 ± 0.8 × 10 ⁴
20	6.8	−30	−578	2.6	44 ± 23	−107.6	5.6 ± 0.1	13.3 ± 0.6	1.1 ± 0.3 × 10 ⁵	1.0 ± 0.2 × 10 ⁵
21	10.5	−84	−452	2.0	15 ± 31	−107.7	10.6 ± 0.3	26.6 ± 1.1	2.0 ± 0.2 × 10 ⁵	1.0 ± 0.2 × 10 ⁵

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
22	6.5	-445	-542	3.1	27 ± 31	-111.8	8.7 ± 0.2	9.4 ± 0.3	$1.0 \pm 0.4 \times 10^5$	$9.8 \pm 2.0 \times 10^4$
23	21.2	-45	-409	1.8	98 ± 10	-117.4	13.1 ± 0.2	14.4 ± 0.4	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	$7.6 \pm 1.5 \times 10^5$
24	6.4	0	-386	1.8	...	-117.3	6.8 ± 0.6	10.5 ± 0.5	$6.6 \pm 4.5 \times 10^4$	$6.1 \pm 1.2 \times 10^4$
25	18.3	-101	-387	1.7	60 ± 11	-119.4	8.9 ± 0.1	9.7 ± 0.3	$6.7 \pm 1.1 \times 10^5$	$2.9 \pm 0.6 \times 10^5$
26	6.1	-25	-366	1.7	16 ± 35	-128.6	10.6 ± 0.3	11.1 ± 0.3	$5.2 \pm 5.6 \times 10^4$	$9.1 \pm 1.8 \times 10^4$
27	9.7	23	-391	1.9	91 ± 12	-128.1	9.8 ± 0.3	10.9 ± 0.4	$6.6 \pm 0.9 \times 10^5$	$5.9 \pm 1.2 \times 10^5$
28	11.1	-72	-382	1.7	33 ± 32	-127.1	7.0 ± 0.1	11.6 ± 0.3	$1.2 \pm 1.2 \times 10^5$	$9.0 \pm 1.8 \times 10^4$
29	20.9	-4	-341	1.6	64 ± 13	-132.8	8.4 ± 0.2	9.9 ± 0.4	$7.4 \pm 0.9 \times 10^5$	$3.8 \pm 0.8 \times 10^5$
30	8.6	-35	-335	1.5	31 ± 40	-134.9	6.0 ± 0.4	10.9 ± 0.3	$9.9 \pm 7.6 \times 10^4$	$6.7 \pm 1.3 \times 10^4$
31	5.6	-32	-1323	6.1	47 ± 19	-107.9	7.6 ± 0.1	15.4 ± 0.4	$7.0 \pm 3.0 \times 10^4$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
32	5.6	-150	-556	2.4	73 ± 20	-108.7	8.3 ± 0.5	9.7 ± 0.5	$1.4 \pm 0.5 \times 10^5$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
33	11.0	-336	-524	2.6	29 ± 19	-109.7	6.4 ± 0.1	10.1 ± 0.3	$1.4 \pm 0.2 \times 10^5$	$9.1 \pm 1.8 \times 10^4$
34	4.6	-376	-498	2.7	...	-112.5	15.1 ± 0.8	12.1 ± 0.4	$2.9 \pm 3.3 \times 10^4$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^4$
35	6.8	-273	-469	2.2	39 ± 67	-113.2	15.7 ± 0.6	20.9 ± 1.0	$6.2 \pm 2.8 \times 10^4$	$8.4 \pm 1.7 \times 10^4$
36	18.5	-226	-460	2.1	50 ± 24	-113.6	11.5 ± 0.3	14.0 ± 0.4	$6.1 \pm 0.8 \times 10^5$	$3.8 \pm 0.8 \times 10^5$
37	17.3	-177	-456	2.0	36 ± 16	-121.2	11.7 ± 0.2	12.7 ± 0.5	$3.8 \pm 1.2 \times 10^5$	$1.9 \pm 0.4 \times 10^5$
38	11.8	-380	-453	2.6	26 ± 40	-121.5	9.7 ± 0.1	14.9 ± 0.8	$1.3 \pm 0.6 \times 10^5$	$9.1 \pm 1.8 \times 10^4$
39	14.6	-158	-431	1.9	23 ± 37	-122.2	5.8 ± 0.0	10.3 ± 0.4	$1.3 \pm 0.9 \times 10^5$	$7.7 \pm 1.5 \times 10^4$
40	14.8	-348	-456	2.5	49 ± 42	-122.3	11.1 ± 0.2	11.5 ± 0.4	$3.5 \pm 5.9 \times 10^5$	$2.4 \pm 0.5 \times 10^5$
41	13.2	-153	-410	1.8	23 ± 27	-126.7	6.7 ± 0.1	13.2 ± 0.4	$1.2 \pm 0.7 \times 10^5$	$7.0 \pm 1.4 \times 10^4$
42	16.5	-223	-443	2.0	23 ± 38	-129.4	12.0 ± 0.2	13.3 ± 0.4	$2.8 \pm 1.8 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
43	25.0	-270	-458	2.2	74 ± 11	-132.7	11.1 ± 0.2	21.7 ± 0.9	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	$6.6 \pm 1.3 \times 10^5$
44	19.5	-240	-429	2.0	22 ± 32	-135.1	6.8 ± 0.3	14.9 ± 0.7	$1.9 \pm 1.6 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
45	10.7	-270	-424	2.1	16 ± 60	-139.7	6.1 ± 0.2	23.6 ± 1.7	$7.1 \pm 8.2 \times 10^4$	$8.4 \pm 1.7 \times 10^4$
46	10.0	-469	-408	3.0	19 ± 48	-120.3	7.7 ± 0.2	9.3 ± 0.2	$6.1 \pm 5.8 \times 10^4$	$4.6 \pm 0.9 \times 10^4$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ (")	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ (")	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s ⁻¹)	FWHM_{CO} (km s ⁻¹)	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s ⁻¹)	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
47	9.6	-463	-381	2.9	53 ± 37	-127.0	7.0 ± 0.3	10.6 ± 0.6	1.4 ± 1.1 × 10 ⁵	1.1 ± 0.2 × 10 ⁵
48	14.2	-153	-1014	4.4	42 ± 10	-113.2	7.0 ± 0.2	9.0 ± 0.4	2.7 ± 0.3 × 10 ⁵	1.7 ± 0.3 × 10 ⁵
49	7.2	-171	-963	4.2	73 ± 24	-110.6	7.4 ± 0.1	8.0 ± 0.4	1.9 ± 0.7 × 10 ⁵	1.7 ± 0.3 × 10 ⁵
50	6.0	-198	-623	2.7	30 ± 40	-111.5	8.7 ± 0.4	14.8 ± 0.5	8.0 ± 4.3 × 10 ⁴	7.7 ± 1.5 × 10 ⁴
51	9.2	-437	-493	3.0	75 ± 14	-120.3	8.5 ± 0.1	11.5 ± 0.4	3.8 ± 0.6 × 10 ⁵	4.0 ± 0.8 × 10 ⁵
52	6.5	-264	-437	2.1	46 ± 14	-115.8	8.1 ± 0.7	20.2 ± 1.9	1.7 ± 0.5 × 10 ⁵	2.7 ± 0.5 × 10 ⁵
53	14.2	-486	-740	3.7	82 ± 10	-115.4	9.4 ± 0.2	14.8 ± 0.3	7.8 ± 0.5 × 10 ⁵	5.3 ± 1.1 × 10 ⁵
54	4.6	-520	-758	3.9	28 ± 48	-122.1	11.8 ± 0.6	12.3 ± 0.4	2.7 ± 3.9 × 10 ⁴	4.2 ± 0.8 × 10 ⁴
55	10.3	-563	-518	3.6	27 ± 24	-117.8	6.6 ± 0.0	10.9 ± 0.4	1.3 ± 0.5 × 10 ⁵	1.2 ± 0.2 × 10 ⁵
56	9.9	-591	-524	3.8	41 ± 21	-117.6	7.2 ± 0.1	10.1 ± 0.4	1.3 ± 0.4 × 10 ⁵	1.6 ± 0.3 × 10 ⁵
57	13.1	-517	-711	3.8	67 ± 14	-121.9	9.9 ± 0.2	15.0 ± 0.3	6.6 ± 0.5 × 10 ⁵	5.3 ± 1.1 × 10 ⁵
58	6.7	-184	-389	1.8	43 ± 26	-129.3	9.5 ± 0.7	16.9 ± 0.5	1.4 ± 0.5 × 10 ⁵	9.2 ± 1.8 × 10 ⁴
59	8.0	-648	-546	4.1	51 ± 15	-132.8	7.8 ± 0.1	14.0 ± 0.3	1.7 ± 0.3 × 10 ⁵	1.9 ± 0.4 × 10 ⁵
60	9.1	-607	-597	4.0	60 ± 13	-122.5	10.9 ± 0.1	9.2 ± 0.4	2.5 ± 0.5 × 10 ⁵	2.4 ± 0.5 × 10 ⁵
61	11.2	-91	-165	0.8	...	-134.2	11.8 ± 0.2	13.8 ± 0.3	7.7 ± 6.5 × 10 ⁴	8.3 ± 1.7 × 10 ⁴
62	10.8	-67	-189	0.8	27 ± 40	-139.8	9.5 ± 0.3	14.7 ± 0.4	1.5 ± 1.3 × 10 ⁵	6.6 ± 1.3 × 10 ⁴
63	6.2	-130	-157	0.9	17 ± 38	-139.5	13.6 ± 0.7	13.4 ± 0.4	6.1 ± 5.8 × 10 ⁴	6.5 ± 1.3 × 10 ⁴
64	13.4	-46	-217	0.9	19 ± 36	-142.0	8.2 ± 0.2	9.7 ± 0.3	1.0 ± 1.5 × 10 ⁵	4.8 ± 1.0 × 10 ⁴
65	24.4	-74	-216	0.9	43 ± 13	-138.9	9.9 ± 0.1	11.4 ± 0.3	7.3 ± 1.6 × 10 ⁵	2.2 ± 0.4 × 10 ⁵
66	16.5	-69	-165	0.7	14 ± 27	-144.2	9.4 ± 0.2	10.4 ± 0.3	2.1 ± 0.8 × 10 ⁵	1.0 ± 0.2 × 10 ⁵
67	15.4	-45	-154	0.7	52 ± 18	-143.9	6.9 ± 0.1	9.3 ± 0.5	2.9 ± 0.9 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
68	11.4	-135	-128	0.9	38 ± 45	-146.3	8.0 ± 0.1	8.5 ± 0.3	1.4 ± 0.6 × 10 ⁵	7.1 ± 1.4 × 10 ⁴
69	13.8	-119	-138	0.8	35 ± 55	-145.4	8.3 ± 0.2	10.3 ± 0.4	1.4 ± 2.0 × 10 ⁵	8.5 ± 1.7 × 10 ⁴
70	12.9	-154	-95	0.9	53 ± 15	-149.3	12.3 ± 0.1	13.6 ± 0.4	3.9 ± 0.5 × 10 ⁵	2.3 ± 0.5 × 10 ⁵
71	8.0	-52	-733	3.3	23 ± 27	-124.9	6.4 ± 0.1	5.9 ± 0.4	1.1 ± 0.3 × 10 ⁵	3.7 ± 0.7 × 10 ⁴

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
72	6.6	-671	-470	4.2	61 ± 19	-134.7	14.6 ± 1.0	10.2 ± 0.3	$1.9 \pm 0.7 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
73	6.8	-224	-362	1.8	42 ± 58	-128.7	10.1 ± 0.5	16.2 ± 2.3	$6.6 \pm 3.2 \times 10^4$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^4$
74	7.2	-113	-315	1.4	39 ± 22	-130.8	14.4 ± 0.5	10.5 ± 0.6	$1.8 \pm 0.4 \times 10^5$	$9.5 \pm 1.9 \times 10^4$
75	9.6	-124	-263	1.2	29 ± 45	-129.1	5.6 ± 0.1	10.5 ± 0.5	$6.1 \pm 10.2 \times 10^4$	$7.3 \pm 1.5 \times 10^4$
76	9.5	-112	-246	1.1	31 ± 43	-128.4	7.6 ± 0.1	9.3 ± 0.3	$8.3 \pm 15.5 \times 10^4$	$5.0 \pm 1.0 \times 10^4$
77	5.2	-143	-251	1.2	25 ± 43	-131.4	6.6 ± 0.2	13.6 ± 0.4	$4.6 \pm 6.9 \times 10^4$	$5.0 \pm 1.0 \times 10^4$
78	8.5	-641	-409	4.0	32 ± 22	-130.3	8.1 ± 0.0	11.7 ± 0.4	$1.0 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
79	5.3	-633	-425	3.9	...	-140.7	16.5 ± 0.7	11.7 ± 0.4	$4.0 \pm 5.0 \times 10^4$	$7.8 \pm 1.6 \times 10^4$
80	8.8	-414	-372	2.6	30 ± 20	-136.1	10.2 ± 0.4	12.9 ± 0.3	$1.8 \pm 0.8 \times 10^5$	$1.3 \pm 0.3 \times 10^5$
81	6.6	-434	-355	2.7	22 ± 37	-145.3	8.2 ± 0.4	19.5 ± 0.5	$4.5 \pm 4.6 \times 10^4$	$8.3 \pm 1.7 \times 10^4$
82	9.6	-495	-310	3.1	34 ± 34	-133.0	6.2 ± 0.1	9.9 ± 0.3	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.5 \pm 0.3 \times 10^5$
83	9.7	-631	-282	3.9	58 ± 17	-140.2	10.3 ± 0.2	10.8 ± 0.7	$2.8 \pm 0.5 \times 10^5$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^5$
84	7.2	-570	-489	3.6	40 ± 21	-132.5	7.1 ± 0.8	15.2 ± 1.0	$1.1 \pm 0.4 \times 10^5$	$7.4 \pm 1.5 \times 10^4$
85	6.0	-262	-359	1.9	34 ± 26	-135.8	18.8 ± 1.8	10.9 ± 0.7	$1.2 \pm 0.5 \times 10^5$	$7.4 \pm 1.5 \times 10^4$
86	7.2	-163	-286	1.4	17 ± 29	-133.8	5.3 ± 0.1	11.0 ± 0.4	$8.2 \pm 2.6 \times 10^4$	$8.3 \pm 1.7 \times 10^4$
87	28.1	-193	-189	1.2	92 ± 23	-134.3	9.1 ± 0.1	9.0 ± 0.3	$1.1 \pm 0.2 \times 10^6$	$3.6 \pm 0.7 \times 10^5$
88	19.3	-207	-154	1.3	15 ± 27	-135.9	6.7 ± 0.1	10.6 ± 0.3	$2.2 \pm 1.1 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
89	9.6	-235	-152	1.4	38 ± 37	-142.9	8.9 ± 0.3	10.9 ± 0.3	$1.3 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
90	6.2	-251	-130	1.5	...	-143.0	8.3 ± 0.8	14.0 ± 0.4	$3.8 \pm 3.2 \times 10^4$	$5.1 \pm 1.0 \times 10^4$
91	15.9	-2	-148	0.7	21 ± 40	-144.7	7.1 ± 0.1	12.6 ± 0.6	$1.4 \pm 2.1 \times 10^5$	$4.5 \pm 0.9 \times 10^4$
92	22.2	-9	-128	0.6	12 ± 25	-149.1	9.8 ± 0.1	10.8 ± 0.5	$1.7 \pm 0.8 \times 10^5$	$5.9 \pm 1.2 \times 10^4$
93	14.7	-92	-40	0.6	15 ± 31	-149.9	6.5 ± 0.2	15.7 ± 0.7	$7.0 \pm 7.5 \times 10^4$	$6.5 \pm 1.3 \times 10^4$
94	16.1	24	-151	0.8	36 ± 73	-150.6	11.4 ± 0.1	12.8 ± 0.6	$2.0 \pm 1.8 \times 10^5$	$7.7 \pm 1.5 \times 10^4$
95	21.0	29	-34	0.3	11 ± 22	-151.0	7.7 ± 0.1	19.3 ± 0.6	$1.3 \pm 1.0 \times 10^5$	$7.3 \pm 1.5 \times 10^4$
96	9.5	-23	-96	0.4	16 ± 28	-154.0	6.0 ± 0.1	8.0 ± 1.3	$7.5 \pm 2.5 \times 10^4$	$3.1 \pm 0.6 \times 10^4$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	IQR_{HI} (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	M_{HI} $M_{\odot}$
97	4.5	-151	-16	1.0	...	-155.5	5.5 ± 0.2	14.0 ± 0.3	$2.9 \pm 1.0 \times 10^4$	$3.3 \pm 0.7 \times 10^4$
98	19.8	26	-121	0.7	22 ± 37	-155.0	12.8 ± 0.2	14.8 ± 0.6	$2.6 \pm 1.1 \times 10^5$	$7.2 \pm 1.4 \times 10^4$
99	25.5	-41	-50	0.3	55 ± 17	-156.0	9.3 ± 0.1	12.3 ± 0.3	$3.8 \pm 1.5 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
100	16.6	-65	-37	0.4	45 ± 71	-161.8	10.4 ± 0.1	10.7 ± 0.4	$1.7 \pm 2.7 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
101	6.8	53	-149	0.9	56 ± 30	-165.2	6.3 ± 0.2	8.9 ± 0.5	$6.8 \pm 6.1 \times 10^4$	$7.3 \pm 1.5 \times 10^4$
102	11.7	-135	-63	0.8	63 ± 15	-163.6	10.9 ± 0.2	13.7 ± 0.5	$3.8 \pm 0.9 \times 10^5$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^5$
103	29.3	-127	-22	0.8	42 ± 9	-165.8	11.7 ± 0.2	11.4 ± 0.4	$1.0 \pm 0.1 \times 10^6$	$3.3 \pm 0.7 \times 10^5$
104	30.3	51	-111	0.7	28 ± 14	-166.7	9.5 ± 0.1	8.9 ± 0.5	$4.8 \pm 0.6 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
105	24.2	-173	-9	1.1	18 ± 34	-167.5	8.7 ± 0.1	12.1 ± 0.6	$2.4 \pm 2.0 \times 10^5$	$9.0 \pm 1.8 \times 10^4$
106	32.7	-196	-7	1.3	16 ± 30	-167.5	8.9 ± 0.1	10.6 ± 0.3	$3.7 \pm 2.7 \times 10^5$	$10.0 \pm 2.0 \times 10^4$
107	17.2	-35	-5	0.2	71 ± 10	-168.4	13.1 ± 0.1	13.4 ± 0.4	$6.1 \pm 0.7 \times 10^5$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^5$
108	34.8	20	-17	0.2	37 ± 12	-168.1	10.8 ± 0.1	11.3 ± 0.3	$7.4 \pm 1.3 \times 10^5$	$1.9 \pm 0.4 \times 10^5$
109	10.9	44	-63	0.5	48 ± 31	-175.5	20.8 ± 0.6	23.7 ± 1.1	$2.5 \pm 1.1 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
110	6.6	-71	2	0.5	...	-177.2	10.5 ± 0.8	11.3 ± 0.3	$4.0 \pm 2.8 \times 10^4$	$9.4 \pm 1.9 \times 10^4$
111	11.6	30	5	0.2	20 ± 40	-182.2	15.6 ± 1.0	12.1 ± 0.5	$4.7 \pm 7.3 \times 10^4$	$2.4 \pm 0.5 \times 10^4$
112	11.1	-107	22	0.7	32 ± 28	-182.6	9.3 ± 0.2	8.9 ± 0.3	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
113	11.2	-1	62	0.3	55 ± 18	-188.6	7.5 ± 0.2	23.6 ± 1.6	$1.5 \pm 0.8 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
114	28.2	-17	31	0.2	40 ± 12	-193.3	14.9 ± 0.3	17.7 ± 0.7	$6.2 \pm 0.6 \times 10^5$	$2.7 \pm 0.5 \times 10^5$
115	17.3	-19	94	0.5	42 ± 33	-194.2	8.0 ± 0.1	15.4 ± 0.5	$2.0 \pm 1.5 \times 10^5$	$8.9 \pm 1.8 \times 10^4$
116	9.1	4	18	0.1	24 ± 48	-200.9	12.5 ± 1.2	28.9 ± 1.4	$6.1 \pm 3.0 \times 10^4$	$3.1 \pm 0.6 \times 10^4$
117	20.6	-40	108	0.6	51 ± 21	-202.3	7.5 ± 0.2	13.1 ± 0.5	$3.0 \pm 1.4 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
118	7.7	133	29	0.9	17 ± 32	-207.2	6.5 ± 0.4	17.2 ± 0.7	$5.1 \pm 2.8 \times 10^4$	$4.7 \pm 0.9 \times 10^4$
119	19.0	16	56	0.2	70 ± 22	-207.7	14.3 ± 0.3	21.9 ± 0.5	$4.3 \pm 1.1 \times 10^5$	$3.0 \pm 0.6 \times 10^5$
120	63.0	118	71	0.7	34 ± 8	-209.7	11.5 ± 0.1	11.9 ± 0.7	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	$2.7 \pm 0.5 \times 10^5$
121	13.0	17	170	0.7	68 ± 50	-213.1	10.9 ± 0.3	10.4 ± 0.3	$1.8 \pm 0.9 \times 10^5$	$9.6 \pm 1.9 \times 10^4$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
122	14.1	7	138	0.6	13 ± 27	-216.5	10.5 ± 0.2	22.0 ± 0.7	$7.8 \pm 3.5 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$
123	23.2	3	109	0.5	53 ± 20	-219.7	8.0 ± 0.1	11.8 ± 0.3	$3.9 \pm 0.9 \times 10^5$	$1.8 \pm 0.4 \times 10^5$
124	30.2	113	114	0.8	64 ± 10	-220.1	10.6 ± 0.1	10.7 ± 0.4	$7.9 \pm 0.5 \times 10^5$	$2.9 \pm 0.6 \times 10^5$
125	27.0	67	110	0.5	83 ± 12	-218.6	18.3 ± 0.4	15.3 ± 0.6	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	$4.5 \pm 0.9 \times 10^5$
126	17.0	38	129	0.5	26 ± 44	-225.4	11.2 ± 0.1	12.0 ± 0.5	$3.5 \pm 0.9 \times 10^5$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
127	14.9	32	167	0.7	24 ± 39	-225.5	15.2 ± 0.8	15.5 ± 0.7	$1.5 \pm 1.1 \times 10^5$	$6.8 \pm 1.4 \times 10^4$
128	28.5	62	208	0.9	86 ± 10	-227.5	8.2 ± 0.1	9.8 ± 0.4	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	$4.1 \pm 0.8 \times 10^5$
129	7.5	102	229	1.0	46 ± 40	-230.6	19.0 ± 0.7	9.2 ± 0.4	$9.0 \pm 7.1 \times 10^4$	$7.2 \pm 1.4 \times 10^4$
130	22.7	135	258	1.2	52 ± 10	-229.6	8.4 ± 0.1	9.6 ± 0.5	$5.8 \pm 0.5 \times 10^5$	$2.4 \pm 0.5 \times 10^5$
131	29.7	86	163	0.8	37 ± 14	-233.5	9.5 ± 0.2	11.4 ± 0.4	$5.3 \pm 0.5 \times 10^5$	$2.2 \pm 0.4 \times 10^5$
132	9.6	149	290	1.3	103 ± 35	-231.0	6.9 ± 0.3	8.9 ± 0.5	$2.0 \pm 1.2 \times 10^5$	$1.5 \pm 0.3 \times 10^5$
133	11.1	137	318	1.4	24 ± 23	-231.3	7.6 ± 0.2	7.2 ± 0.4	$1.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$6.5 \pm 1.3 \times 10^4$
134	6.0	-608	-335	3.8	28 ± 23	-140.2	11.1 ± 0.2	8.7 ± 0.4	$8.1 \pm 3.4 \times 10^4$	$7.6 \pm 1.5 \times 10^4$
135	5.5	-15	-295	1.4	30 ± 39	-141.6	12.7 ± 0.7	9.0 ± 0.3	$9.2 \pm 5.8 \times 10^4$	$7.1 \pm 1.4 \times 10^4$
136	5.1	-369	-440	2.5	28 ± 48	-143.0	5.8 ± 0.2	21.8 ± 0.9	$3.4 \pm 3.1 \times 10^4$	$9.8 \pm 2.0 \times 10^4$
137	5.2	-363	-426	2.5	24 ± 50	-145.5	9.7 ± 0.2	26.0 ± 0.7	$7.9 \pm 7.6 \times 10^4$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
138	16.4	-581	-270	3.6	64 ± 10	-144.9	6.4 ± 0.1	8.4 ± 0.4	$5.1 \pm 0.5 \times 10^5$	$3.5 \pm 0.7 \times 10^5$
139	8.0	-537	-278	3.3	43 ± 24	-141.6	6.6 ± 0.1	9.9 ± 0.5	$1.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$8.0 \pm 1.6 \times 10^4$
140	7.2	6	-245	1.2	21 ± 41	-143.1	12.7 ± 0.8	14.5 ± 0.5	$1.0 \pm 1.8 \times 10^5$	$5.8 \pm 1.2 \times 10^4$
141	9.3	7	-221	1.1	30 ± 35	-144.6	13.2 ± 0.5	10.5 ± 0.5	$2.1 \pm 0.9 \times 10^5$	$6.6 \pm 1.3 \times 10^4$
142	5.2	-292	-100	1.8	...	-149.9	12.7 ± 1.0	9.9 ± 0.4	$1.1 \pm 0.5 \times 10^5$	$7.1 \pm 1.4 \times 10^4$
143	6.6	-309	-394	2.2	...	-142.8	7.1 ± 0.9	11.4 ± 0.2	$7.5 \pm 2.9 \times 10^4$	$8.3 \pm 1.7 \times 10^4$
144	7.0	-648	-309	4.0	19 ± 26	-143.1	5.2 ± 0.0	12.3 ± 0.3	$7.4 \pm 2.7 \times 10^4$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
145	8.1	-22	-194	0.9	42 ± 22	-144.3	5.3 ± 0.0	12.1 ± 1.0	$1.1 \pm 0.3 \times 10^5$	$6.3 \pm 1.3 \times 10^4$
146	13.5	-247	-97	1.5	55 ± 9	-153.1	11.0 ± 0.2	10.2 ± 0.4	$5.7 \pm 0.4 \times 10^5$	$3.1 \pm 0.6 \times 10^5$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ (")	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ (")	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s ⁻¹)	FWHM_{CO} (km s ⁻¹)	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s ⁻¹)	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
147	5.9	-301	-183	1.9	42 ± 23	-150.5	7.3 ± 0.5	12.9 ± 0.7	6.2 ± 2.6 × 10 ⁴	5.8 ± 1.2 × 10 ⁴
148	11.7	146	-154	1.4	34 ± 29	-158.3	10.2 ± 0.3	9.0 ± 0.2	1.7 ± 0.7 × 10 ⁵	9.8 ± 2.0 × 10 ⁴
149	7.7	140	-132	1.3	15 ± 32	-160.8	6.4 ± 0.9	12.8 ± 0.9	3.8 ± 4.9 × 10 ⁴	2.2 ± 0.4 × 10 ⁴
150	5.2	-457	-317	2.8	28 ± 25	-154.8	9.3 ± 0.5	26.6 ± 1.2	1.0 ± 0.6 × 10 ⁵	7.5 ± 1.5 × 10 ⁴
151	7.0	-652	-162	4.1	38 ± 21	-150.1	5.4 ± 0.2	9.7 ± 0.3	8.3 ± 3.4 × 10 ⁴	6.5 ± 1.3 × 10 ⁴
152	8.2	-608	-137	3.9	41 ± 19	-159.4	8.1 ± 0.1	12.3 ± 0.3	1.6 ± 0.3 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
153	8.6	-313	-45	2.0	72 ± 16	-158.6	8.6 ± 0.1	9.9 ± 0.3	2.9 ± 0.6 × 10 ⁵	3.3 ± 0.7 × 10 ⁵
154	7.7	-357	-31	2.3	...	-158.2	7.4 ± 0.4	11.0 ± 0.4	3.9 ± 4.0 × 10 ⁴	4.1 ± 0.8 × 10 ⁴
155	8.5	-341	-27	2.2	16 ± 32	-159.6	8.0 ± 0.1	9.4 ± 0.4	1.1 ± 0.9 × 10 ⁵	6.8 ± 1.4 × 10 ⁴
156	11.7	-493	-4	3.3	91 ± 9	-161.2	7.4 ± 0.1	9.6 ± 0.3	8.0 ± 0.6 × 10 ⁵	4.8 ± 1.0 × 10 ⁵
157	10.1	-568	-107	3.6	37 ± 18	-156.0	6.1 ± 0.5	10.6 ± 0.2	1.3 ± 0.3 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
158	8.1	-552	-80	3.6	52 ± 14	-161.0	13.7 ± 0.3	11.2 ± 0.3	2.9 ± 0.9 × 10 ⁵	2.1 ± 0.4 × 10 ⁵
159	11.4	156	-113	1.4	30 ± 15	-160.1	7.7 ± 0.3	17.4 ± 0.6	1.5 ± 0.2 × 10 ⁵	9.8 ± 2.0 × 10 ⁴
160	10.3	229	-115	1.8	19 ± 28	-157.5	7.2 ± 0.0	20.3 ± 0.5	9.9 ± 3.3 × 10 ⁴	1.1 ± 0.2 × 10 ⁵
161	21.9	200	-114	1.7	37 ± 18	-162.6	8.3 ± 0.1	11.7 ± 0.3	3.2 ± 0.3 × 10 ⁵	2.7 ± 0.5 × 10 ⁵
162	15.2	255	-144	2.1	46 ± 17	-167.9	13.1 ± 0.2	17.5 ± 0.4	3.2 ± 0.8 × 10 ⁵	2.1 ± 0.4 × 10 ⁵
163	12.4	278	-142	2.2	9 ± 21	-184.6	17.7 ± 0.2	22.6 ± 0.8	2.5 ± 0.7 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
164	6.7	-174	-73	1.1	34 ± 24	-160.1	5.4 ± 0.1	9.7 ± 0.5	6.6 ± 3.7 × 10 ⁴	7.5 ± 1.5 × 10 ⁴
165	9.0	-269	-63	1.7	66 ± 13	-164.1	10.1 ± 0.3	10.2 ± 0.5	2.3 ± 0.4 × 10 ⁵	2.0 ± 0.4 × 10 ⁵
166	7.0	-503	-155	3.2	45 ± 27	-164.7	5.4 ± 0.1	11.9 ± 0.3	9.2 ± 4.8 × 10 ⁴	9.3 ± 1.9 × 10 ⁴
167	12.6	112	-143	1.2	56 ± 16	-171.2	8.8 ± 0.3	13.6 ± 0.7	2.7 ± 0.3 × 10 ⁵	1.9 ± 0.4 × 10 ⁵
168	6.2	-632	16	4.3	...	-165.3	5.2 ± 0.1	8.6 ± 0.4	3.9 ± 3.6 × 10 ⁴	3.7 ± 0.7 × 10 ⁴
169	6.2	-611	16	4.1	38 ± 35	-164.1	7.1 ± 0.6	10.0 ± 0.4	8.2 ± 9.1 × 10 ⁴	8.1 ± 1.6 × 10 ⁴
170	34.9	151	-57	1.2	41 ± 27	-185.4	12.8 ± 0.2	14.1 ± 0.4	1.0 ± 0.1 × 10 ⁶	3.7 ± 0.7 × 10 ⁵
171	39.6	231	-24	1.6	37 ± 12	-194.4	8.7 ± 0.1	13.4 ± 0.3	7.2 ± 0.7 × 10 ⁵	2.8 ± 0.6 × 10 ⁵

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	IQR_{H_1} (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	M_{H_1} $M_{\odot}$
172	8.1	240	18	1.6	...	-199.0	7.4 ± 0.1	17.6 ± 1.6	$6.7 \pm 2.7 \times 10^4$	$5.5 \pm 1.1 \times 10^4$
173	16.6	207	-8	1.4	29 ± 28	-202.8	9.9 ± 0.2	10.1 ± 0.4	$2.9 \pm 0.9 \times 10^5$	$10.0 \pm 2.0 \times 10^4$
174	25.2	150	-26	1.1	58 ± 12	-200.6	10.7 ± 0.1	12.2 ± 0.4	$7.7 \pm 1.7 \times 10^5$	$3.1 \pm 0.6 \times 10^5$
175	25.4	80	34	0.5	81 ± 8	-193.7	12.1 ± 0.1	12.2 ± 0.6	$1.2 \pm 0.1 \times 10^6$	$5.1 \pm 1.0 \times 10^5$
176	7.3	-61	31	0.5	37 ± 12	-188.5	12.3 ± 0.5	7.2 ± 0.3	$1.4 \pm 0.4 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
177	5.9	270	-118	2.1	...	-198.2	9.6 ± 0.6	23.1 ± 0.7	$8.4 \pm 3.6 \times 10^4$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
178	10.5	-75	66	0.7	32 ± 36	-194.1	8.1 ± 0.1	8.7 ± 0.4	$1.8 \pm 0.4 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
179	6.6	-53	72	0.6	26 ± 45	-199.7	7.7 ± 0.3	12.4 ± 0.4	$4.1 \pm 4.3 \times 10^4$	$4.7 \pm 0.9 \times 10^4$
180	6.7	299	-64	2.2	64 ± 15	-195.2	15.0 ± 1.1	11.0 ± 0.5	$2.4 \pm 0.6 \times 10^5$	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$
181	7.2	268	-63	2.0	18 ± 30	-189.1	5.6 ± 0.3	15.0 ± 0.6	$6.7 \pm 1.9 \times 10^4$	$8.3 \pm 1.7 \times 10^4$
182	11.6	291	-29	2.0	52 ± 15	-196.0	6.3 ± 0.0	10.1 ± 0.4	$2.1 \pm 0.3 \times 10^5$	$2.1 \pm 0.4 \times 10^5$
183	13.0	-79	127	0.9	18 ± 35	-199.6	9.9 ± 0.3	14.6 ± 0.4	$2.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
184	11.3	9	270	1.2	33 ± 32	-216.9	14.1 ± 0.1	13.1 ± 0.5	$2.4 \pm 0.8 \times 10^5$	$2.4 \pm 0.5 \times 10^5$
185	9.8	-36	259	1.3	35 ± 36	-220.0	9.1 ± 0.4	10.6 ± 0.3	$1.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
186	14.0	-59	270	1.4	58 ± 24	-221.6	9.3 ± 0.2	9.7 ± 0.3	$2.0 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
187	15.3	-82	303	1.7	14 ± 26	-223.4	9.5 ± 0.2	10.6 ± 0.3	$1.5 \pm 1.0 \times 10^5$	$6.1 \pm 1.2 \times 10^4$
188	10.6	-66	320	1.7	21 ± 38	-222.1	8.1 ± 0.2	9.6 ± 0.3	$8.3 \pm 14.5 \times 10^4$	$5.6 \pm 1.1 \times 10^4$
189	17.4	26	254	1.1	20 ± 28	-224.3	6.9 ± 0.0	11.6 ± 0.3	$1.5 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
190	15.9	-16	295	1.4	25 ± 38	-229.2	13.6 ± 0.2	11.2 ± 0.3	$1.4 \pm 1.7 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
191	18.2	-32	312	1.5	43 ± 33	-226.6	7.4 ± 0.0	8.6 ± 0.3	$2.3 \pm 1.7 \times 10^5$	$1.3 \pm 0.3 \times 10^5$
192	4.4	297	112	1.9	37 ± 38	-200.1	11.3 ± 1.2	9.3 ± 0.4	$5.5 \pm 7.9 \times 10^4$	$6.2 \pm 1.2 \times 10^4$
193	14.2	290	151	1.8	74 ± 11	-209.2	11.0 ± 0.2	9.8 ± 0.4	$5.1 \pm 0.5 \times 10^5$	$4.0 \pm 0.8 \times 10^5$
194	5.0	205	110	1.3	19 ± 35	-212.7	8.5 ± 1.3	10.9 ± 0.6	$2.2 \pm 2.2 \times 10^4$	$2.1 \pm 0.4 \times 10^4$
195	24.6	217	131	1.4	65 ± 18	-215.9	10.3 ± 0.3	9.8 ± 0.6	$4.8 \pm 0.6 \times 10^5$	$2.6 \pm 0.5 \times 10^5$
196	12.4	252	156	1.6	21 ± 26	-224.2	7.9 ± 0.1	13.0 ± 0.5	$1.3 \pm 0.9 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	α_{off}^a (")	δ_{off}^a (")	R_{dist} (kpc)	R_e (pc)	V_{CO} (km s ⁻¹)	FWHM_{CO} (km s ⁻¹)	IQR_{HI} (km s ⁻¹)	M_{H_2} $M_{\odot}$	M_{HI} $M_{\odot}$
197	7.4	-61	186	1.1	43 ± 23	-213.1	7.1 ± 0.5	6.8 ± 0.5	6.7 ± 2.0 × 10 ⁴	5.2 ± 1.0 × 10 ⁴
198	9.8	250	290	1.7	37 ± 42	-233.1	7.9 ± 0.2	11.4 ± 0.4	7.0 ± 7.8 × 10 ⁴	5.3 ± 1.1 × 10 ⁴
199	12.0	319	423	2.3	58 ± 35	-237.3	8.3 ± 0.1	9.0 ± 0.4	1.5 ± 1.6 × 10 ⁵	1.1 ± 0.2 × 10 ⁵
200	14.6	257	316	1.8	51 ± 14	-235.5	10.7 ± 0.2	10.7 ± 0.5	3.3 ± 0.9 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
201	7.0	282	333	2.0	29 ± 47	-240.5	8.7 ± 0.1	6.9 ± 0.3	3.3 ± 4.8 × 10 ⁴	2.7 ± 0.5 × 10 ⁴
202	14.3	287	356	2.0	14 ± 26	-243.0	5.7 ± 0.1	8.8 ± 0.3	9.7 ± 6.5 × 10 ⁴	6.5 ± 1.3 × 10 ⁴
203	10.3	265	353	1.9	23 ± 35	-242.6	7.6 ± 0.1	7.8 ± 0.3	1.2 ± 1.0 × 10 ⁵	6.2 ± 1.2 × 10 ⁴
204	12.9	319	412	2.3	24 ± 36	-246.8	8.0 ± 0.1	10.4 ± 0.3	9.1 ± 3.2 × 10 ⁴	7.9 ± 1.6 × 10 ⁴
205	7.9	287	399	2.1	22 ± 38	-246.6	11.5 ± 0.4	10.5 ± 0.3	4.2 ± 2.8 × 10 ⁴	7.2 ± 1.4 × 10 ⁴
206	10.3	335	434	2.4	27 ± 40	-247.5	17.0 ± 0.2	9.9 ± 0.4	8.4 ± 7.7 × 10 ⁴	6.0 ± 1.2 × 10 ⁴
207	16.0	290	463	2.3	64 ± 16	-245.2	10.4 ± 0.1	8.7 ± 0.2	3.9 ± 0.8 × 10 ⁵	2.6 ± 0.5 × 10 ⁵
208	7.3	283	383	2.1	21 ± 36	-250.1	20.8 ± 0.7	13.1 ± 0.4	3.6 ± 3.2 × 10 ⁴	7.1 ± 1.4 × 10 ⁴
209	28.5	564	403	3.5	19 ± 27	-222.5	13.0 ± 0.2	20.1 ± 0.8	4.8 ± 1.2 × 10 ⁵	1.7 ± 0.3 × 10 ⁵
210	7.0	561	462	3.6	19 ± 38	-229.9	12.1 ± 0.5	27.2 ± 1.0	5.8 ± 2.8 × 10 ⁴	9.3 ± 1.9 × 10 ⁴
211	14.3	574	437	3.6	44 ± 22	-227.8	13.2 ± 0.6	22.8 ± 1.6	2.1 ± 1.1 × 10 ⁵	2.0 ± 0.4 × 10 ⁵
212	8.0	578	371	3.6	44 ± 35	-237.6	9.1 ± 0.4	15.5 ± 0.3	10.0 ± 7.5 × 10 ⁴	1.2 ± 0.2 × 10 ⁵
213	6.9	544	522	3.5	61 ± 22	-237.8	13.6 ± 0.5	14.0 ± 0.2	1.3 ± 0.3 × 10 ⁵	2.3 ± 0.5 × 10 ⁵
214	9.3	541	398	3.4	14 ± 32	-240.4	17.9 ± 0.4	12.4 ± 0.4	6.0 ± 14.0 × 10 ⁴	4.1 ± 0.8 × 10 ⁴
215	48.5	545	433	3.5	81 ± 10	-243.1	13.1 ± 0.1	13.4 ± 0.5	2.3 ± 0.3 × 10 ⁶	5.2 ± 1.0 × 10 ⁵
216	7.7	595	457	3.8	51 ± 25	-244.2	6.6 ± 0.4	21.4 ± 1.5	9.7 ± 4.6 × 10 ⁴	1.8 ± 0.4 × 10 ⁵
217	20.6	529	483	3.4	62 ± 11	-246.8	16.3 ± 0.3	14.9 ± 0.5	8.8 ± 1.6 × 10 ⁵	3.8 ± 0.8 × 10 ⁵
218	9.1	562	465	3.6	25 ± 38	-247.7	8.9 ± 0.3	25.6 ± 0.8	1.3 ± 1.0 × 10 ⁵	1.4 ± 0.3 × 10 ⁵
219	9.2	549	568	3.6	80 ± 22	-250.1	8.5 ± 0.1	10.1 ± 0.4	2.2 ± 0.6 × 10 ⁵	1.6 ± 0.3 × 10 ⁵
220	9.3	182	159	1.2	38 ± 23	-215.9	6.4 ± 0.2	9.7 ± 0.5	9.4 ± 1.3 × 10 ⁴	9.3 ± 1.9 × 10 ⁴
221	5.6	158	129	1.0	14 ± 33	-221.0	16.3 ± 0.8	45.7 ± 21.2	3.6 ± 3.6 × 10 ⁴	1.7 ± 0.3 × 10 ⁴

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	α_{off}^a ($''$)	δ_{off}^a ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_e (pc)	V_{CO} (km s $^{-1}$)	FWHM_{CO} (km s $^{-1}$)	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s $^{-1}$)	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
222	4.7	187	95	1.2	21 ± 48	-220.0	13.9 ± 0.6	15.9 ± 0.7	$1.9 \pm 1.1 \times 10^4$	$1.9 \pm 0.4 \times 10^4$
223	6.8	166	108	1.1	58 ± 30	-220.0	6.3 ± 0.2	6.4 ± 0.3	$8.8 \pm 5.8 \times 10^4$	$7.3 \pm 1.5 \times 10^4$
224	20.3	262	220	1.7	80 ± 16	-220.4	10.4 ± 0.1	12.0 ± 0.5	$6.0 \pm 0.4 \times 10^5$	$4.5 \pm 0.9 \times 10^5$
225	8.8	568	340	3.6	27 ± 28	-215.6	10.0 ± 0.3	18.0 ± 0.8	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.5 \pm 0.3 \times 10^5$
226	9.4	45	298	1.3	30 ± 28	-223.2	7.0 ± 0.2	14.7 ± 0.3	$9.2 \pm 3.6 \times 10^4$	$9.4 \pm 1.9 \times 10^4$
227	7.1	67	329	1.4	33 ± 51	-223.5	5.6 ± 0.2	13.4 ± 0.4	$3.6 \pm 2.8 \times 10^4$	$3.6 \pm 0.7 \times 10^4$
228	21.7	60	347	1.5	20 ± 28	-227.2	7.3 ± 0.4	15.1 ± 0.4	$1.2 \pm 0.7 \times 10^5$	$7.9 \pm 1.6 \times 10^4$
229	6.4	97	365	1.6	...	-233.3	10.0 ± 0.4	10.2 ± 0.4	$3.7 \pm 1.9 \times 10^4$	$3.9 \pm 0.8 \times 10^4$
230	6.1	31	371	1.6	34 ± 54	-234.4	7.0 ± 0.4	9.1 ± 0.4	$2.0 \pm 2.8 \times 10^4$	$5.4 \pm 1.1 \times 10^4$
231	20.4	151	418	1.8	10 ± 20	-232.5	7.7 ± 0.3	13.0 ± 0.4	$8.1 \pm 6.7 \times 10^4$	$7.5 \pm 1.5 \times 10^4$
232	14.4	25	413	1.8	79 ± 12	-239.1	13.6 ± 0.4	12.3 ± 0.9	$5.1 \pm 0.5 \times 10^5$	$3.3 \pm 0.7 \times 10^5$
233	24.1	65	363	1.6	30 ± 22	-237.4	8.4 ± 0.2	11.8 ± 0.4	$2.2 \pm 0.9 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
234	5.1	462	526	3.1	...	-237.2	8.3 ± 0.4	8.7 ± 0.2	$1.6 \pm 1.7 \times 10^4$	$2.5 \pm 0.5 \times 10^4$
235	22.0	181	395	1.8	31 ± 53	-240.8	10.5 ± 0.1	16.5 ± 0.4	$1.7 \pm 3.6 \times 10^5$	$4.6 \pm 0.9 \times 10^4$
236	33.8	132	395	1.7	18 ± 31	-239.0	8.8 ± 0.2	11.3 ± 0.4	$2.6 \pm 1.3 \times 10^5$	$9.7 \pm 1.9 \times 10^4$
237	7.0	82	481	2.1	36 ± 55	-238.6	6.5 ± 0.2	18.2 ± 1.8	$5.6 \pm 7.6 \times 10^4$	$7.8 \pm 1.6 \times 10^4$
238	10.3	147	585	2.5	51 ± 27	-244.6	13.4 ± 0.1	16.0 ± 0.8	$1.3 \pm 0.8 \times 10^5$	$1.3 \pm 0.3 \times 10^5$
239	13.5	95	418	1.8	35 ± 34	-246.3	6.5 ± 0.2	9.1 ± 0.3	$1.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
240	41.7	154	417	1.8	35 ± 32	-245.3	8.8 ± 0.4	11.4 ± 0.3	$3.4 \pm 1.2 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
241	15.3	355	532	2.7	64 ± 12	-247.3	10.1 ± 0.1	11.9 ± 0.3	$5.6 \pm 0.7 \times 10^5$	$5.0 \pm 1.0 \times 10^5$
242	44.0	102	547	2.3	34 ± 29	-244.6	8.5 ± 0.1	9.1 ± 0.4	$6.7 \pm 4.0 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
243	11.0	79	414	1.8	20 ± 37	-246.6	6.5 ± 0.3	8.8 ± 0.2	$5.4 \pm 2.3 \times 10^4$	$5.2 \pm 1.0 \times 10^4$
244	18.9	178	418	1.8	39 ± 57	-247.0	10.3 ± 0.1	11.8 ± 0.4	$6.3 \pm 3.0 \times 10^4$	$5.1 \pm 1.0 \times 10^4$
245	70.0	239	570	2.5	54 ± 10	-248.9	13.3 ± 0.2	14.2 ± 0.4	$1.7 \pm 0.1 \times 10^6$	$4.6 \pm 0.9 \times 10^5$
246	6.8	295	588	2.7	24 ± 38	-247.2	11.1 ± 0.7	12.4 ± 0.8	$3.6 \pm 4.0 \times 10^4$	$6.2 \pm 1.2 \times 10^4$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
247	11.9	97	462	2.0	68 ± 16	-250.3	16.9 ± 0.3	13.6 ± 0.3	$3.1 \pm 0.8 \times 10^5$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^5$
248	7.8	372	556	2.8	42 ± 34	-250.3	8.9 ± 0.1	12.3 ± 0.3	$6.5 \pm 12.3 \times 10^4$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
249	16.3	418	549	3.0	71 ± 26	-249.8	11.7 ± 0.2	11.8 ± 0.4	$4.1 \pm 2.7 \times 10^5$	$2.6 \pm 0.5 \times 10^5$
250	19.6	181	562	2.4	56 ± 15	-251.7	7.9 ± 0.1	12.0 ± 0.3	$4.5 \pm 1.1 \times 10^5$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^5$
251	33.4	112	578	2.5	39 ± 64	-252.1	9.4 ± 0.1	10.3 ± 0.3	$3.3 \pm 4.4 \times 10^5$	$7.9 \pm 1.6 \times 10^4$
252	16.3	467	574	3.3	67 ± 40	-249.0	7.0 ± 0.1	12.0 ± 0.3	$3.0 \pm 2.0 \times 10^5$	$1.8 \pm 0.4 \times 10^5$
253	26.0	164	515	2.2	39 ± 13	-252.4	7.1 ± 0.0	12.2 ± 0.3	$2.6 \pm 0.3 \times 10^5$	$3.0 \pm 0.6 \times 10^5$
254	19.7	304	537	2.5	35 ± 40	-254.4	9.2 ± 0.1	13.8 ± 0.3	$3.4 \pm 1.0 \times 10^5$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^5$
255	8.1	288	567	2.6	41 ± 70	-254.6	9.8 ± 0.2	15.3 ± 0.4	$3.9 \pm 2.2 \times 10^4$	$7.7 \pm 1.5 \times 10^4$
256	41.8	205	489	2.2	83 ± 9	-256.0	10.6 ± 0.1	12.1 ± 0.3	$1.5 \pm 0.1 \times 10^6$	$6.7 \pm 1.3 \times 10^5$
257	8.5	152	545	2.3	14 ± 34	-253.7	10.3 ± 0.5	18.6 ± 0.8	$3.5 \pm 3.0 \times 10^4$	$3.4 \pm 0.7 \times 10^4$
258	21.0	270	533	2.4	42 ± 31	-258.0	14.8 ± 0.3	23.4 ± 1.2	$1.7 \pm 0.6 \times 10^5$	$1.5 \pm 0.3 \times 10^5$
259	18.6	268	604	2.7	28 ± 33	-257.8	8.0 ± 0.1	10.1 ± 0.4	$1.2 \pm 1.5 \times 10^5$	$4.8 \pm 1.0 \times 10^4$
260	9.9	207	613	2.6	74 ± 41	-256.9	10.9 ± 0.4	12.3 ± 0.4	$1.0 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
261	7.8	275	571	2.6	19 ± 49	-256.6	21.4 ± 0.8	15.9 ± 0.3	$3.9 \pm 1.9 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$
262	23.3	241	614	2.7	48 ± 22	-260.9	8.4 ± 0.1	8.6 ± 0.2	$2.4 \pm 1.5 \times 10^5$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
263	6.2	0	384	1.8	18 ± 37	-226.8	22.8 ± 0.5	9.6 ± 0.3	$8.1 \pm 3.9 \times 10^4$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
264	8.4	-74	488	2.5	47 ± 71	-227.1	8.3 ± 0.1	10.9 ± 0.2	$1.6 \pm 1.2 \times 10^5$	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$
265	8.3	-83	504	2.6	...	-239.3	26.8 ± 1.6	14.6 ± 0.7	$8.6 \pm 7.5 \times 10^4$	$6.8 \pm 1.4 \times 10^4$
266	8.8	154	853	3.7	49 ± 27	-258.2	7.0 ± 0.1	7.7 ± 0.3	$4.5 \pm 1.5 \times 10^4$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
267	5.8	89	292	1.2	23 ± 41	-230.3	11.1 ± 0.5	5.6 ± 0.8	$7.8 \pm 3.3 \times 10^4$	$5.2 \pm 1.0 \times 10^4$
268	14.1	206	322	1.6	90 ± 22	-238.1	9.0 ± 0.3	10.7 ± 1.0	$2.3 \pm 0.2 \times 10^5$	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$
269	6.4	15	348	1.6	61 ± 17	-232.8	10.9 ± 0.3	8.9 ± 0.3	$9.8 \pm 4.1 \times 10^4$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
270	15.7	-54	355	1.8	36 ± 20	-232.5	6.8 ± 0.0	9.0 ± 0.4	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
271	5.6	-32	353	1.7	...	-231.4	13.2 ± 0.4	9.0 ± 0.2	$2.9 \pm 2.4 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$

suite à la page suivante

Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
272	6.5	1	485	2.2	49 ± 33	-230.7	8.6 ± 0.2	9.5 ± 0.4	$6.6 \pm 6.5 \times 10^4$	$9.5 \pm 1.9 \times 10^4$
273	6.4	11	510	2.3	23 ± 42	-230.6	8.2 ± 0.4	10.8 ± 0.4	$4.6 \pm 4.5 \times 10^4$	$3.6 \pm 0.7 \times 10^4$
274	4.8	237	422	2.0	...	-233.6	0.0 ± 0.0	42.7 ± 1.8	$1.9 \pm 1.4 \times 10^4$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^4$
275	5.4	256	420	2.1	...	-237.4	6.3 ± 0.3	27.4 ± 1.5	$2.2 \pm 1.4 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$
276	8.6	648	454	4.1	33 ± 13	-236.8	13.5 ± 0.2	13.0 ± 0.3	$2.2 \pm 0.4 \times 10^5$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
277	9.2	-56	530	2.6	13 ± 28	-234.2	9.8 ± 0.2	12.8 ± 0.3	$7.2 \pm 5.1 \times 10^4$	$5.0 \pm 1.0 \times 10^4$
278	7.4	-61	541	2.7	14 ± 34	-240.1	10.8 ± 0.7	9.5 ± 0.2	$5.3 \pm 6.2 \times 10^4$	$3.3 \pm 0.7 \times 10^4$
279	8.8	20	934	4.3	38 ± 59	-251.1	12.7 ± 0.3	10.2 ± 0.3	$1.8 \pm 2.3 \times 10^4$	$5.1 \pm 1.0 \times 10^4$
280	8.5	75	1000	4.5	54 ± 15	-252.8	9.5 ± 0.2	8.3 ± 0.4	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
281	8.8	44	918	4.1	22 ± 24	-257.0	6.7 ± 0.5	11.2 ± 0.5	$2.7 \pm 1.3 \times 10^4$	$8.2 \pm 1.6 \times 10^4$
282	7.7	51	953	4.3	49 ± 44	-255.2	8.6 ± 0.1	13.9 ± 0.4	$2.8 \pm 6.3 \times 10^4$	$9.9 \pm 2.0 \times 10^4$
283	4.5	71	971	4.3	22 ± 47	-261.0	6.6 ± 0.5	15.3 ± 0.6	$1.0 \pm 0.5 \times 10^4$	$4.1 \pm 0.8 \times 10^4$
284	7.6	-7	878	4.1	41 ± 17	-244.4	6.0 ± 0.3	7.6 ± 0.3	$3.1 \pm 0.8 \times 10^4$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
285	25.1	170	933	4.0	65 ± 10	-256.8	7.2 ± 0.1	11.5 ± 0.4	$2.5 \pm 0.2 \times 10^5$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^5$
286	12.0	139	893	3.9	55 ± 16	-257.3	6.4 ± 0.1	9.0 ± 0.4	$5.6 \pm 1.7 \times 10^4$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
287	5.9	111	870	3.8	18 ± 37	-260.5	10.5 ± 0.2	9.9 ± 1.0	$1.4 \pm 2.1 \times 10^4$	$3.0 \pm 0.6 \times 10^4$
288	13.6	181	898	3.9	62 ± 15	-261.0	15.0 ± 0.4	11.6 ± 0.4	$1.6 \pm 0.4 \times 10^5$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^5$
289	4.9	29	1032	4.7	36 ± 36	-249.3	18.0 ± 2.4	8.7 ± 0.5	$5.6 \pm 2.8 \times 10^4$	$8.1 \pm 1.6 \times 10^4$
290	7.9	62	594	2.6	71 ± 16	-243.7	10.3 ± 0.2	16.1 ± 1.1	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$
291	7.3	606	690	4.1	25 ± 35	-247.3	5.0 ± 0.0	9.2 ± 0.5	$5.8 \pm 1.6 \times 10^4$	$4.8 \pm 1.0 \times 10^4$
292	5.5	13	859	3.9	...	-244.7	10.6 ± 0.5	9.5 ± 0.4	$2.8 \pm 1.7 \times 10^4$	$6.7 \pm 1.3 \times 10^4$
293	7.4	-39	668	3.2	35 ± 21	-250.8	10.1 ± 0.5	9.4 ± 0.6	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$	$6.2 \pm 1.2 \times 10^4$
294	7.9	101	675	2.9	71 ± 28	-249.2	9.2 ± 1.2	18.3 ± 1.0	$8.4 \pm 4.2 \times 10^4$	$9.0 \pm 1.8 \times 10^4$
295	8.6	62	690	3.0	48 ± 18	-257.2	6.2 ± 0.4	11.5 ± 0.4	$1.1 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
296	7.6	155	709	3.0	41 ± 17	-248.8	9.5 ± 0.7	15.9 ± 1.0	$1.2 \pm 0.3 \times 10^5$	$8.9 \pm 1.8 \times 10^4$

suite à la page suivante

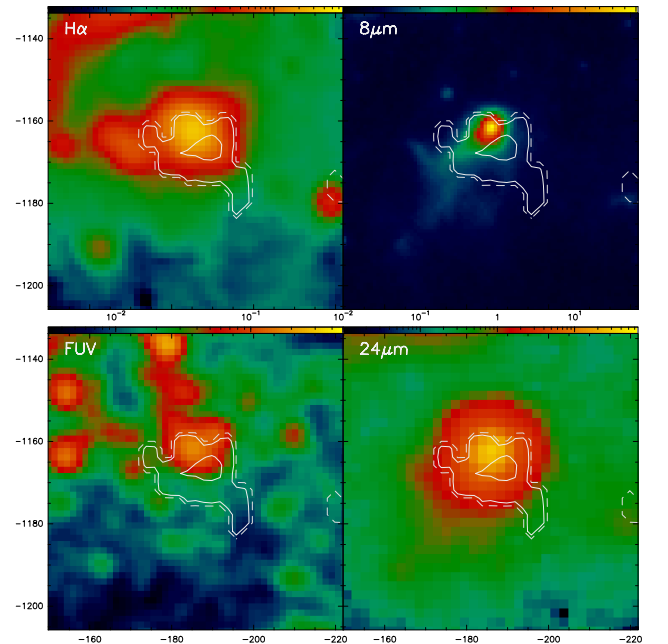
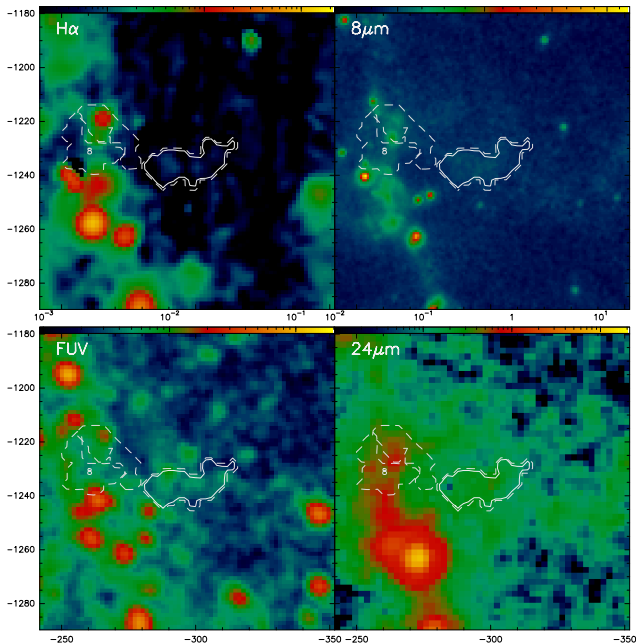
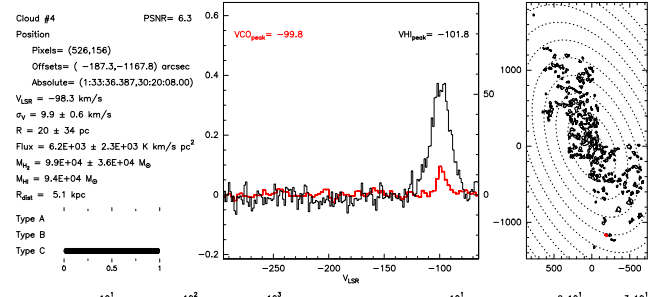
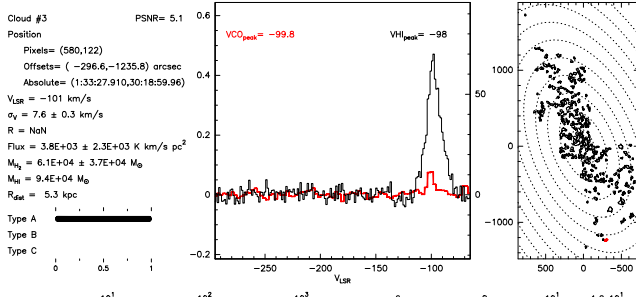
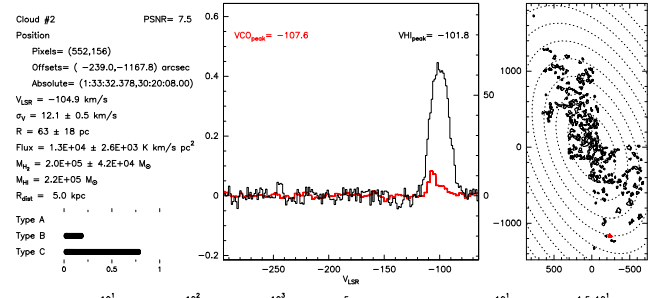
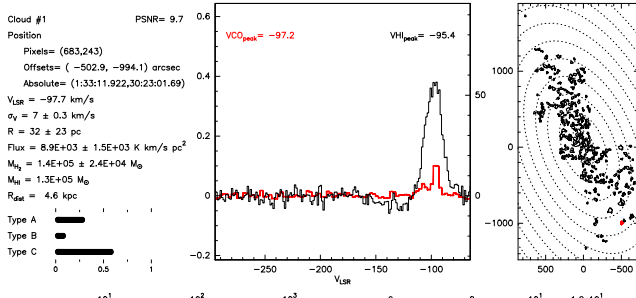
Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
297	9.8	297	774	3.4	52 ± 18	-258.6	6.8 ± 0.1	12.2 ± 0.5	$1.4 \pm 0.4 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
298	5.7	270	766	3.3	19 ± 28	-265.5	7.5 ± 0.4	18.2 ± 1.8	$2.3 \pm 3.2 \times 10^4$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^4$
299	20.3	334	733	3.3	78 ± 27	-267.9	9.1 ± 0.1	13.4 ± 0.4	$2.7 \pm 2.0 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
300	21.0	330	766	3.4	26 ± 39	-267.3	9.6 ± 0.1	13.1 ± 0.4	$1.9 \pm 1.8 \times 10^5$	$7.3 \pm 1.5 \times 10^4$
301	5.2	243	752	3.2	21 ± 33	-255.4	9.3 ± 0.2	8.1 ± 0.5	$4.6 \pm 3.3 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$
302	5.5	109	836	3.7	37 ± 28	-259.1	8.3 ± 1.1	8.1 ± 0.4	$3.5 \pm 1.3 \times 10^4$	$8.2 \pm 1.6 \times 10^4$
303	6.7	-11	989	4.6	27 ± 32	-251.3	7.2 ± 0.4	10.4 ± 0.7	$3.7 \pm 0.9 \times 10^4$	$8.6 \pm 1.7 \times 10^4$
304	6.4	3	1025	4.7	47 ± 22	-252.4	10.4 ± 0.2	10.4 ± 0.4	$6.6 \pm 1.8 \times 10^4$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
305	6.9	121	1160	5.1	26 ± 33	-259.0	6.5 ± 0.6	7.8 ± 0.3	$6.2 \pm 1.5 \times 10^4$	$5.5 \pm 1.1 \times 10^4$
306	7.8	54	878	3.9	77 ± 11	-253.3	8.8 ± 0.1	8.2 ± 0.4	$8.0 \pm 1.5 \times 10^4$	$1.8 \pm 0.4 \times 10^5$
307	7.7	479	983	4.5	37 ± 27	-260.6	10.4 ± 0.3	8.5 ± 0.7	$6.3 \pm 1.5 \times 10^4$	$6.2 \pm 1.2 \times 10^4$
308	8.8	494	1181	5.2	81 ± 16	-262.6	7.4 ± 0.1	9.0 ± 0.3	$1.4 \pm 0.2 \times 10^5$	$1.9 \pm 0.4 \times 10^5$
309	7.6	329	1194	5.1	91 ± 14	-267.3	10.8 ± 0.1	11.2 ± 0.5	$1.9 \pm 0.3 \times 10^5$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
310	5.5	540	1257	5.6	24 ± 47	-254.9	11.4 ± 0.3	10.4 ± 0.6	$2.5 \pm 1.7 \times 10^4$	$2.3 \pm 0.5 \times 10^4$
311	6.0	558	1266	5.6	32 ± 58	-259.0	5.6 ± 0.3	10.1 ± 1.0	$2.2 \pm 3.3 \times 10^4$	$2.8 \pm 0.6 \times 10^4$
312	7.9	214	730	3.1	44 ± 32	-254.7	6.5 ± 0.3	7.3 ± 0.3	$6.9 \pm 2.3 \times 10^4$	$7.8 \pm 1.6 \times 10^4$
313	5.6	189	718	3.1	...	-261.1	15.6 ± 2.1	10.8 ± 0.4	$2.6 \pm 1.8 \times 10^4$	$4.3 \pm 0.9 \times 10^4$
314	8.8	396	772	3.5	84 ± 13	-266.7	7.9 ± 0.3	8.2 ± 0.8	$2.5 \pm 0.3 \times 10^5$	$2.0 \pm 0.4 \times 10^5$
315	8.2	313	845	3.7	65 ± 26	-258.6	19.1 ± 0.7	14.1 ± 0.6	$8.6 \pm 2.7 \times 10^4$	$1.1 \pm 0.2 \times 10^5$
316	8.6	112	956	4.2	68 ± 13	-254.5	7.7 ± 0.4	8.8 ± 0.4	$8.2 \pm 1.1 \times 10^4$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$
317	4.7	305	696	3.1	25 ± 42	-254.7	11.5 ± 0.7	22.2 ± 1.5	$4.6 \pm 3.7 \times 10^4$	$6.4 \pm 1.3 \times 10^4$
318	6.6	610	1013	4.9	57 ± 28	-261.8	8.6 ± 0.1	8.5 ± 0.3	$1.2 \pm 0.5 \times 10^5$	$1.7 \pm 0.3 \times 10^5$
319	5.5	629	1005	5.0	...	-262.7	21.7 ± 0.9	8.8 ± 0.4	$4.4 \pm 3.8 \times 10^4$	$6.4 \pm 1.3 \times 10^4$
320	16.5	407	1049	4.6	103 ± 19	-265.1	8.5 ± 0.2	10.6 ± 0.5	$2.4 \pm 0.2 \times 10^5$	$4.0 \pm 0.8 \times 10^5$
321	11.6	506	1064	4.8	77 ± 12	-271.6	10.9 ± 0.1	12.4 ± 0.6	$3.0 \pm 0.3 \times 10^5$	$4.6 \pm 0.9 \times 10^5$

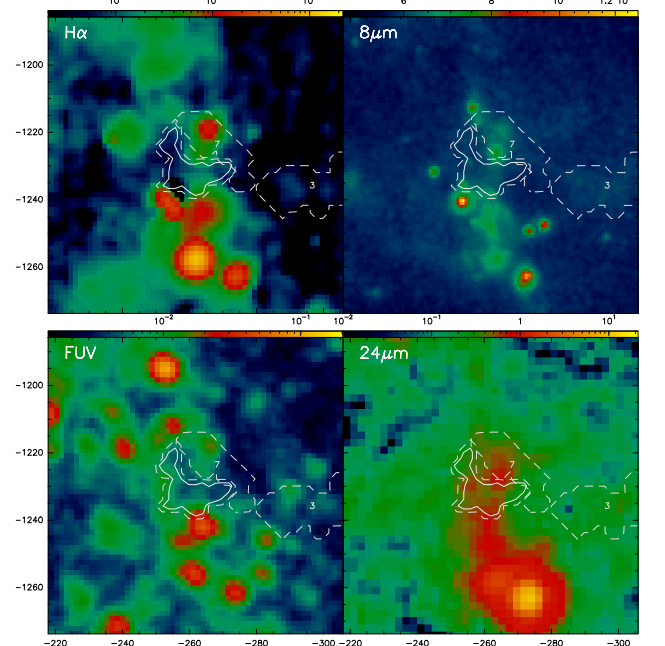
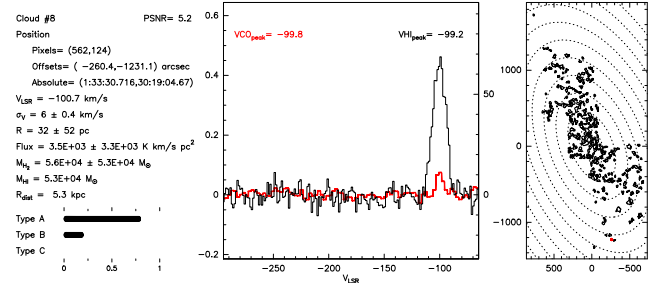
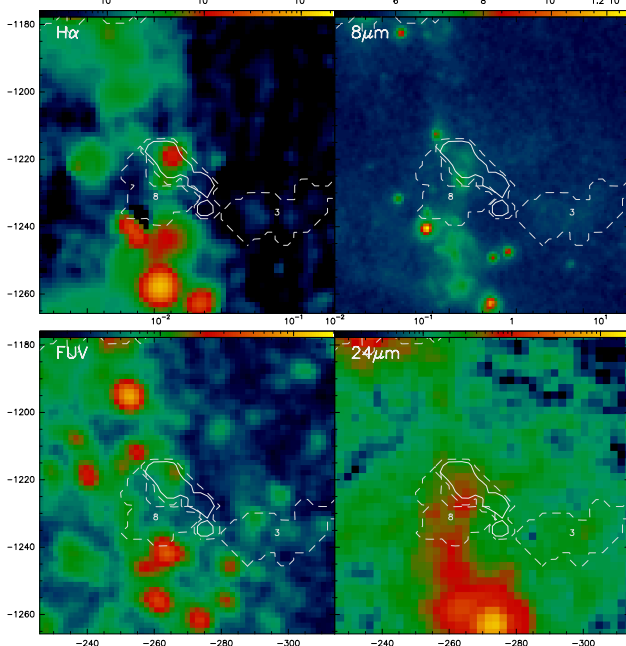
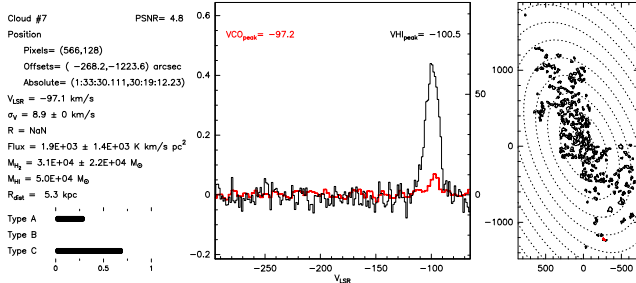
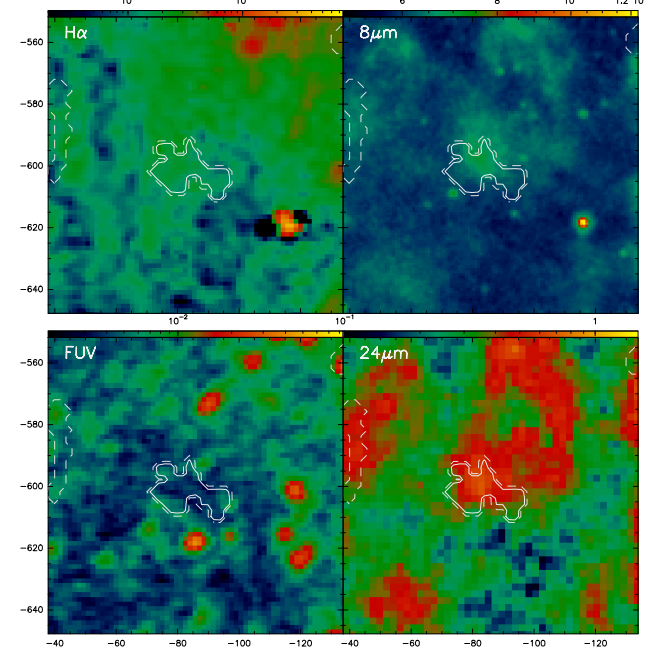
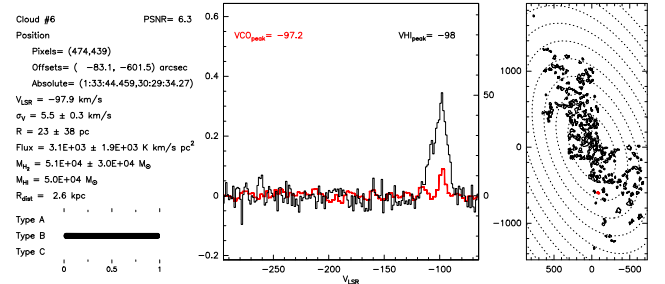
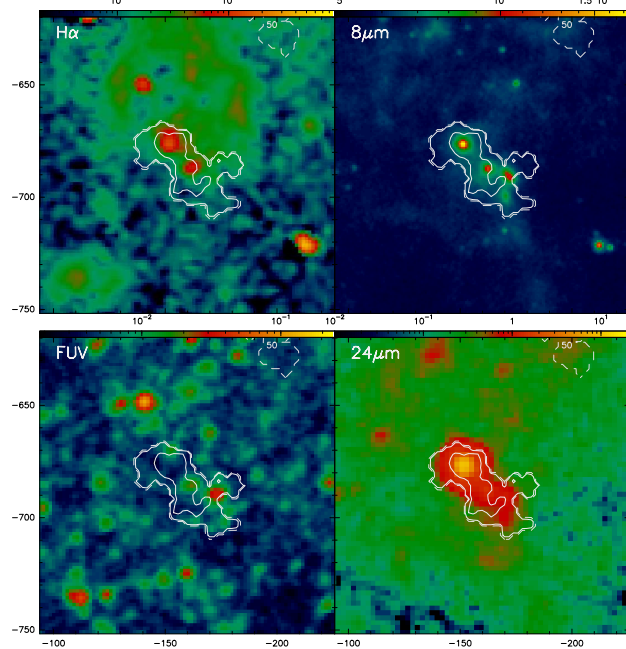
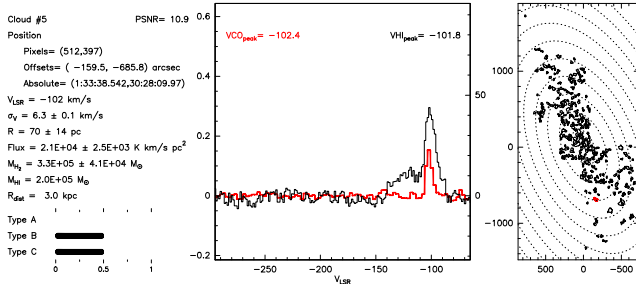
suite à la page suivante

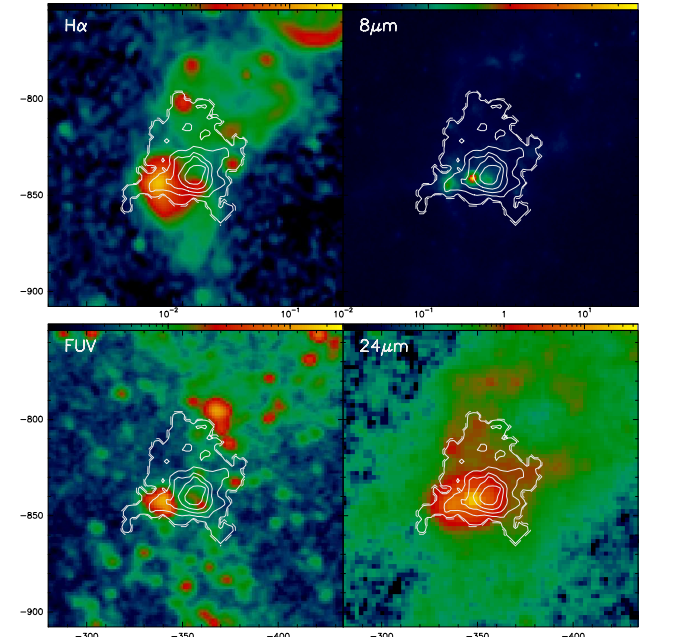
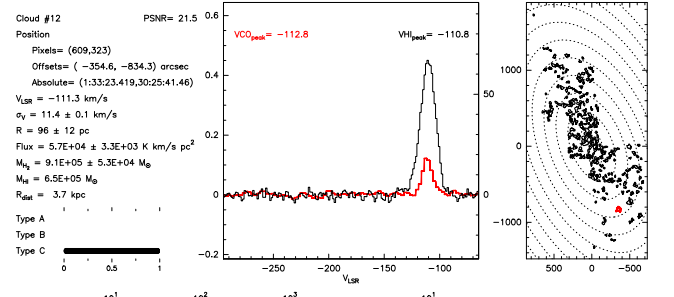
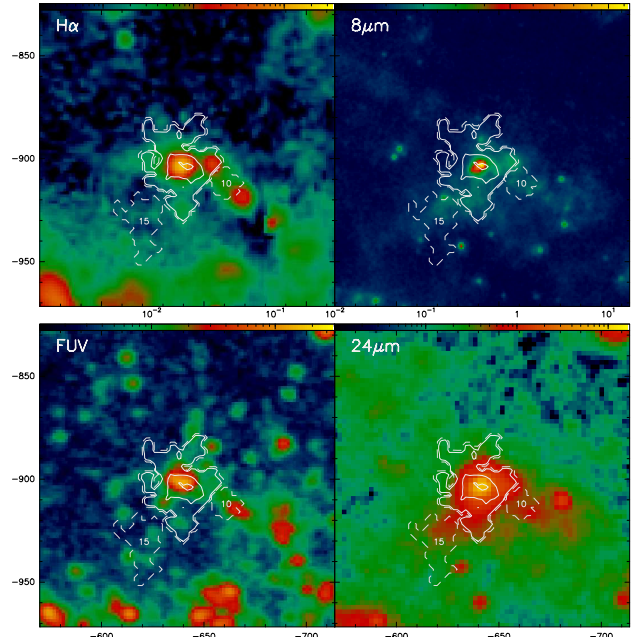
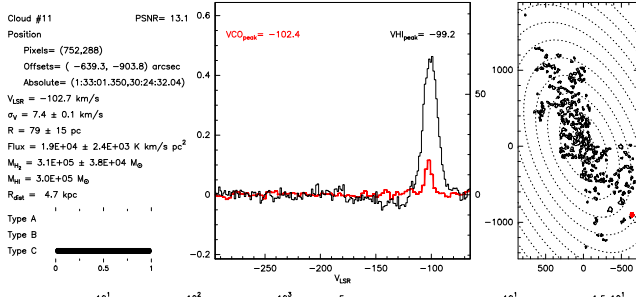
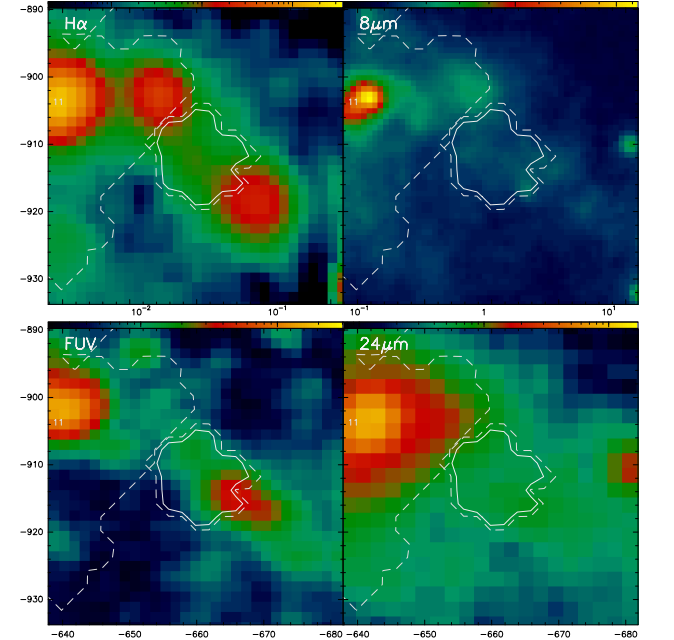
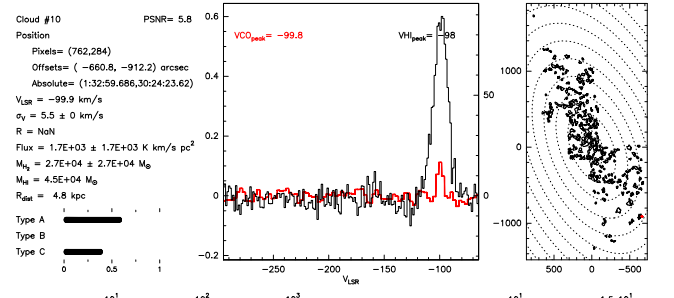
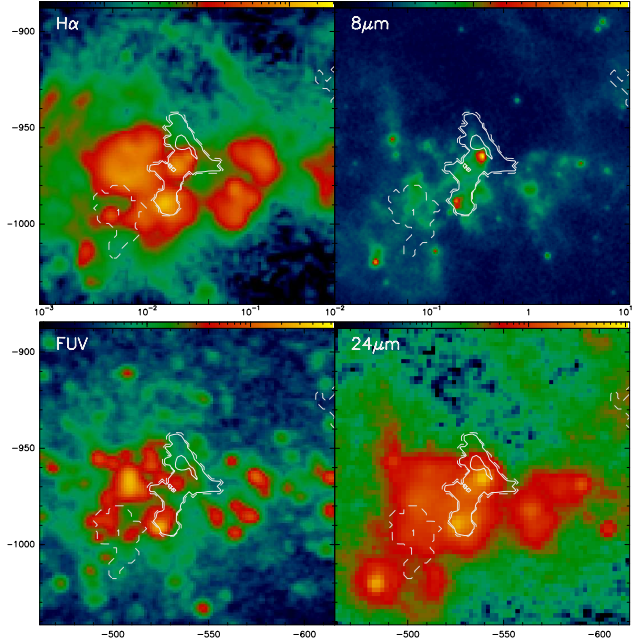
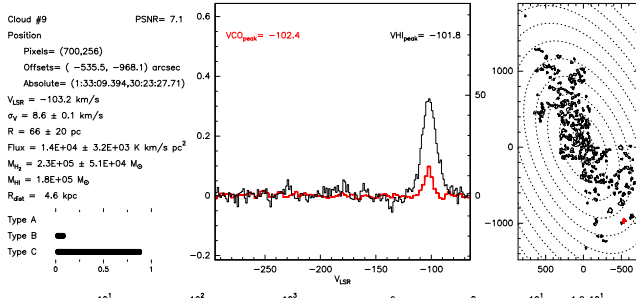
Cloud	PSNR	$\alpha_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	$\delta_{\text{off}}^{\text{a}}$ ($''$)	R_{dist} (kpc)	R_{e} (pc)	V_{CO} (km s^{-1})	FWHM_{CO} (km s^{-1})	$\text{IQR}_{\text{H I}}$ (km s^{-1})	M_{H_2} $M_{\odot}$	$M_{\text{H I}}$ $M_{\odot}$
322	7.2	457	1074	4.8	56 ± 21	-274.0	7.8 ± 0.2	8.2 ± 0.4	$6.6 \pm 3.9 \times 10^4$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
323	4.9	335	643	3.0	75 ± 35	-264.2	11.1 ± 0.7	7.9 ± 0.4	$6.5 \pm 4.7 \times 10^4$	$3.7 \pm 0.7 \times 10^4$
324	7.1	444	790	3.7	60 ± 18	-267.9	10.0 ± 0.2	12.3 ± 0.8	$1.4 \pm 0.4 \times 10^5$	$7.2 \pm 1.4 \times 10^4$
325	8.8	438	916	4.1	45 ± 14	-260.7	7.9 ± 0.1	6.6 ± 0.4	$8.6 \pm 1.9 \times 10^4$	$5.9 \pm 1.2 \times 10^4$
326	10.2	141	650	2.8	54 ± 12	-266.8	7.6 ± 0.2	28.1 ± 1.8	$2.2 \pm 0.2 \times 10^5$	$1.3 \pm 0.3 \times 10^5$
327	7.2	379	963	4.2	21 ± 28	-262.2	7.1 ± 0.5	8.8 ± 0.5	$4.0 \pm 1.2 \times 10^4$	$4.6 \pm 0.9 \times 10^4$
328	4.1	373	1028	4.5	24 ± 49	-265.6	18.6 ± 2.9	12.1 ± 0.8	$2.3 \pm 1.8 \times 10^4$	$3.1 \pm 0.6 \times 10^4$
329	5.4	635	1286	5.9	...	-263.9	10.8 ± 0.9	8.5 ± 0.4	$2.5 \pm 1.0 \times 10^4$	$3.8 \pm 0.8 \times 10^4$
330	10.1	135	776	3.3	67 ± 17	-263.9	7.2 ± 0.2	9.3 ± 0.4	$9.9 \pm 1.4 \times 10^4$	$1.4 \pm 0.3 \times 10^5$
331	9.2	393	887	3.9	...	-263.3	5.4 ± 0.1	9.8 ± 0.8	$4.5 \pm 1.1 \times 10^4$	$3.0 \pm 0.6 \times 10^4$
332	8.2	557	1025	4.8	77 ± 15	-266.6	7.0 ± 0.1	10.6 ± 0.2	$1.6 \pm 0.3 \times 10^5$	$2.1 \pm 0.4 \times 10^5$
333	4.7	332	1013	4.4	...	-269.6	11.1 ± 0.4	5.5 ± 1.1	$3.5 \pm 2.1 \times 10^4$	$1.8 \pm 0.4 \times 10^4$
334	8.8	155	1113	4.8	33 ± 19	-263.4	6.3 ± 0.2	7.9 ± 0.5	$9.6 \pm 1.7 \times 10^4$	$1.2 \pm 0.2 \times 10^5$
335	6.3	593	1285	5.8	60 ± 20	-267.4	6.7 ± 0.6	8.5 ± 0.6	$6.1 \pm 2.1 \times 10^4$	$1.0 \pm 0.2 \times 10^5$
336	7.4	343	980	4.2	34 ± 21	-270.6	6.8 ± 0.4	6.6 ± 0.5	$5.4 \pm 1.7 \times 10^4$	$4.2 \pm 0.8 \times 10^4$
337	8.2	769	1728	7.7	23 ± 26	-273.1	8.6 ± 0.2	11.2 ± 0.4	$5.3 \pm 1.4 \times 10^4$	$7.5 \pm 1.5 \times 10^4$

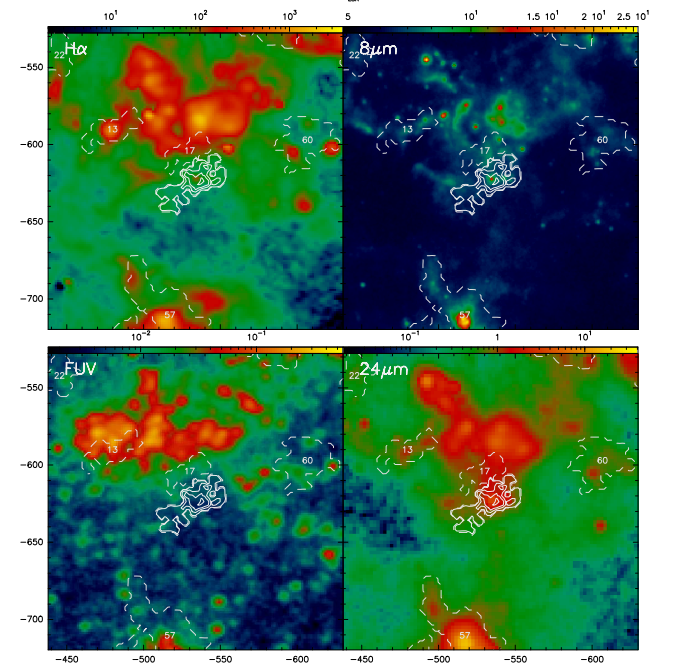
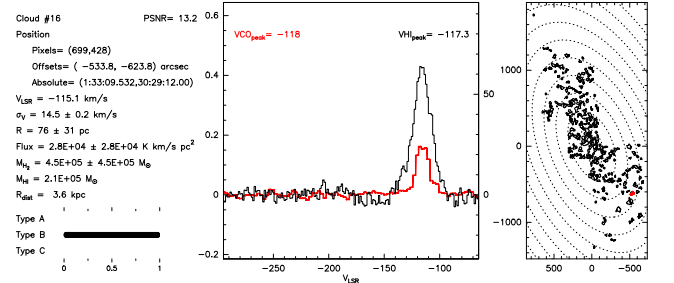
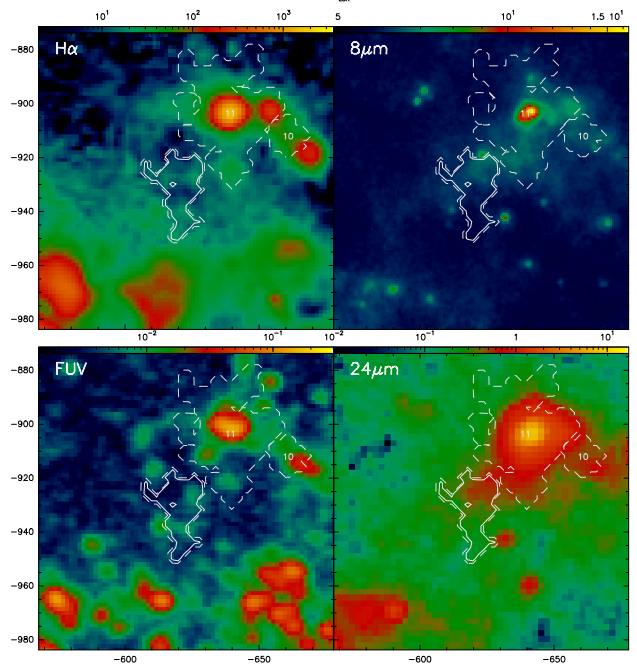
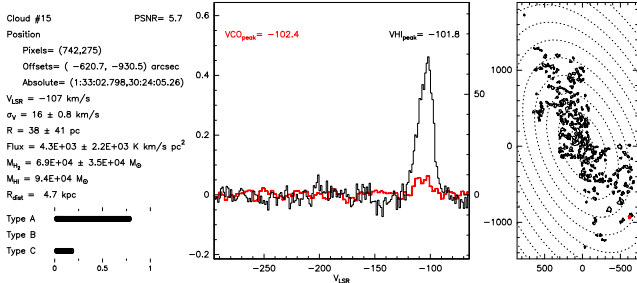
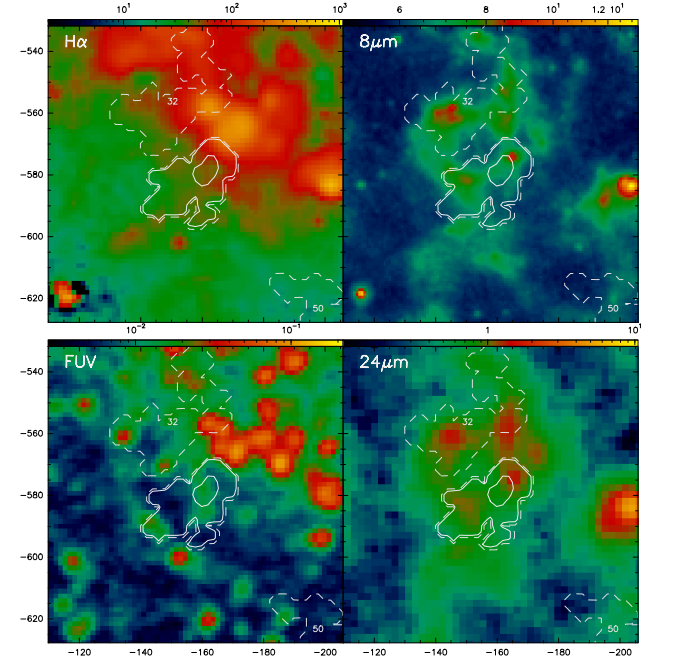
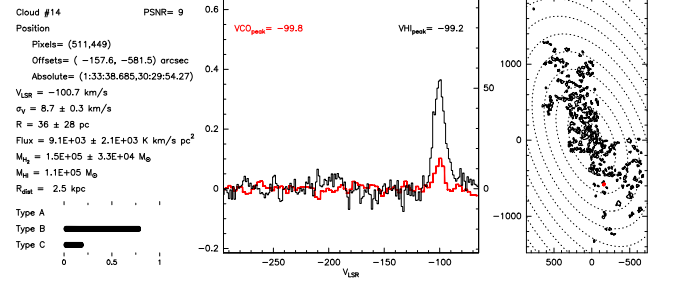
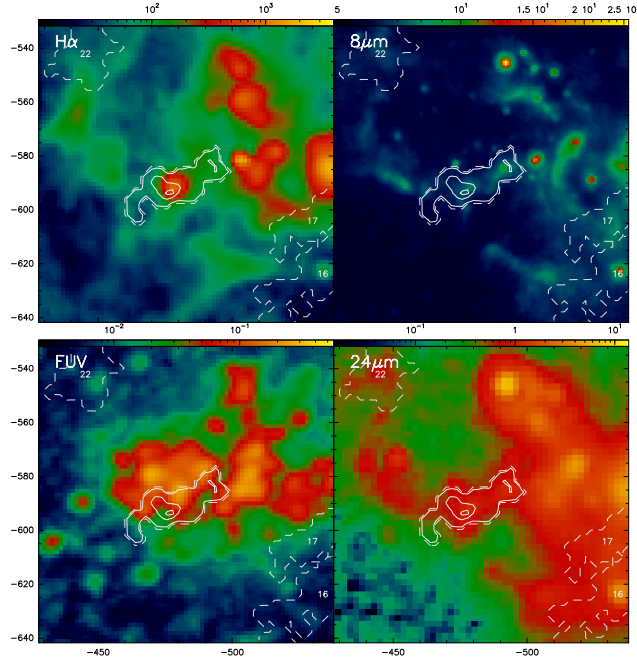
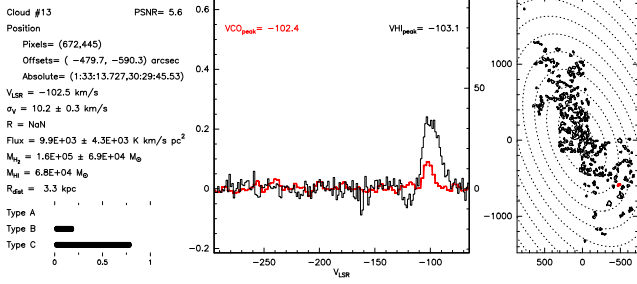
Annexe B

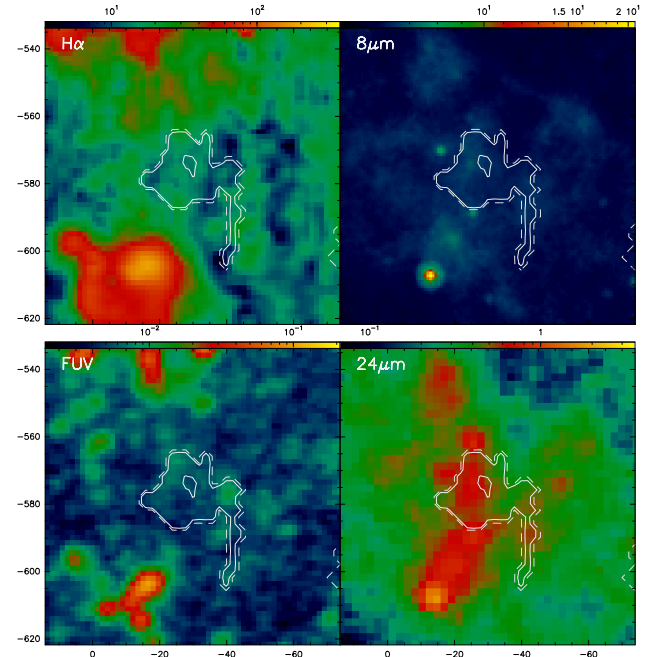
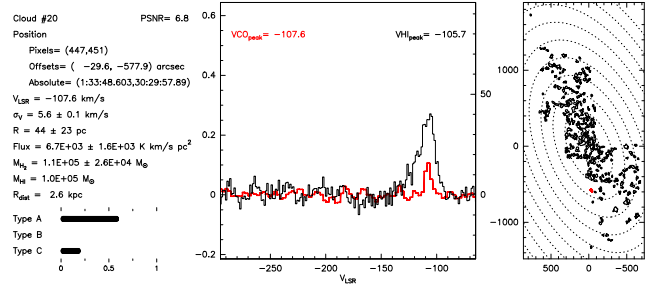
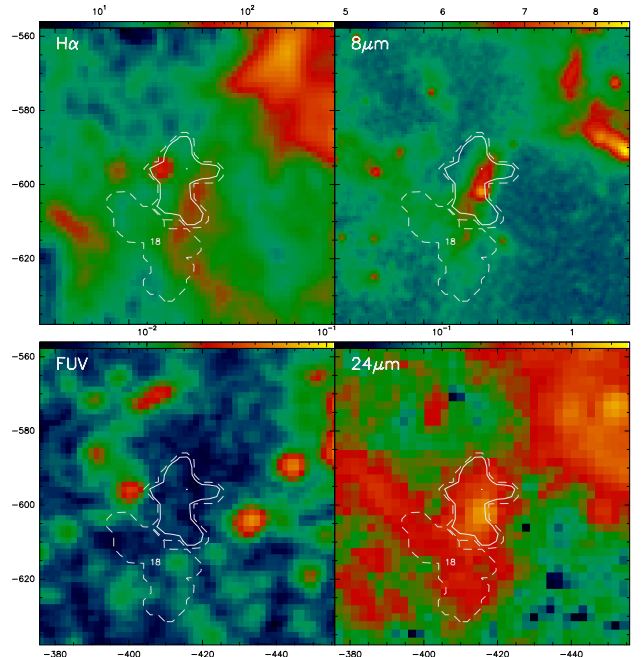
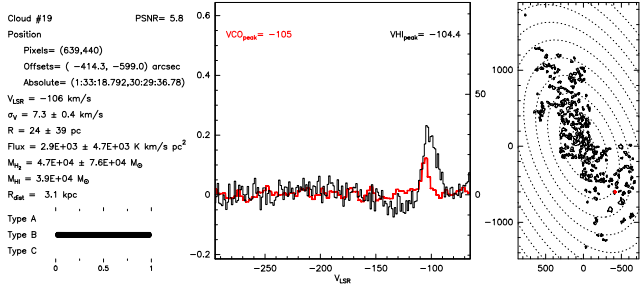
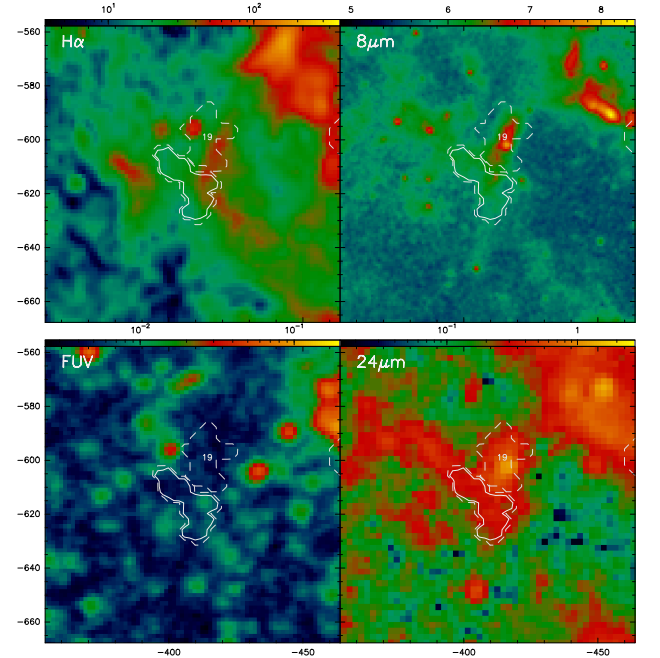
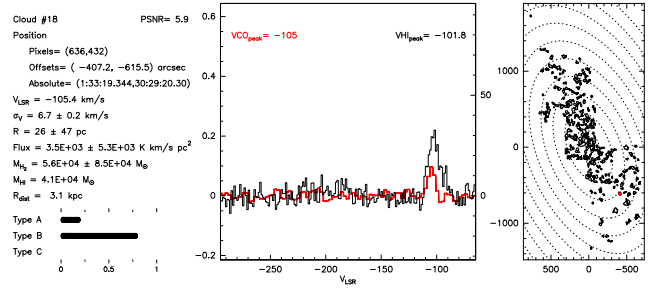
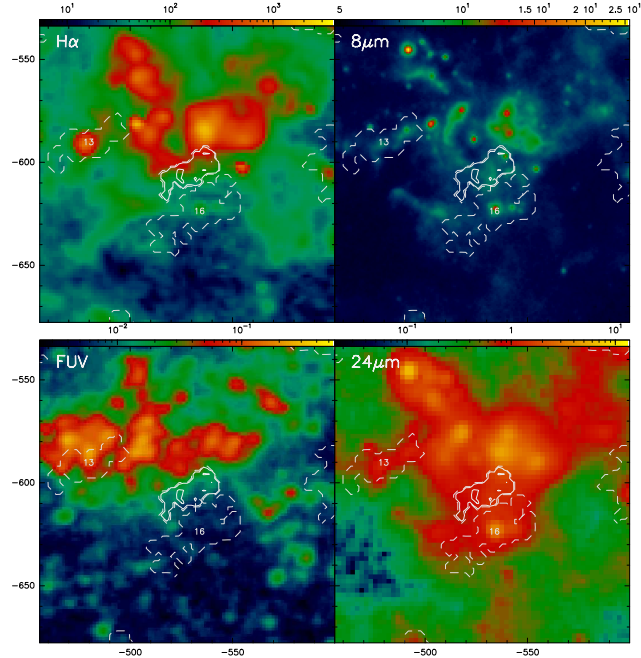
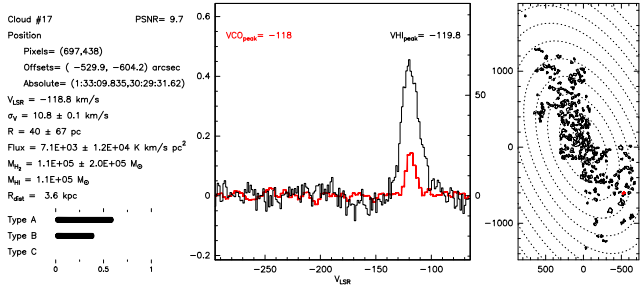
Catalogue des nuages moléculaires géants de M33.

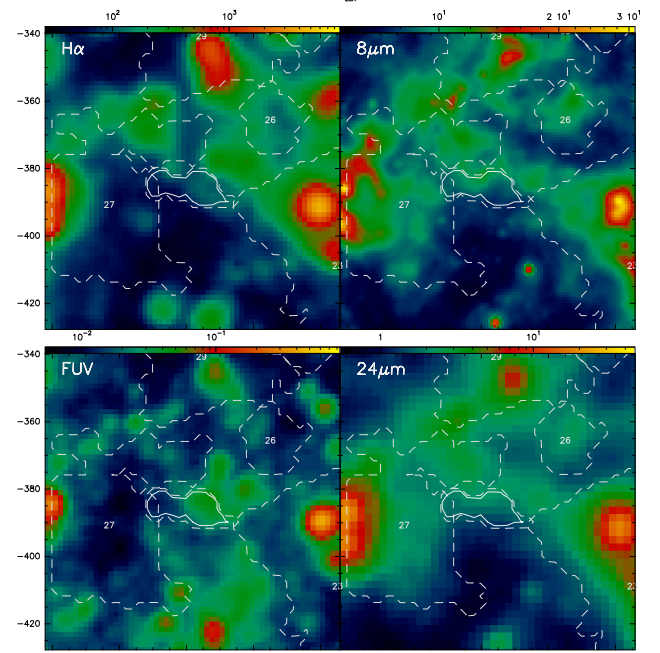
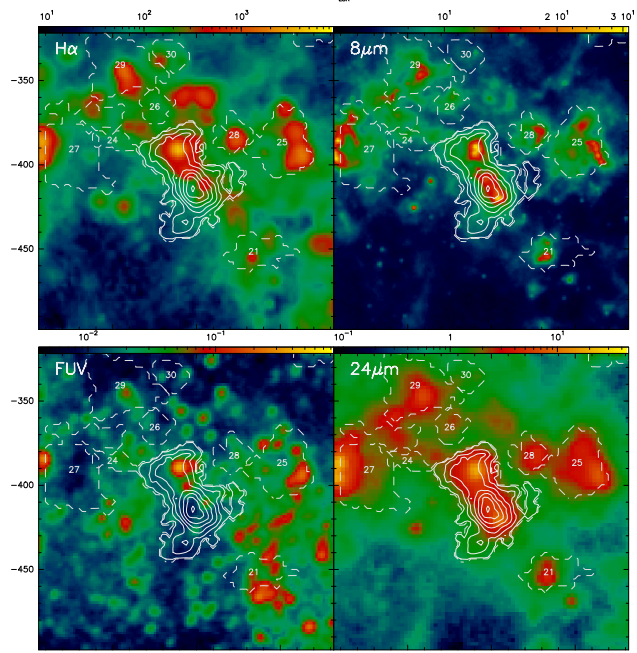
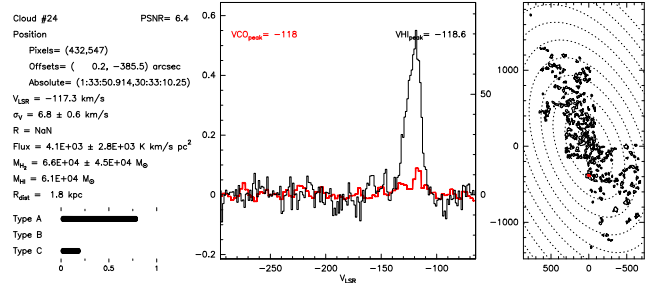
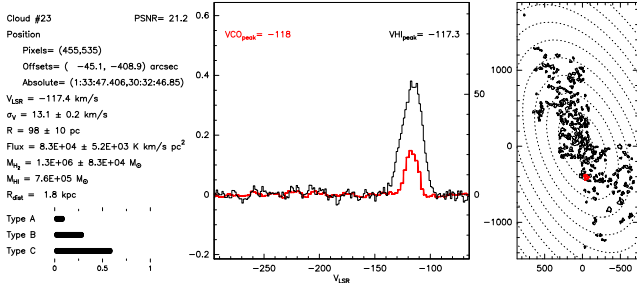
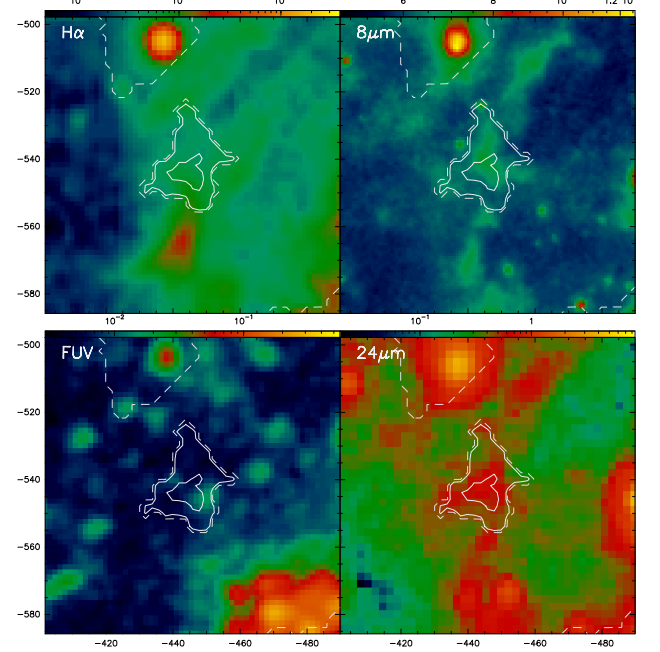
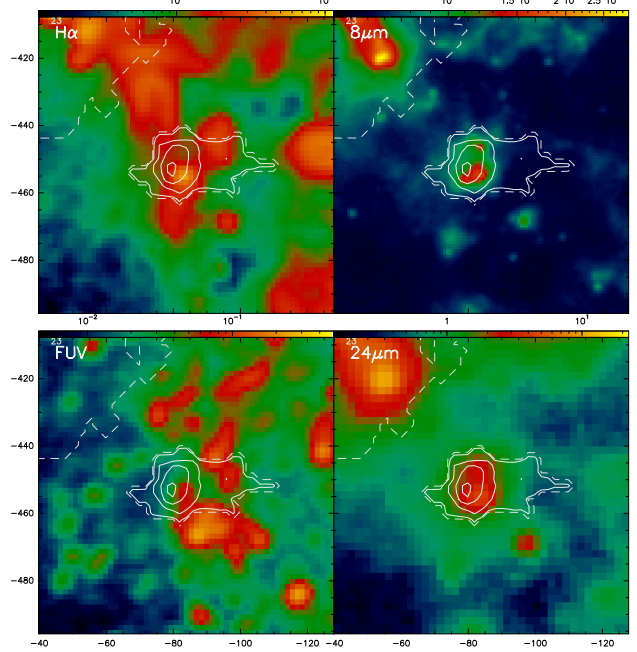
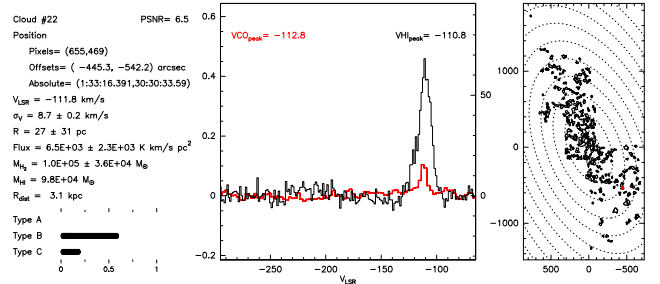
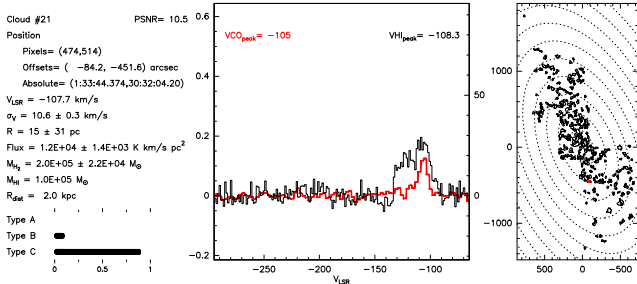


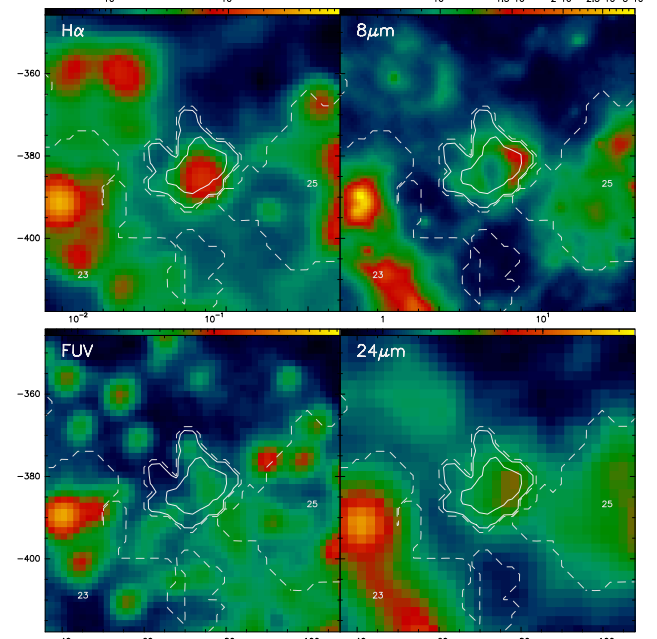
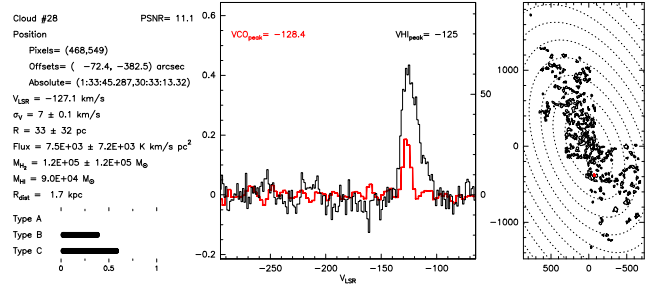
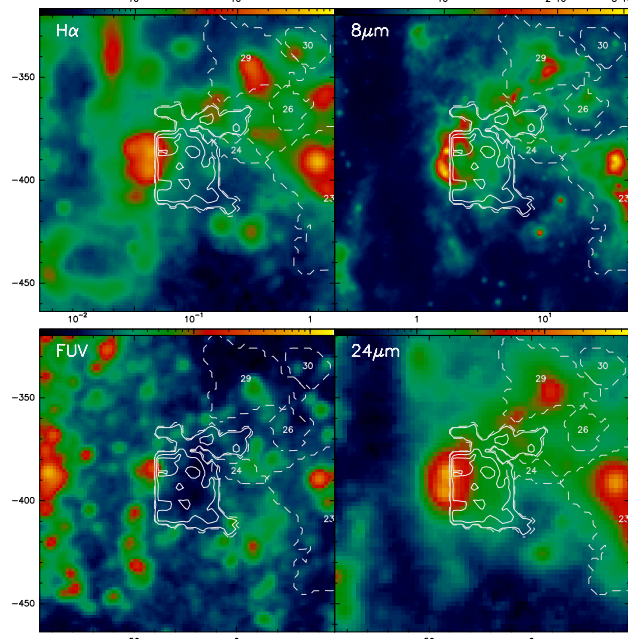
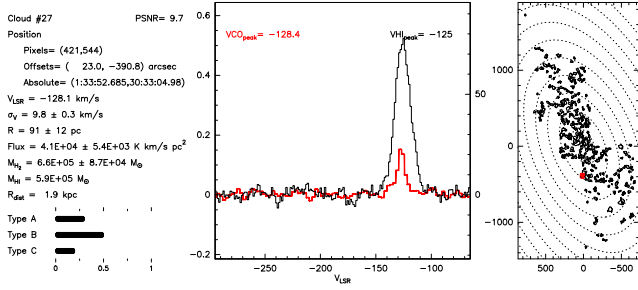
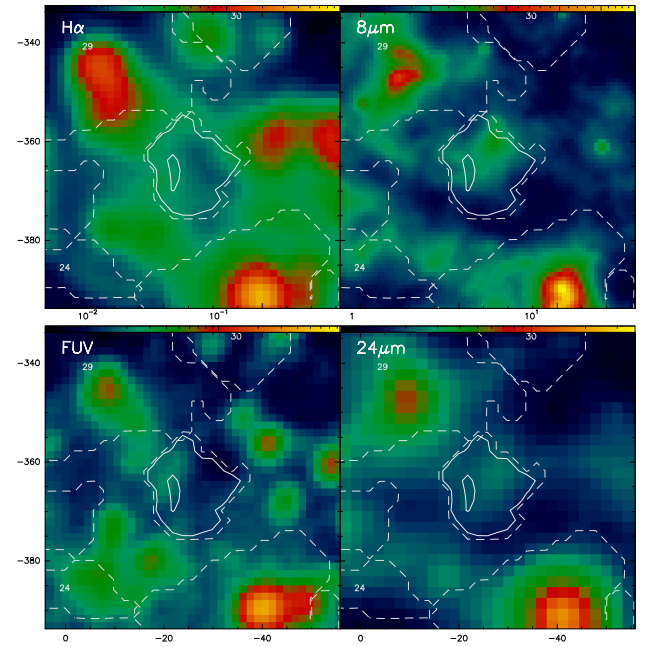
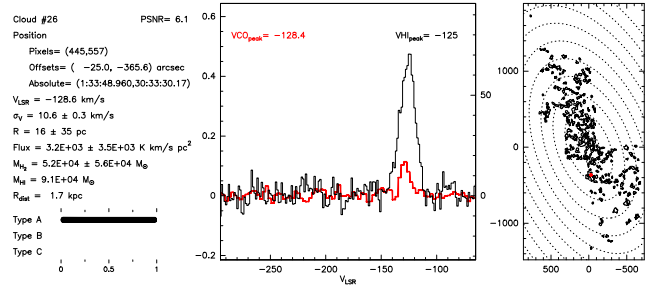
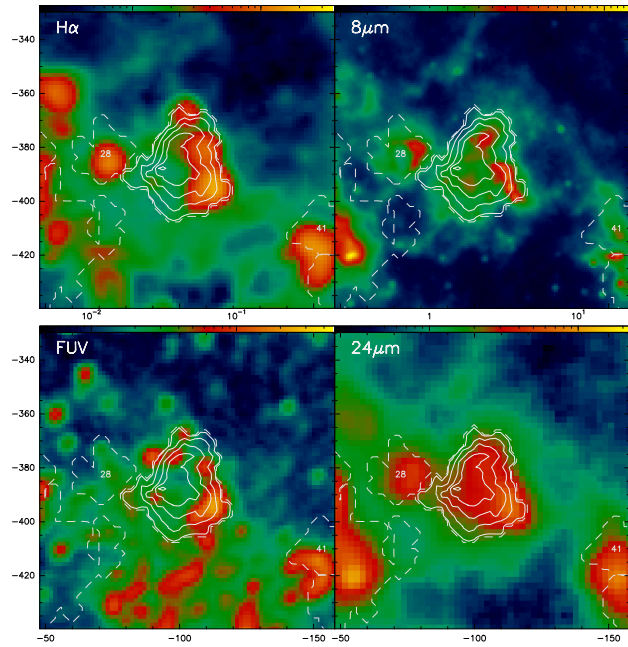
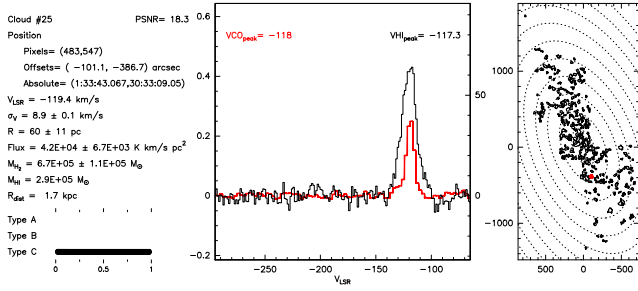


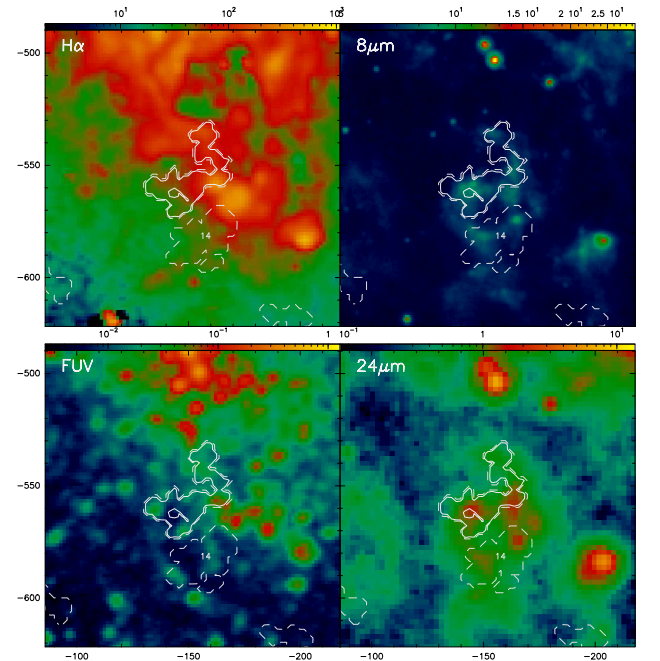
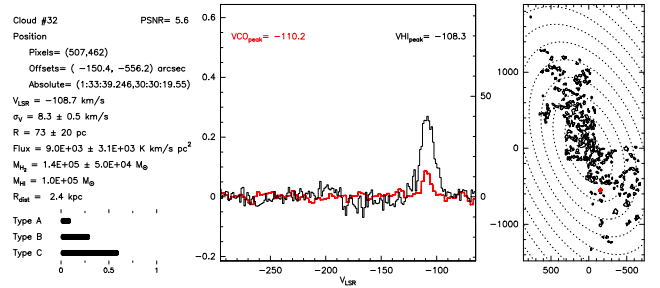
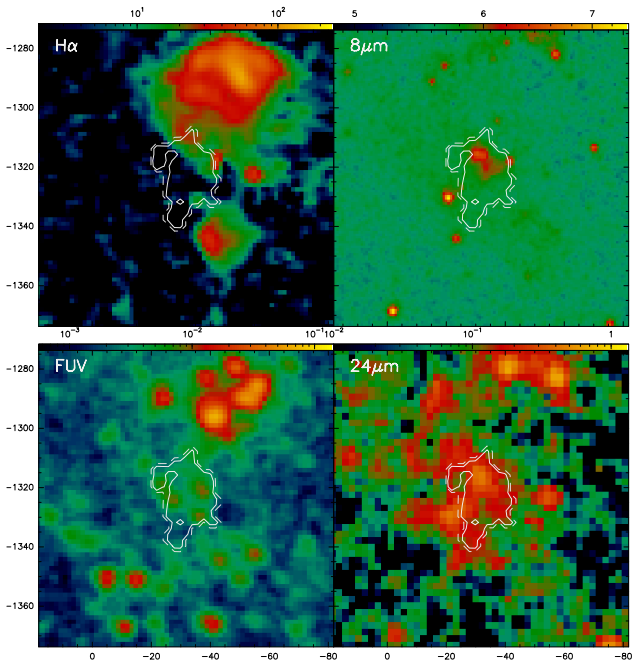
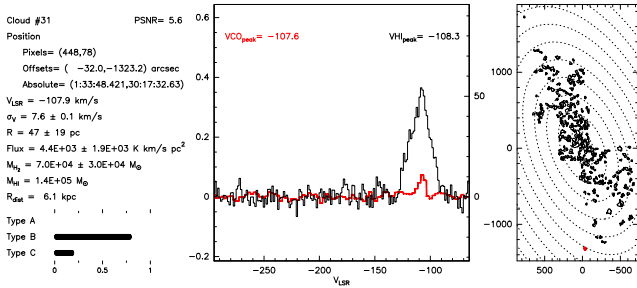
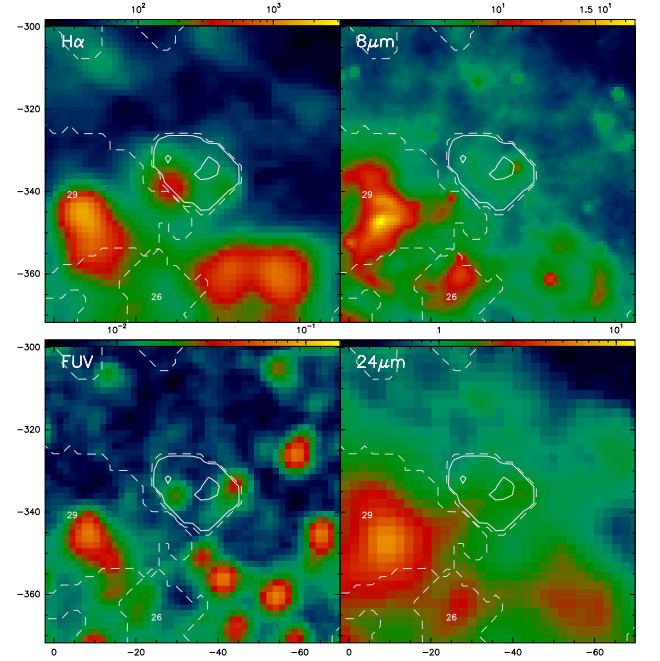
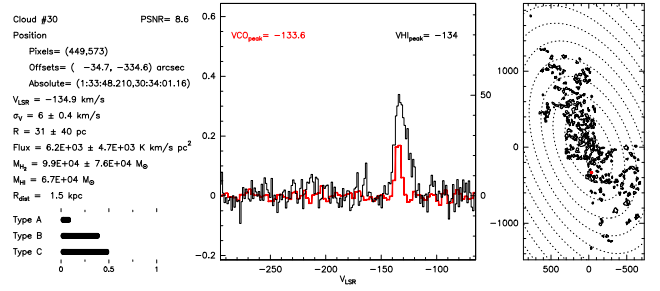
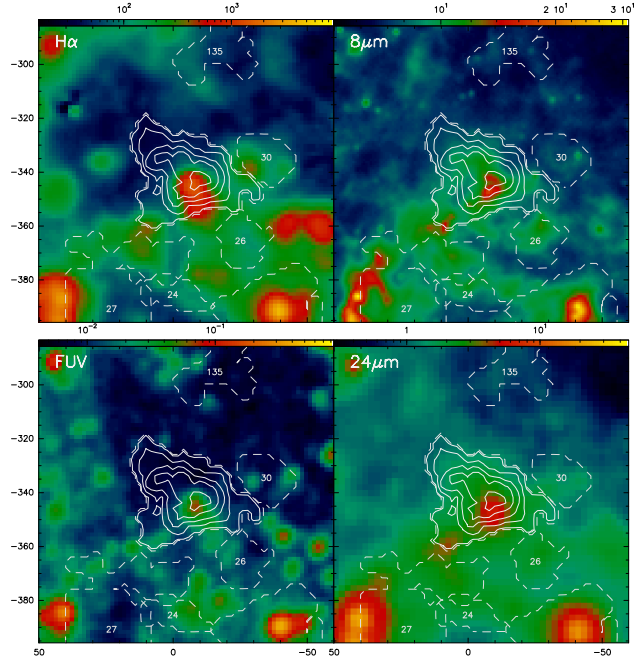
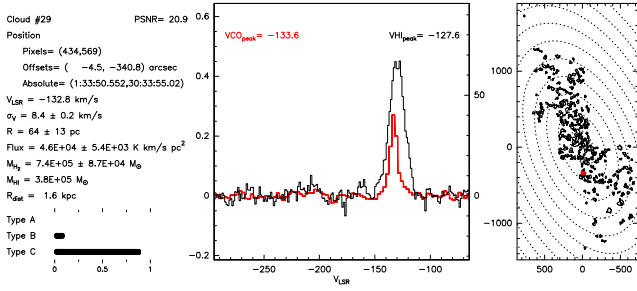


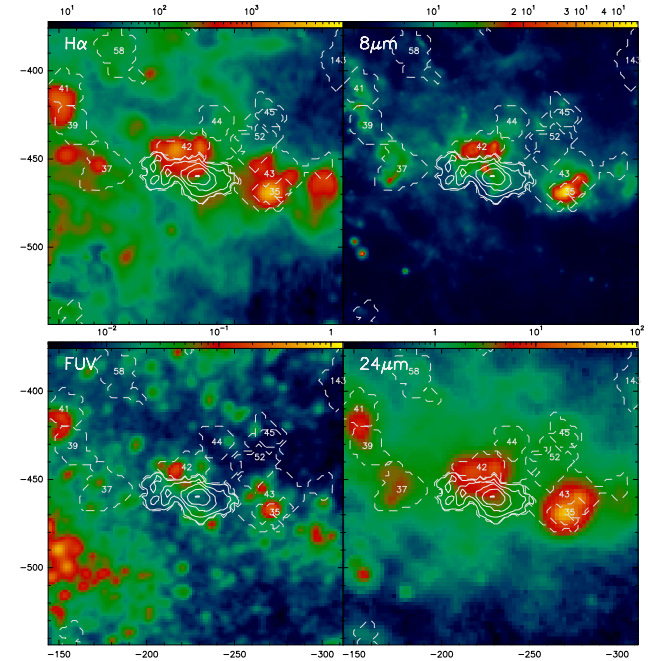
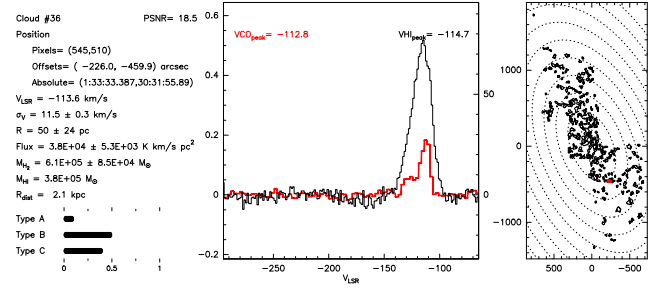
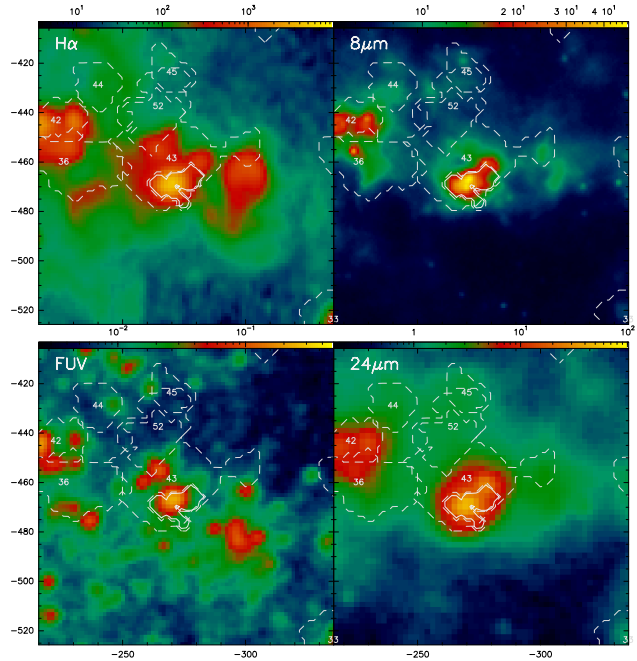
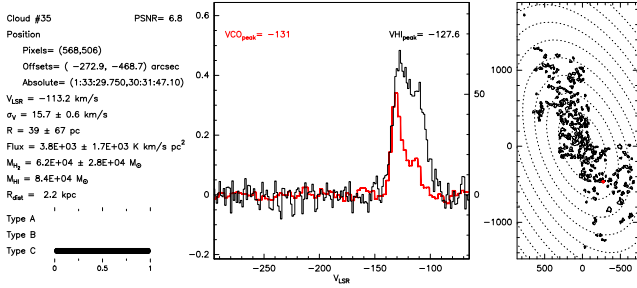
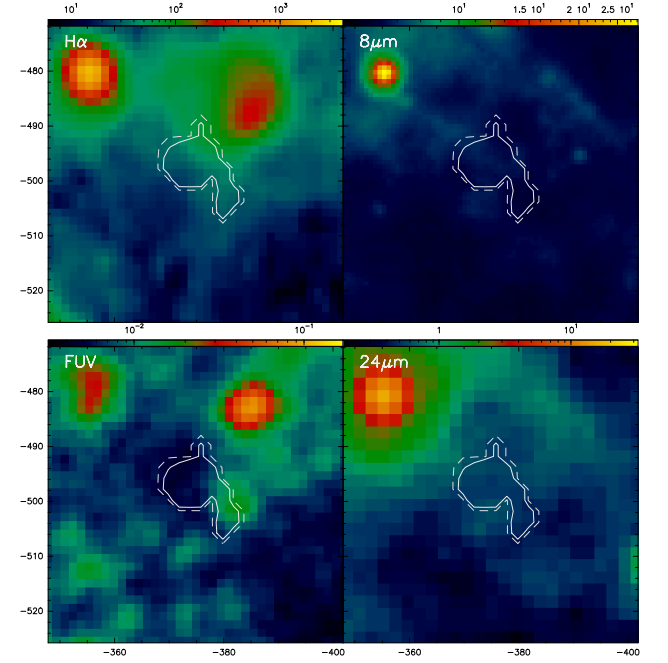
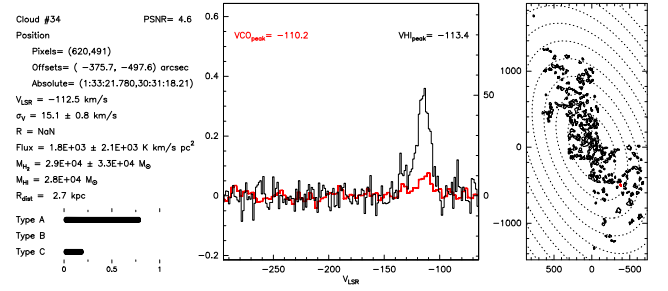
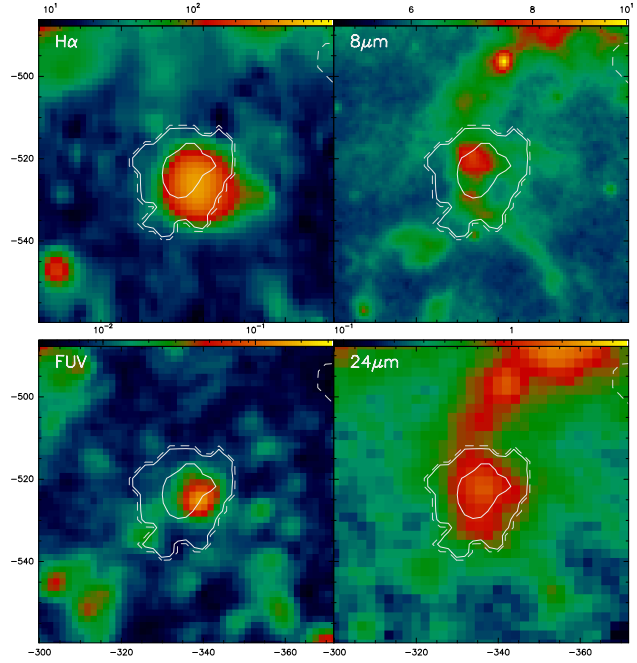
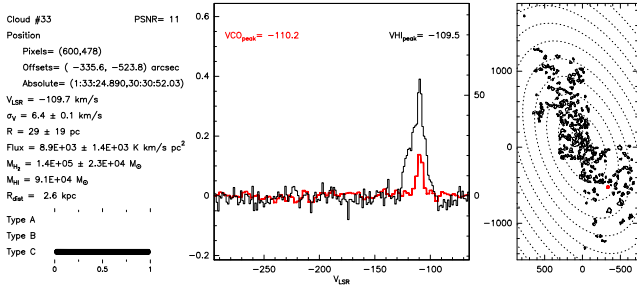


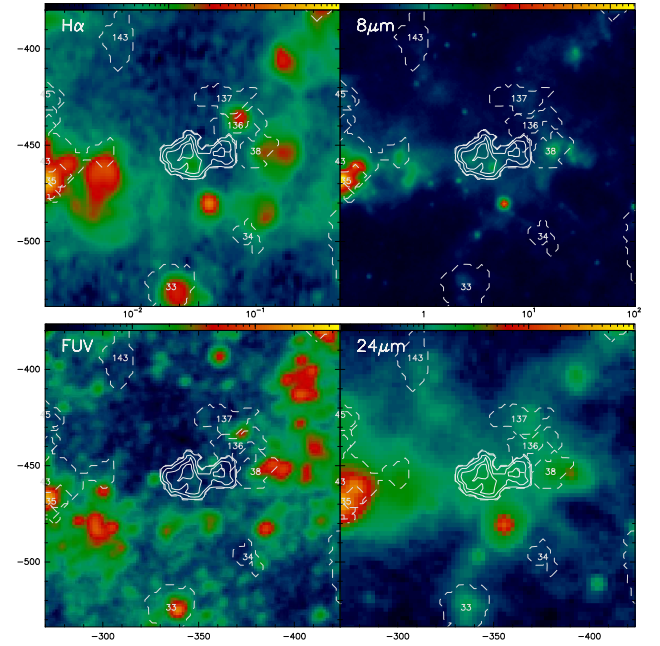
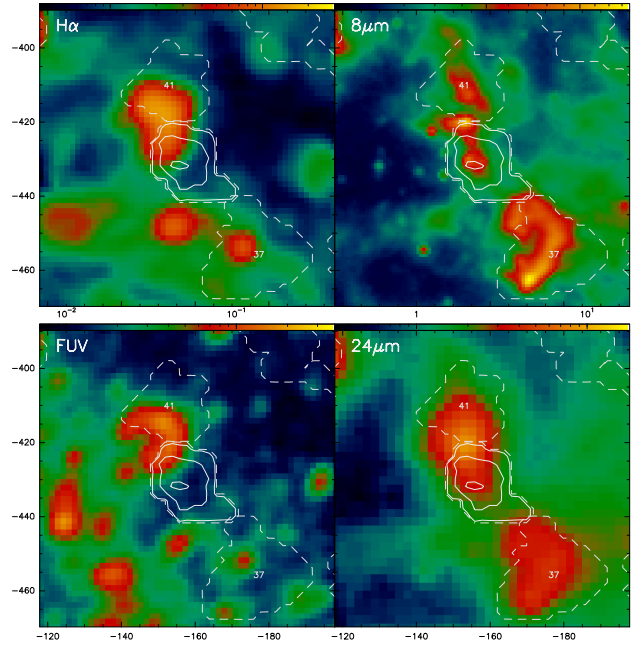
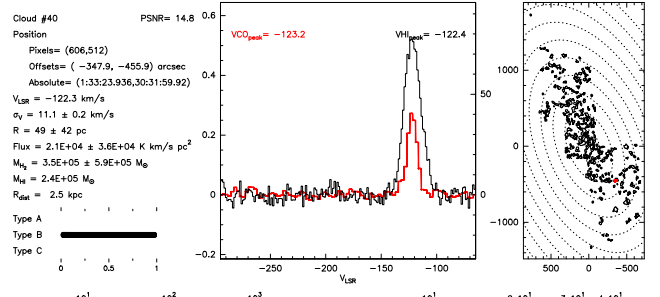
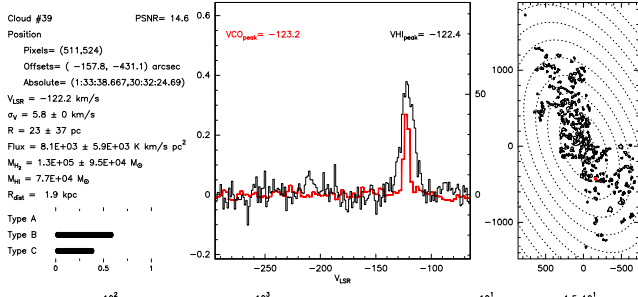
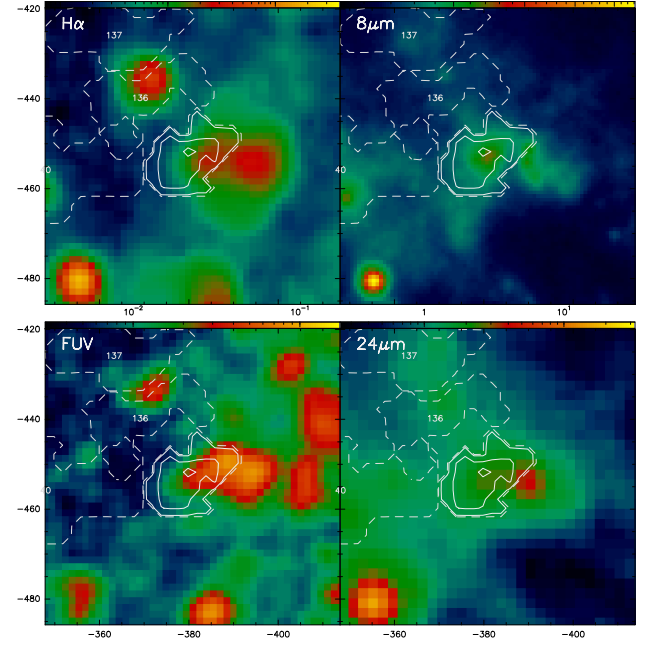
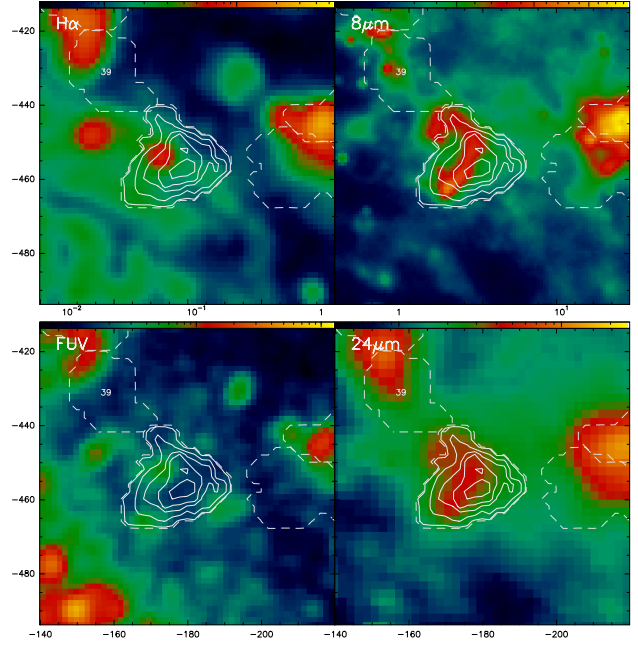
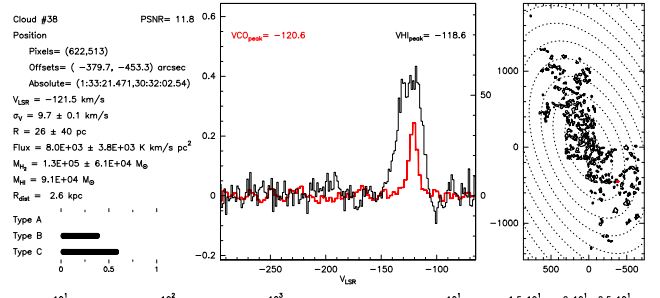
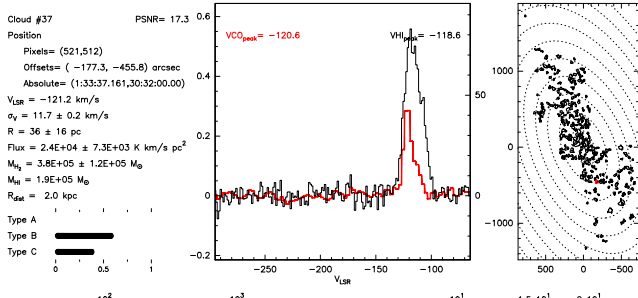


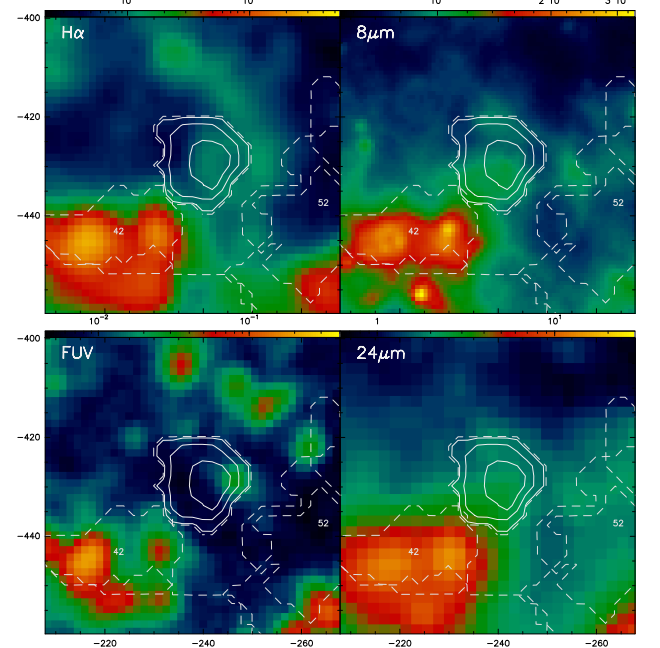
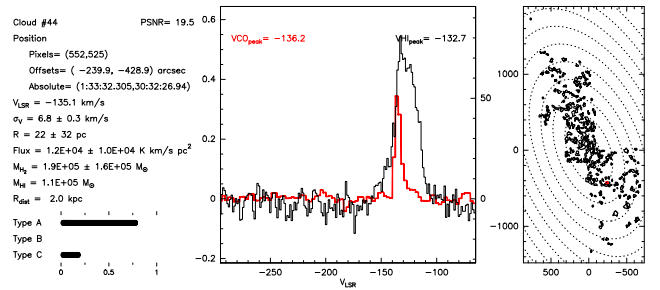
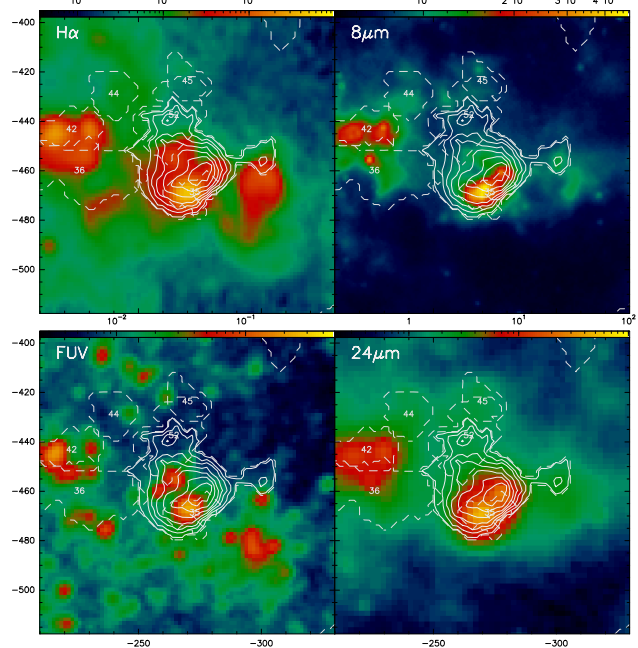
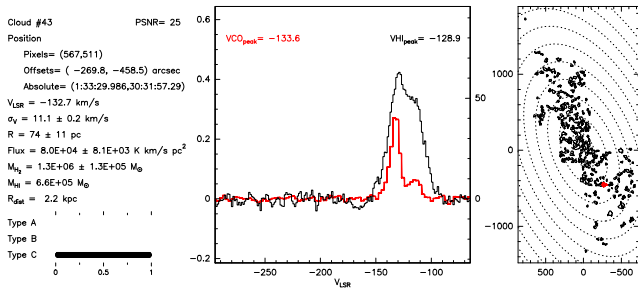
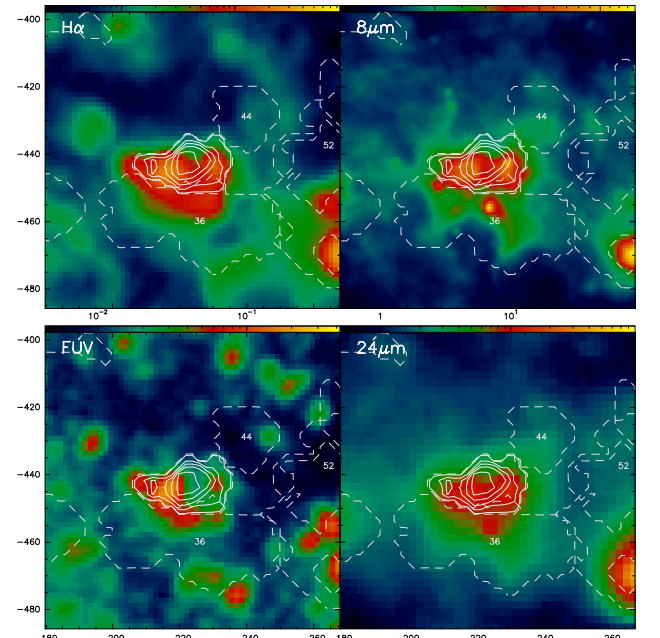
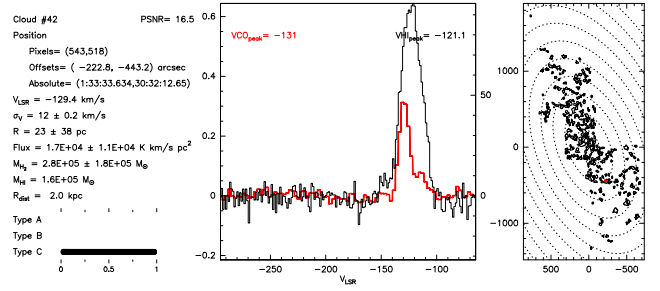
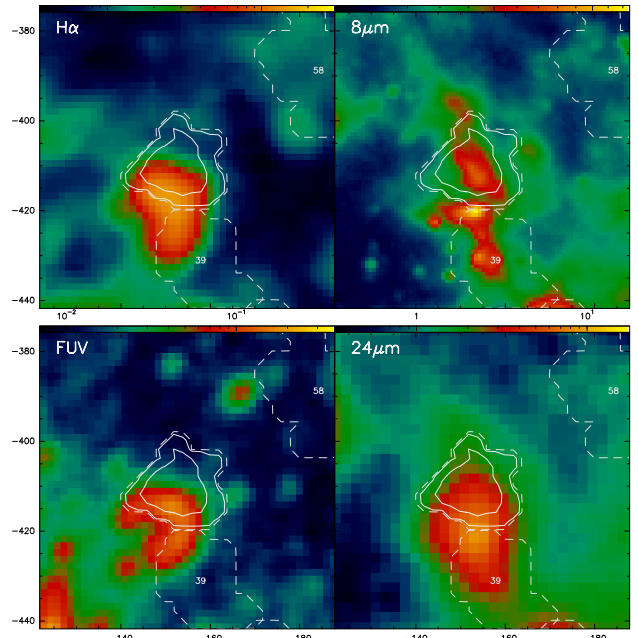
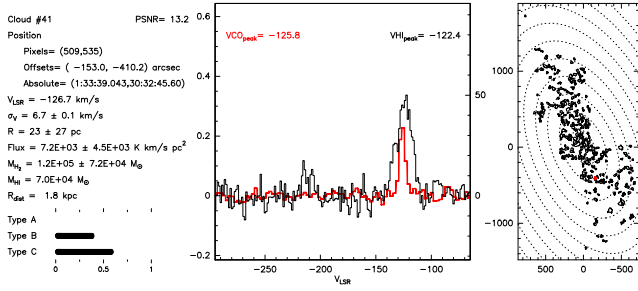


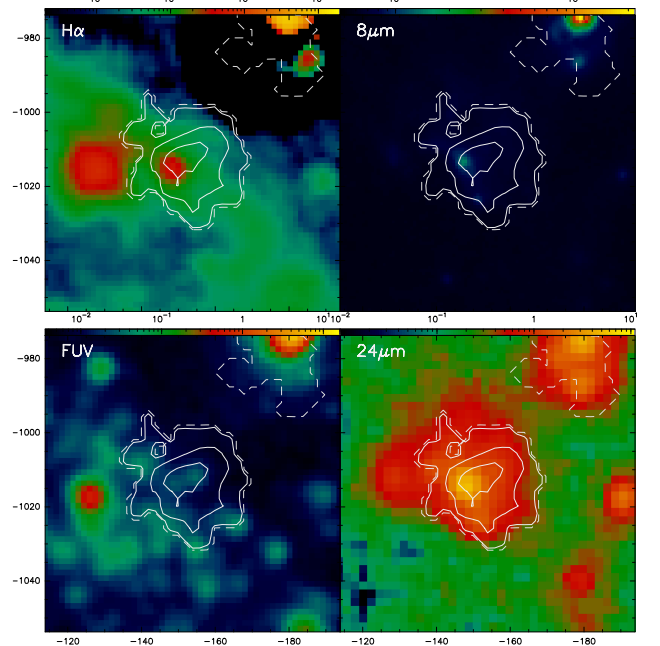
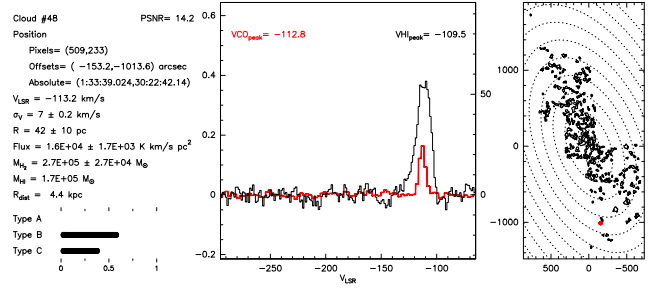
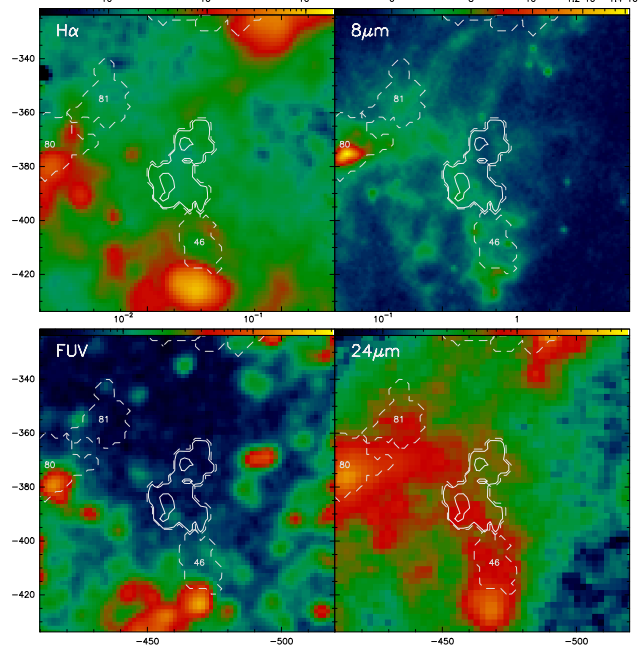
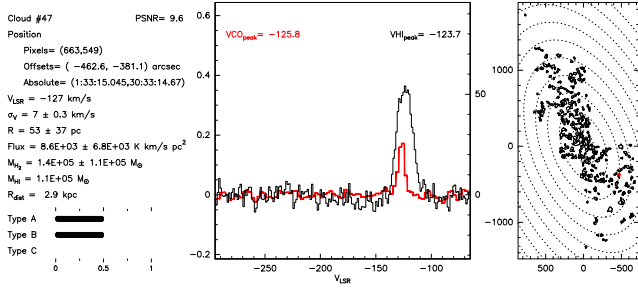
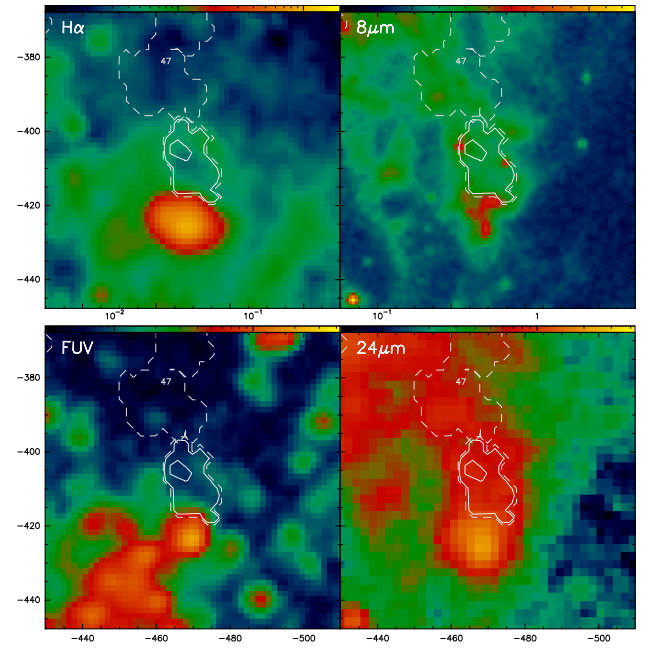
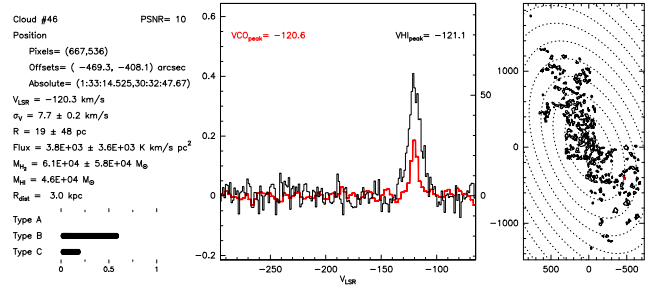
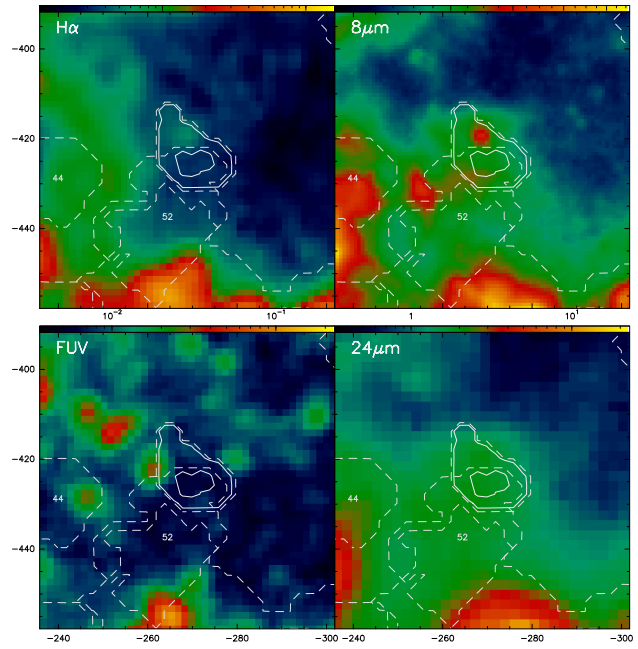
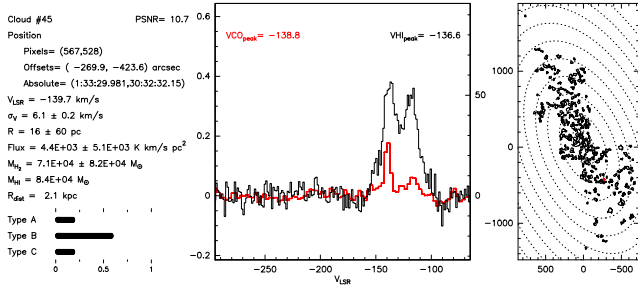


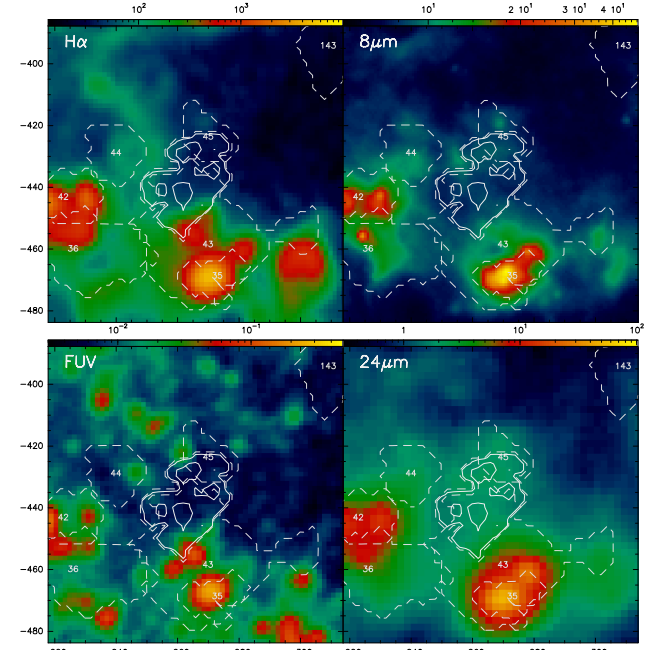
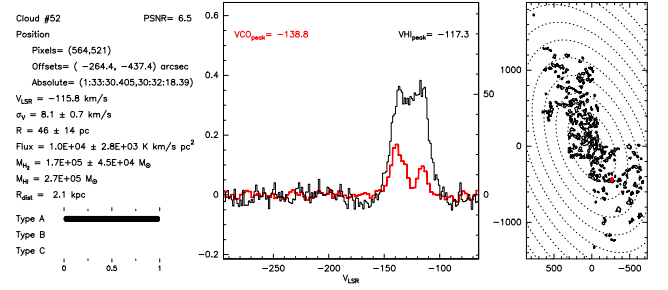
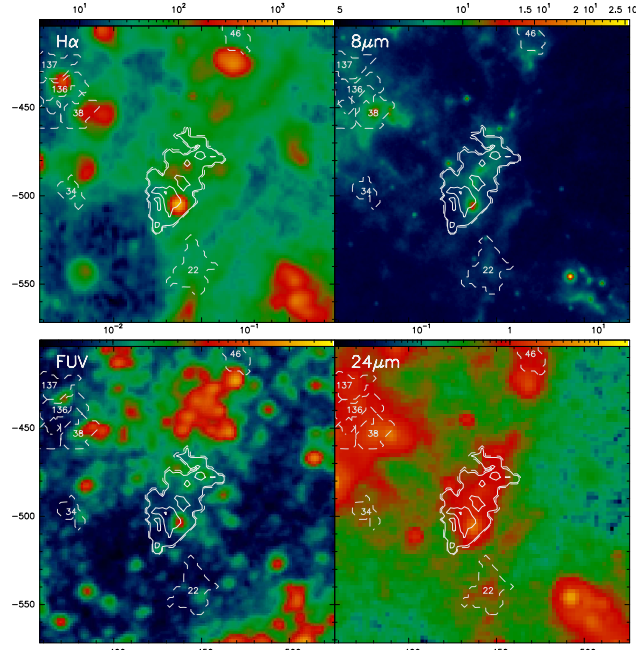
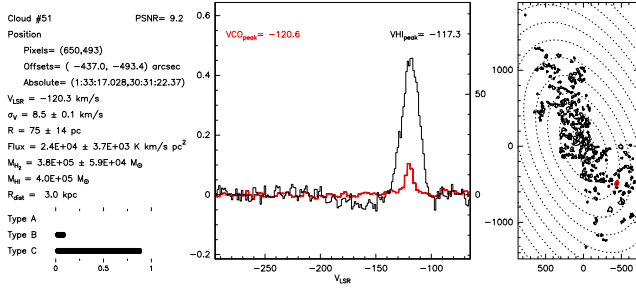
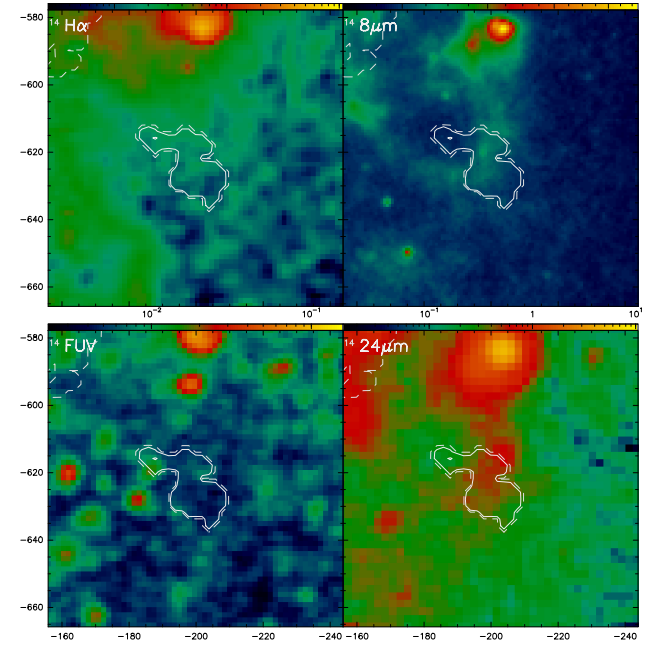
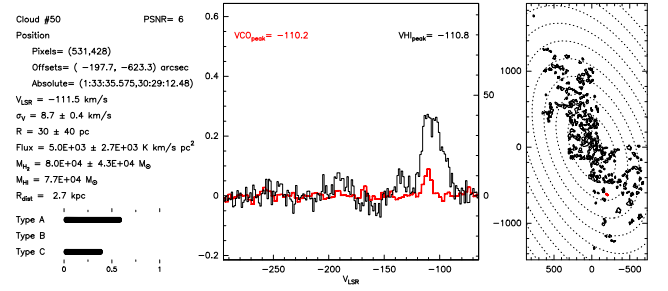
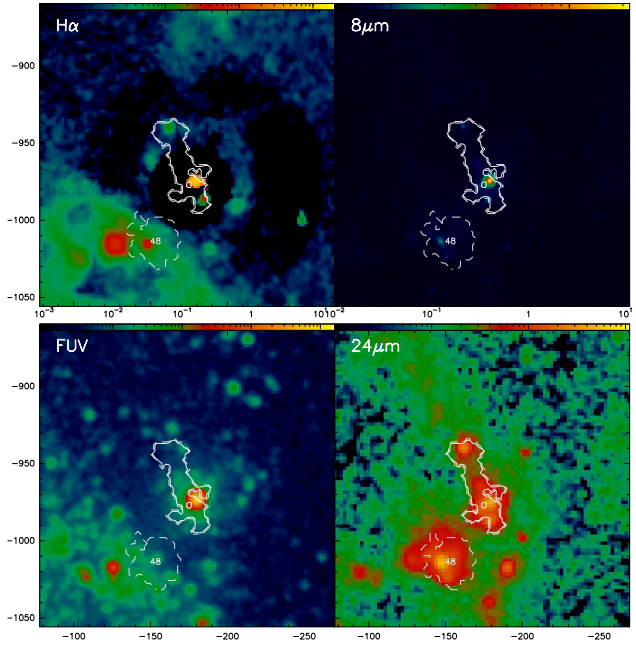
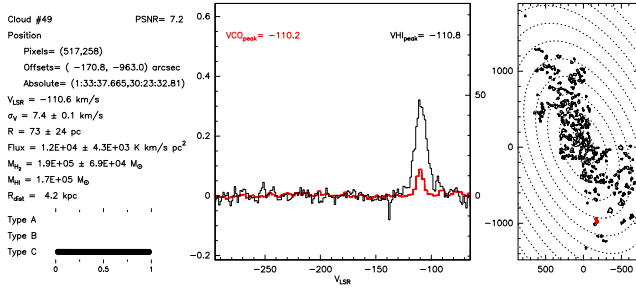


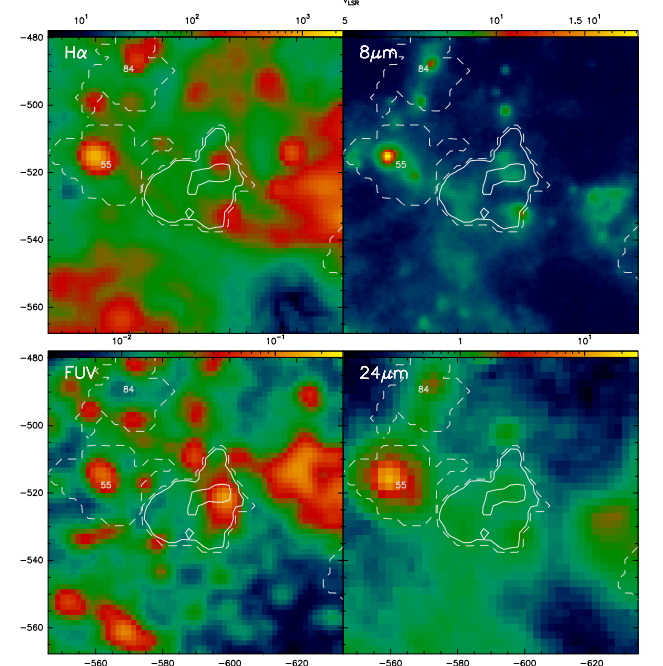
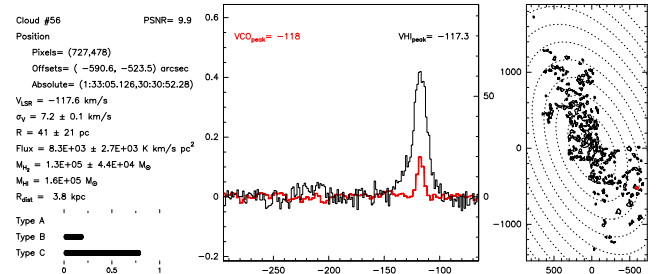
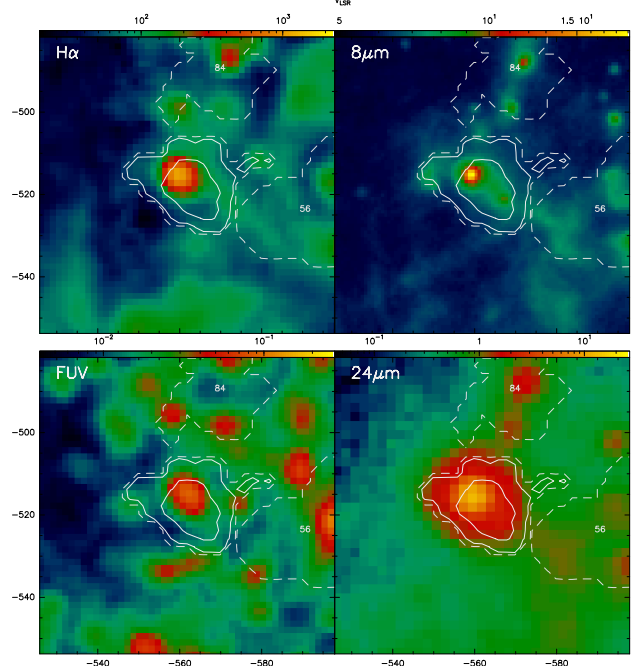
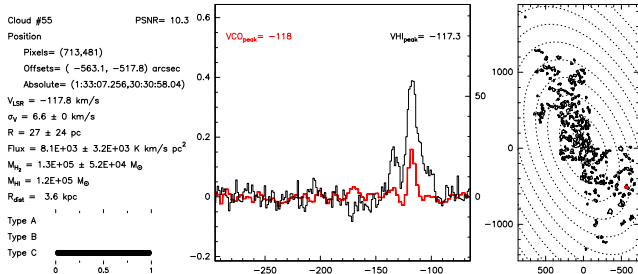
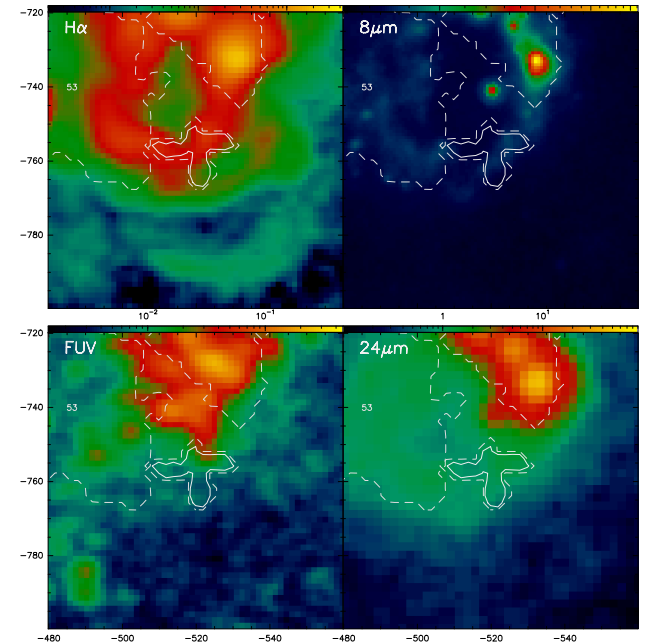
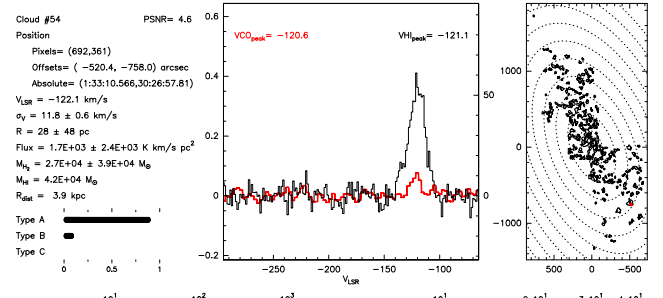
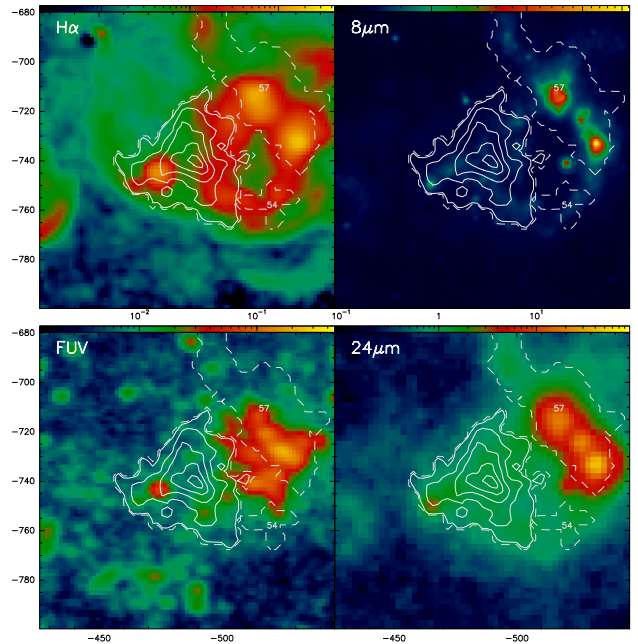
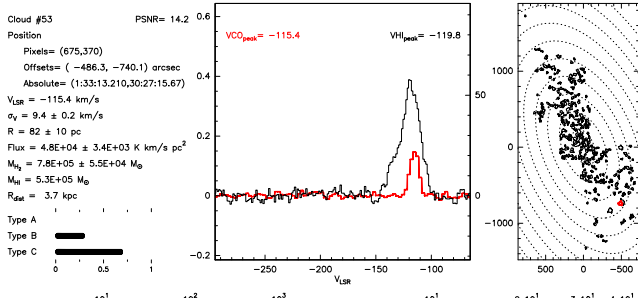


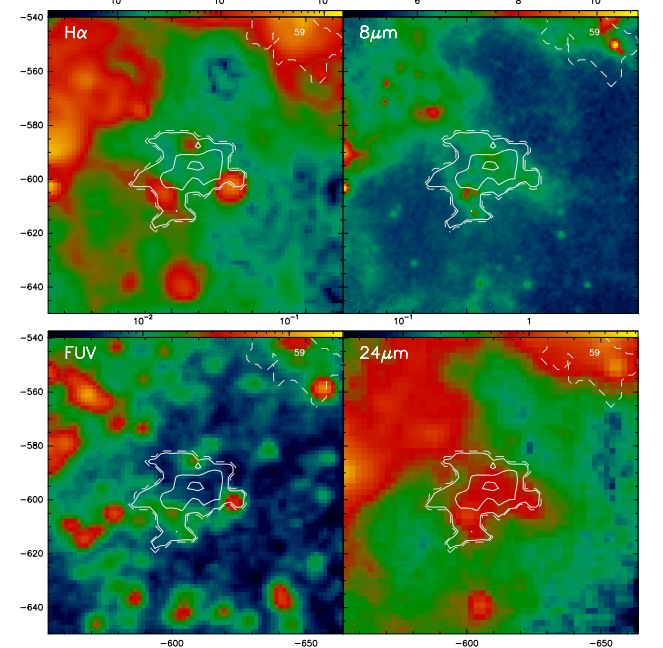
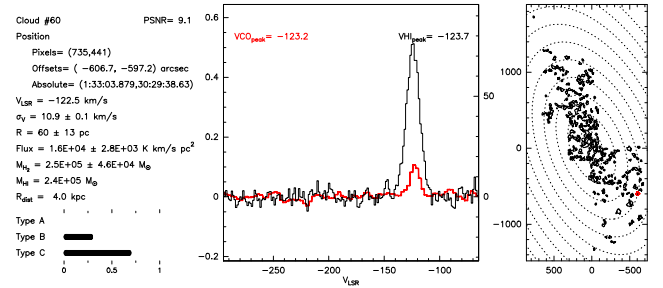
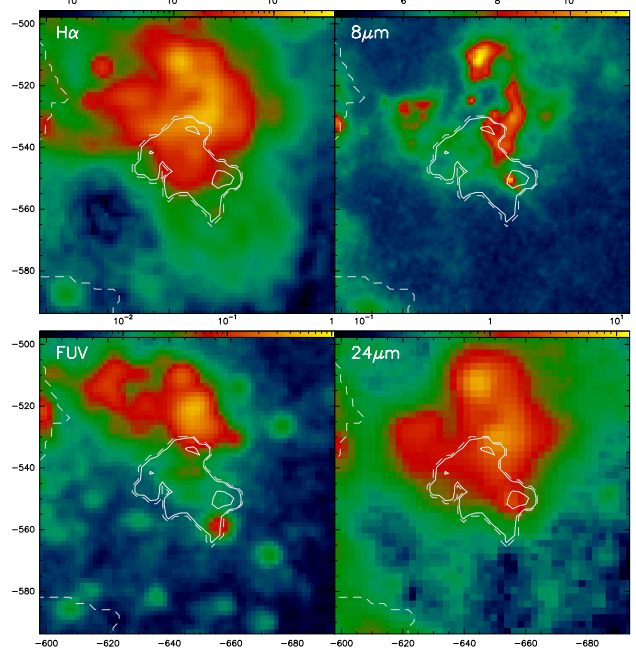
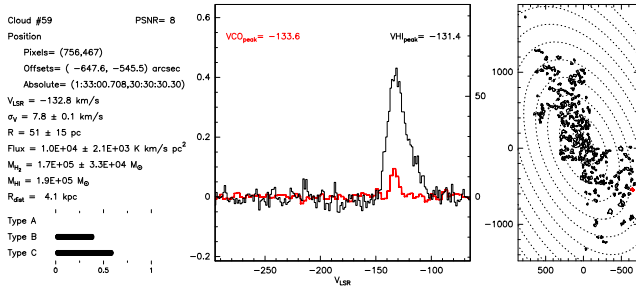
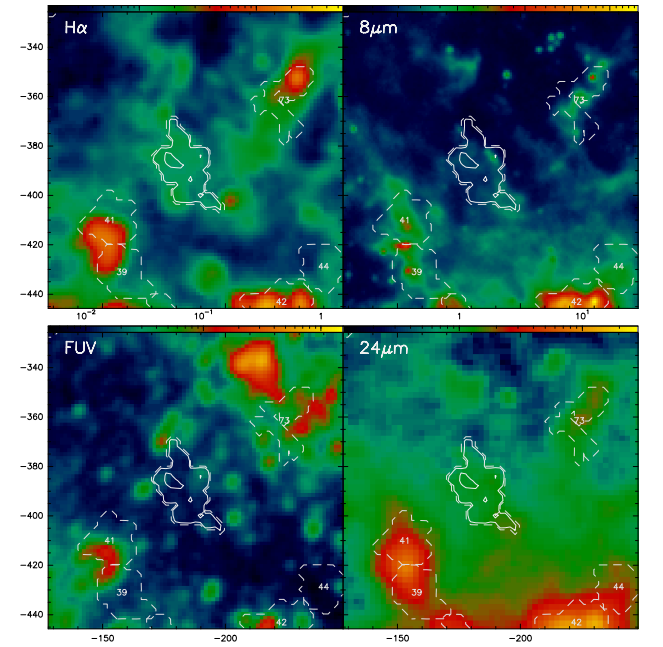
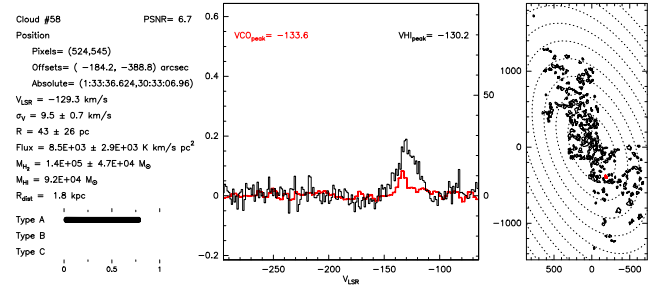
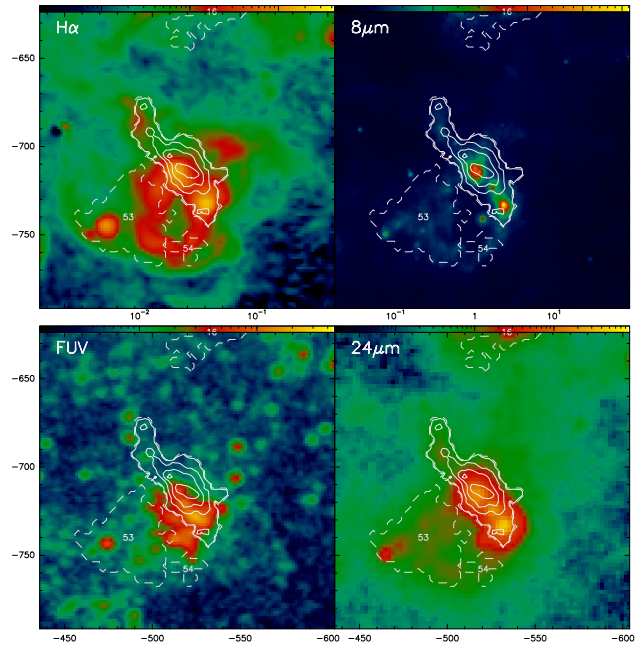
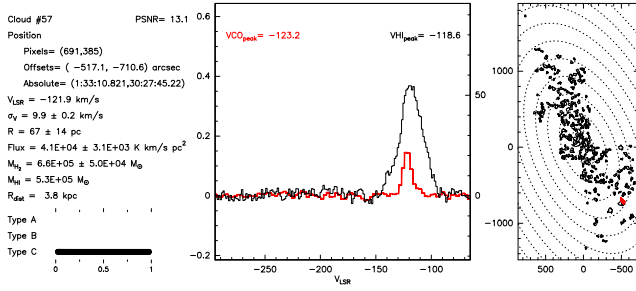


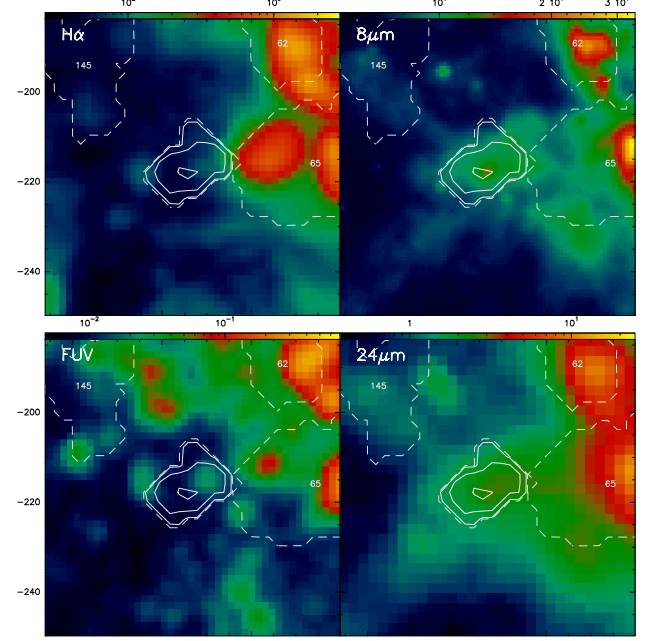
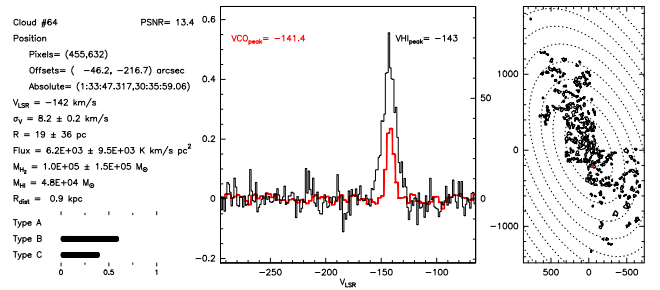
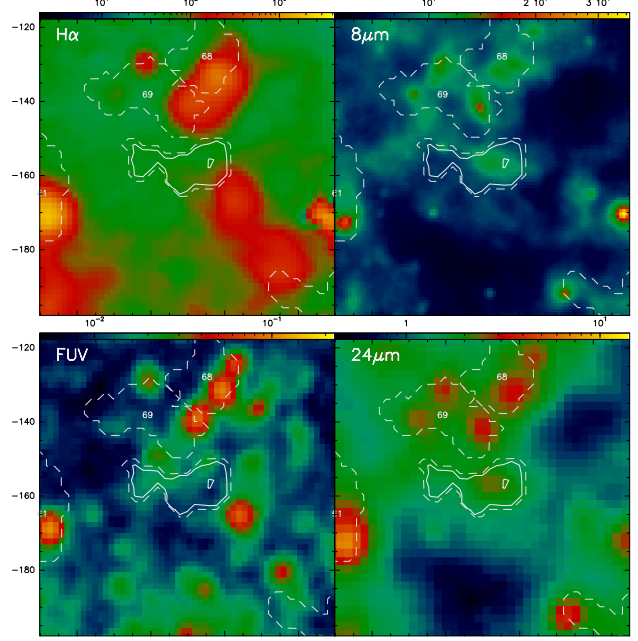
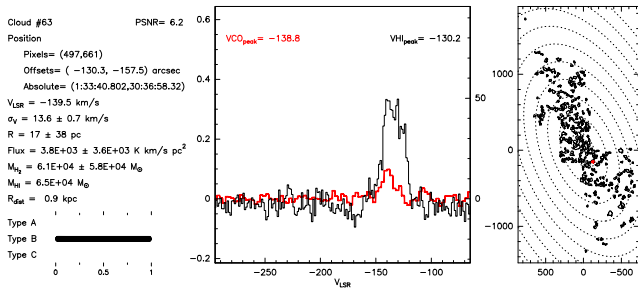
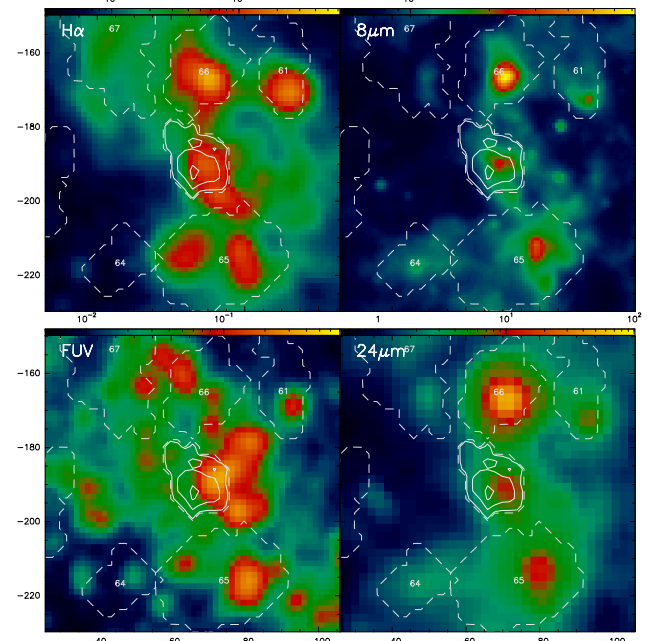
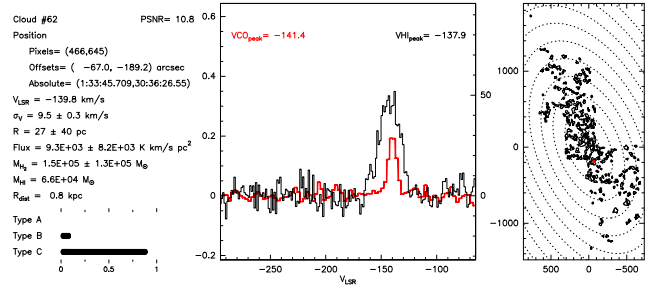
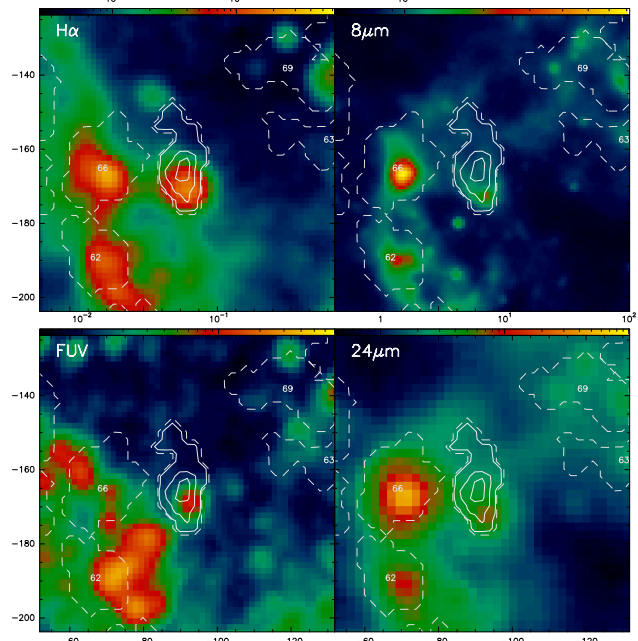
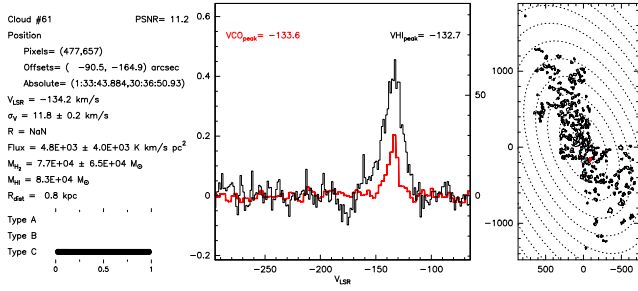


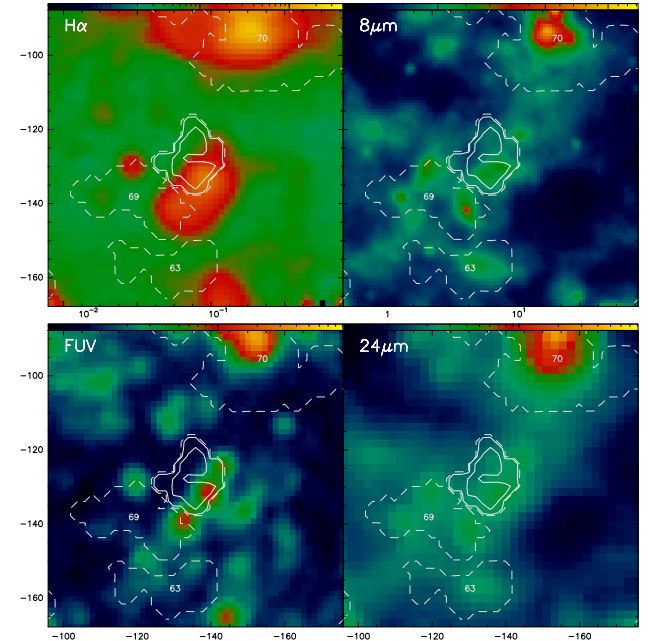
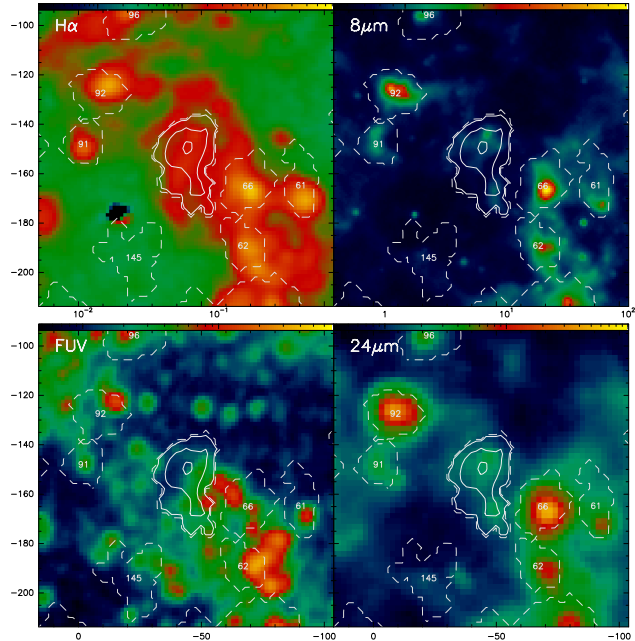
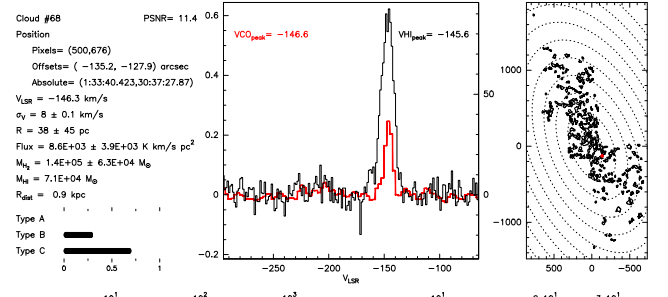
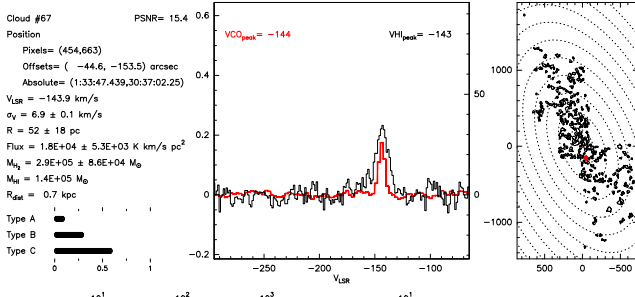
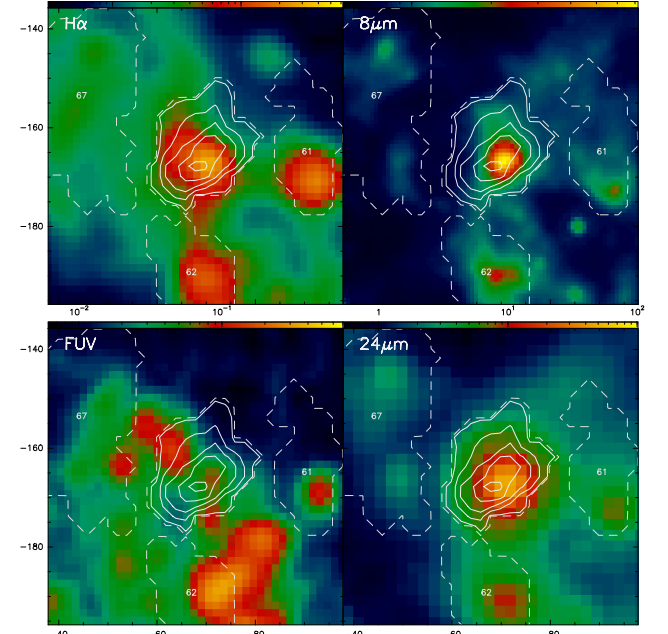
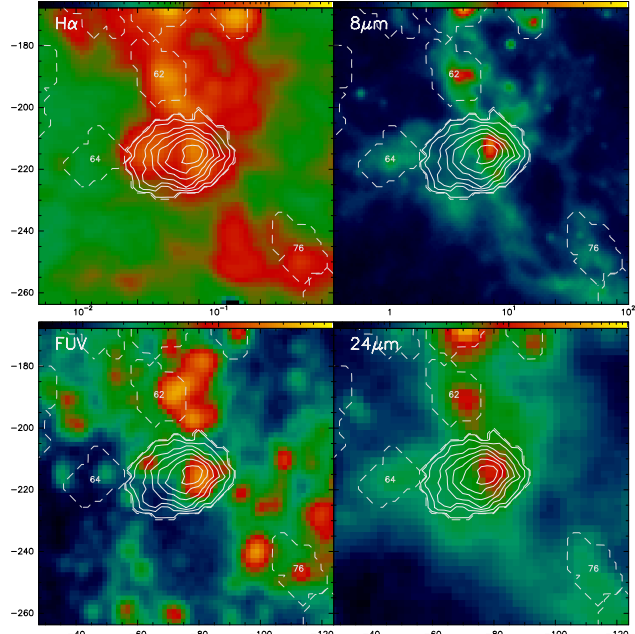
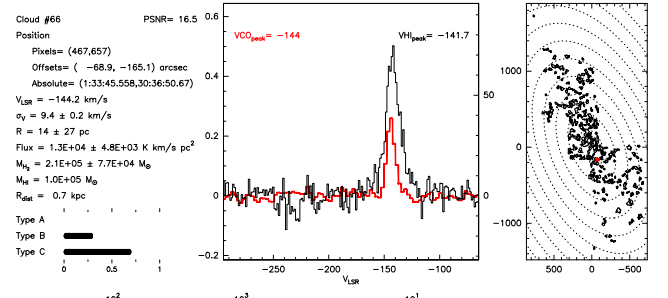
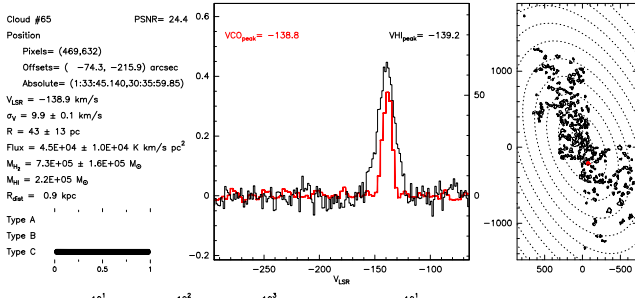


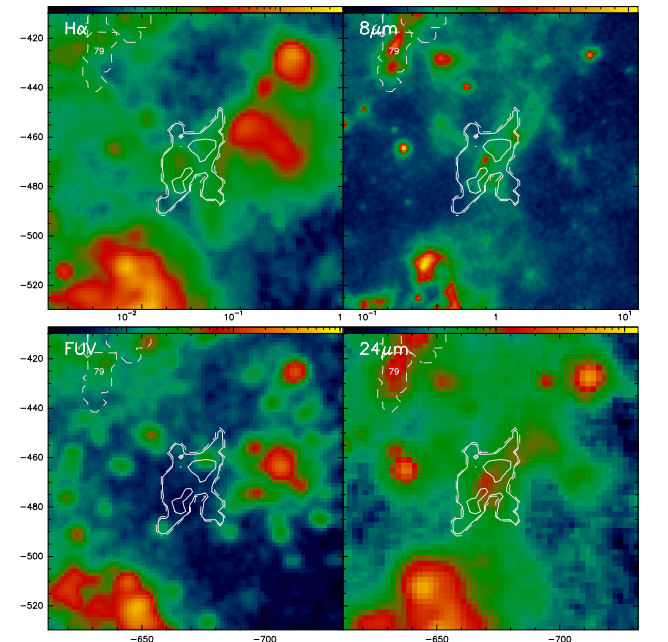
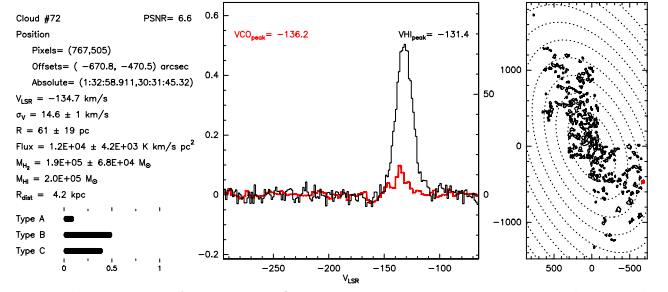
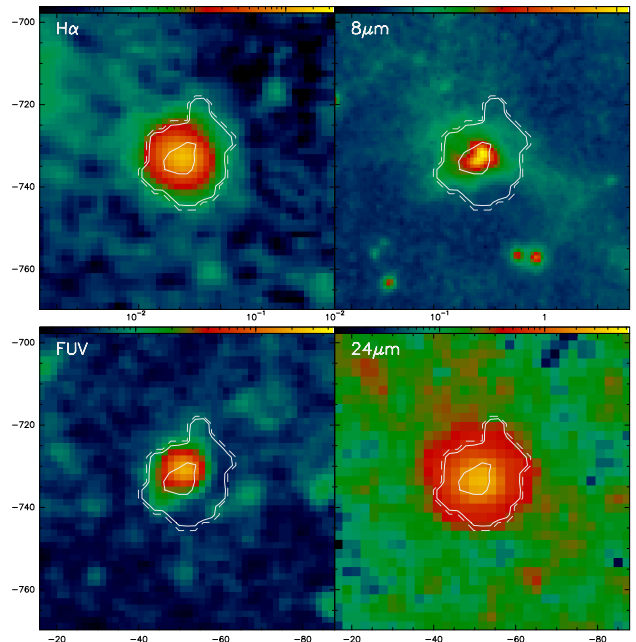
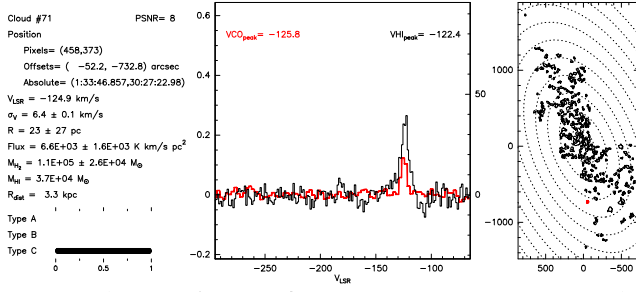
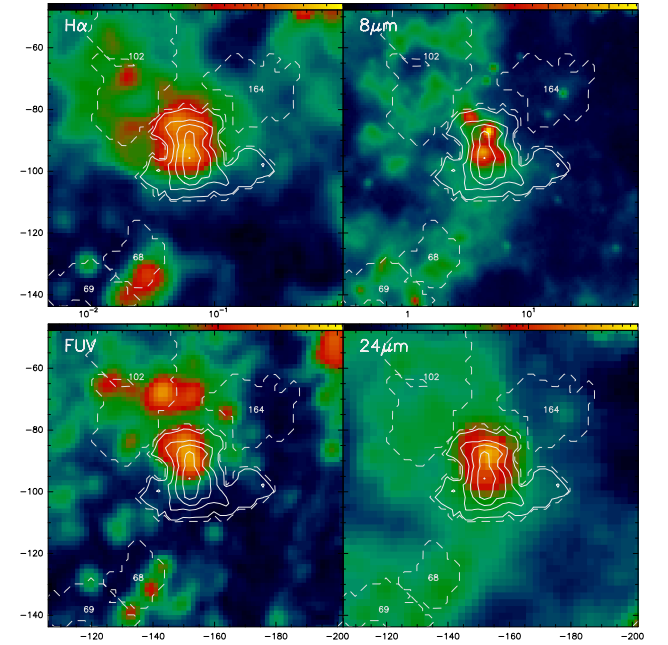
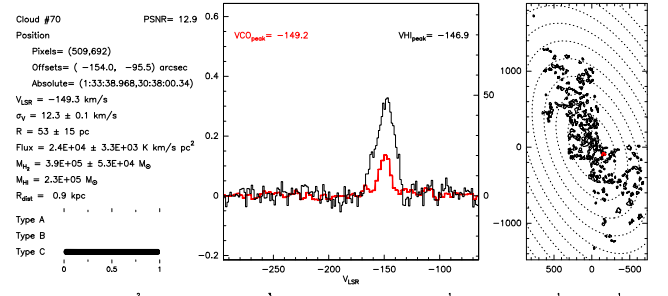
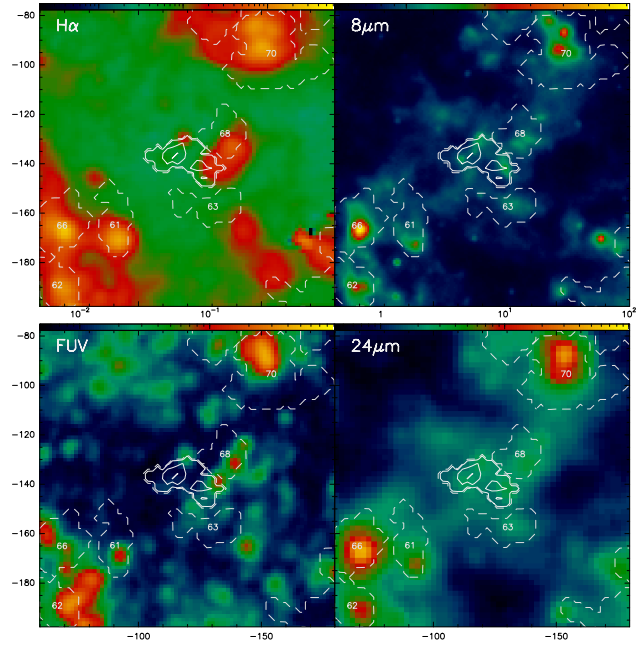
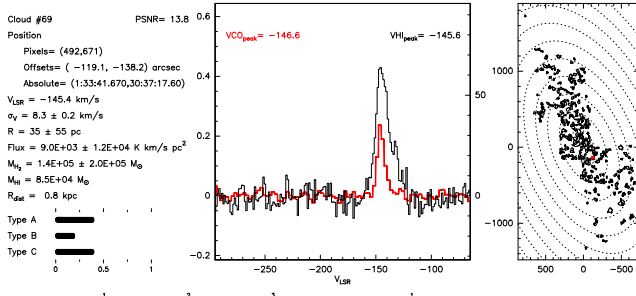


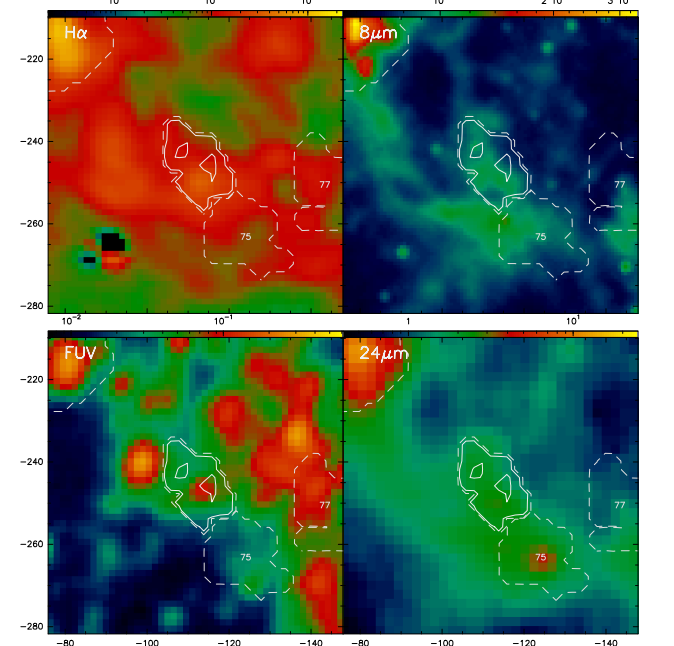
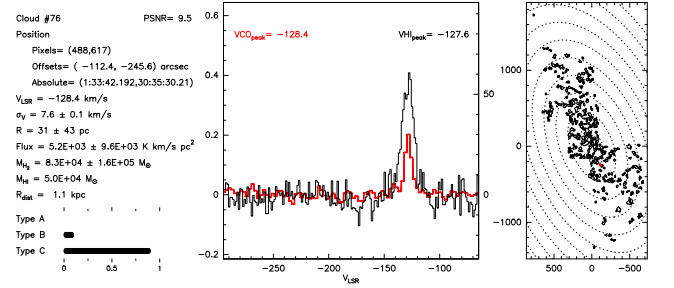
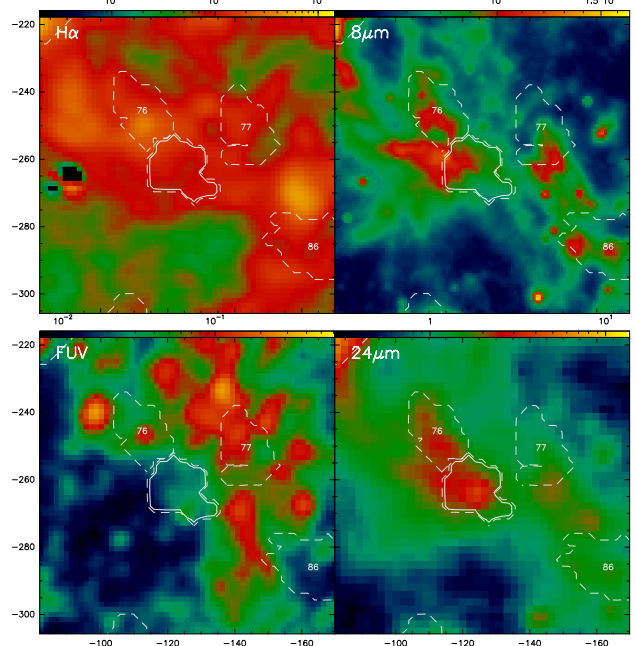
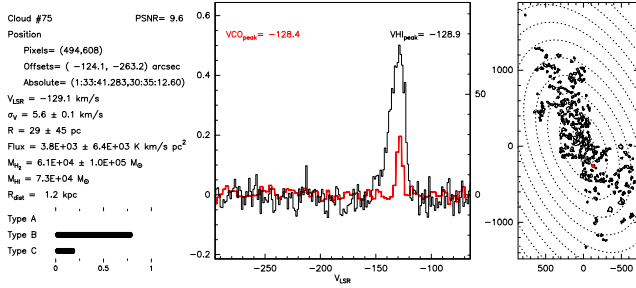
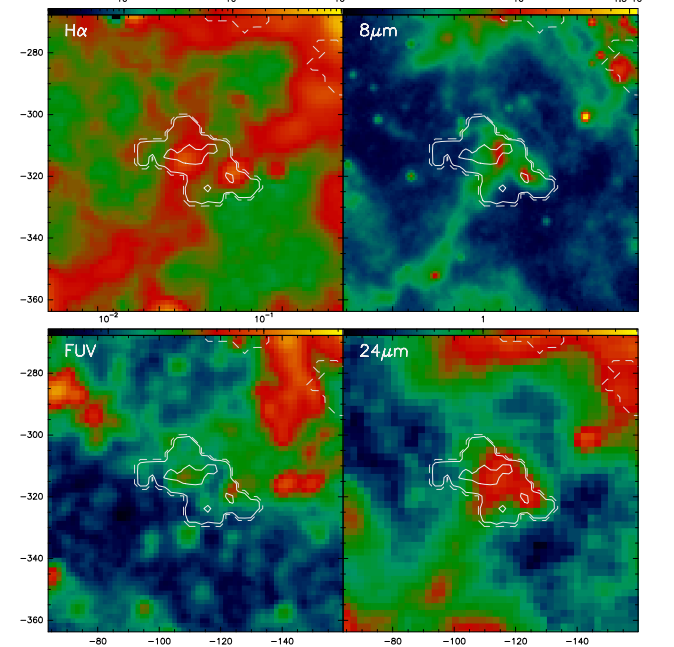
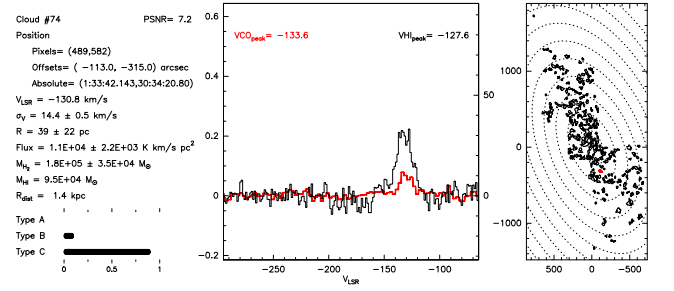
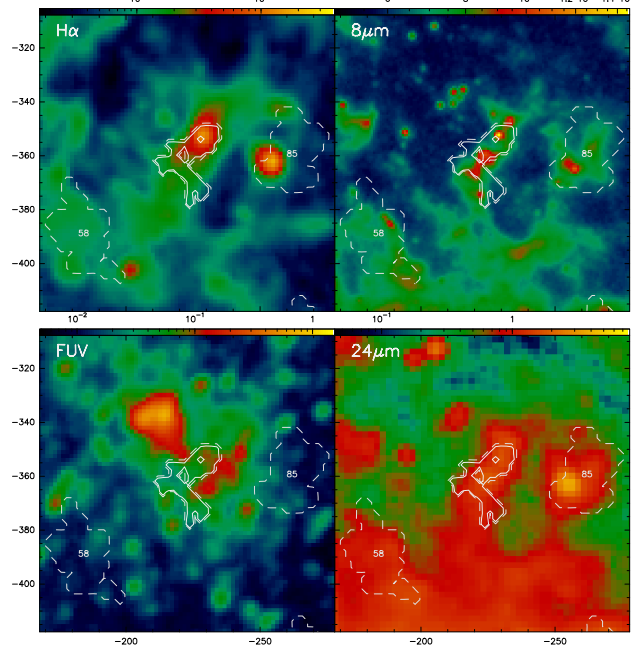
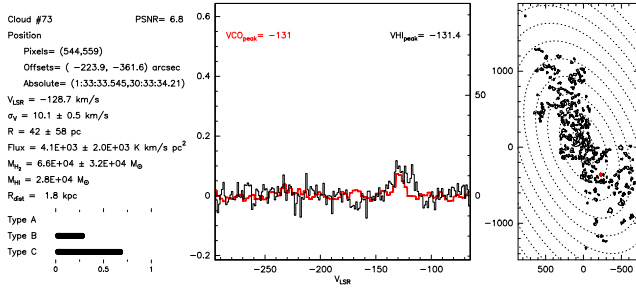


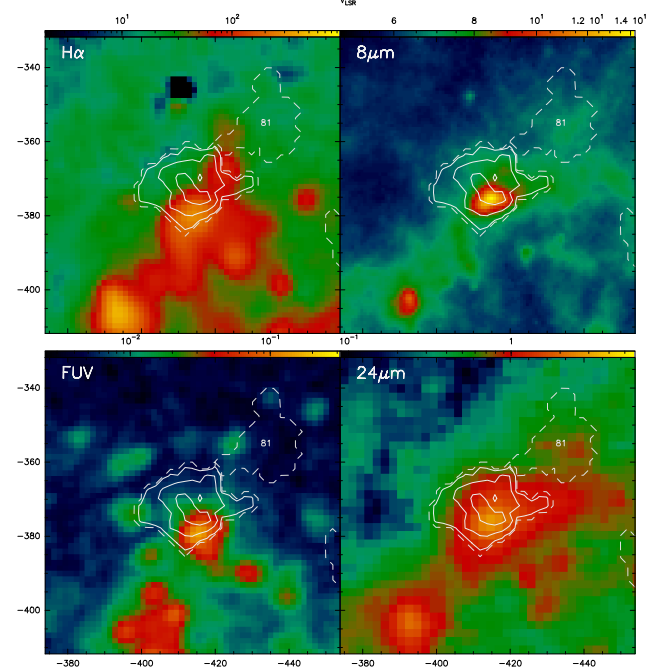
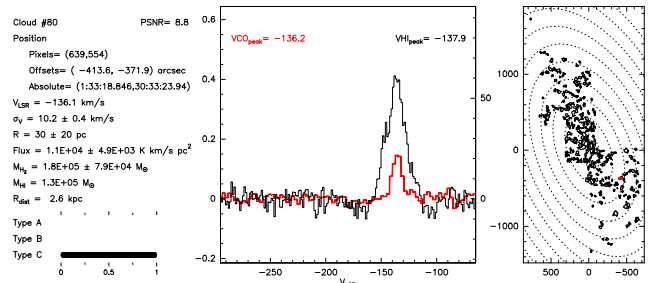
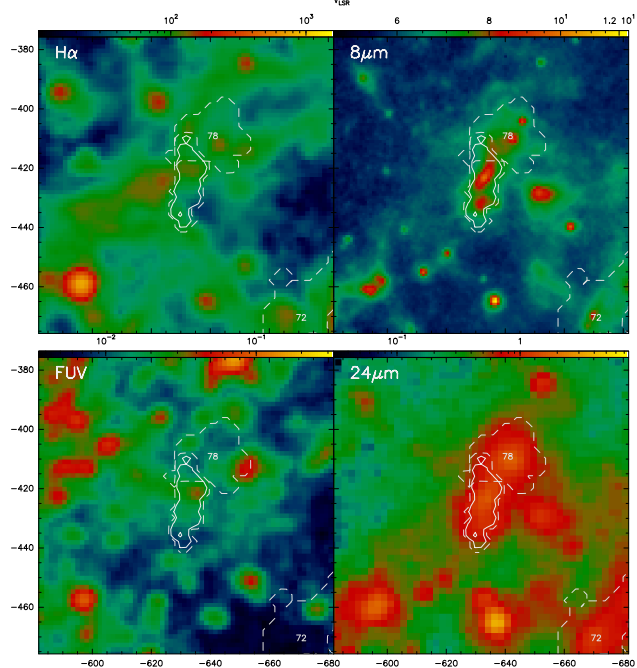
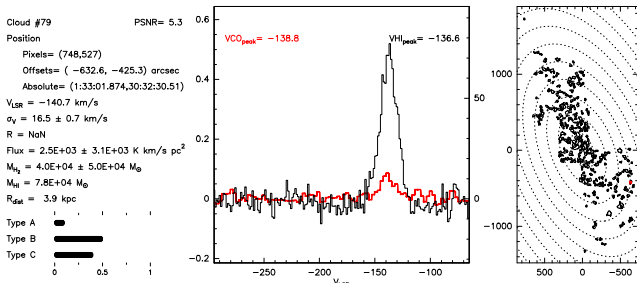
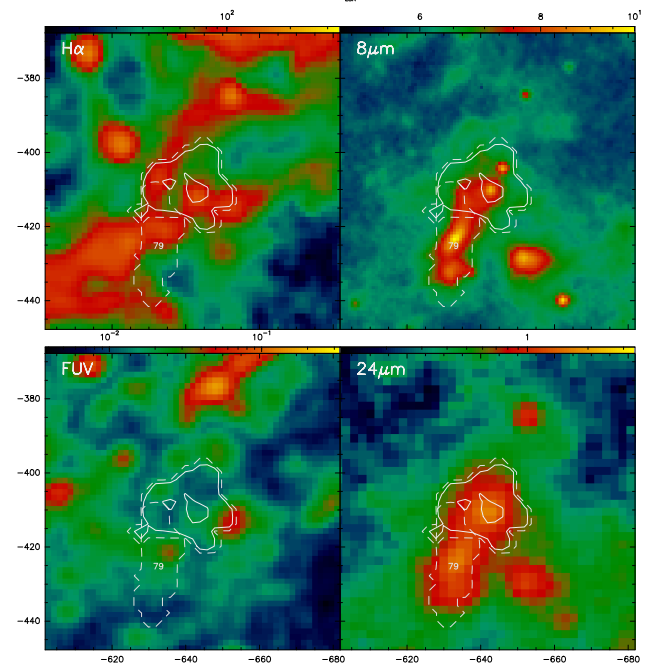
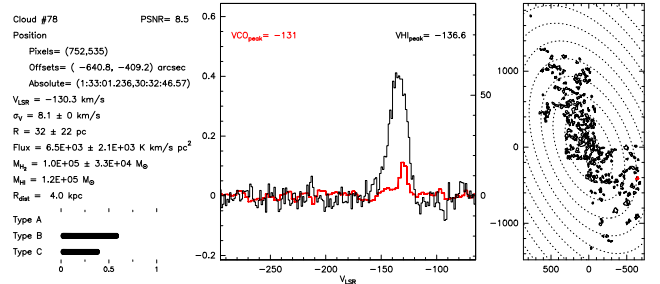
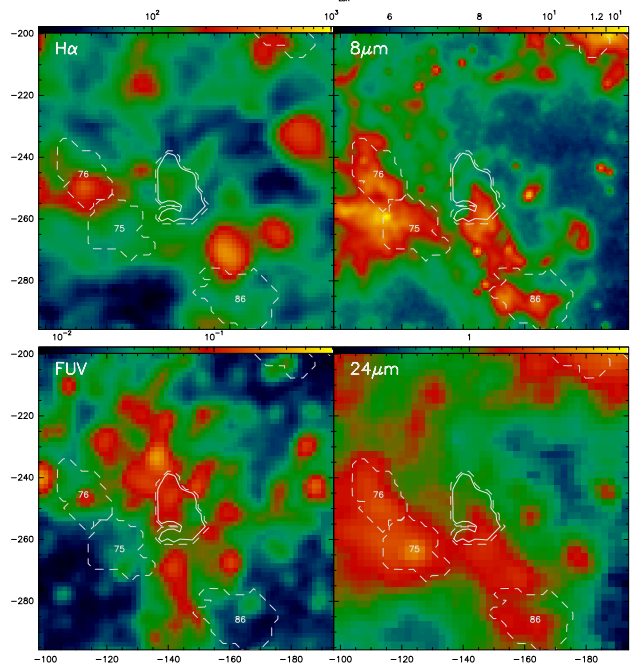
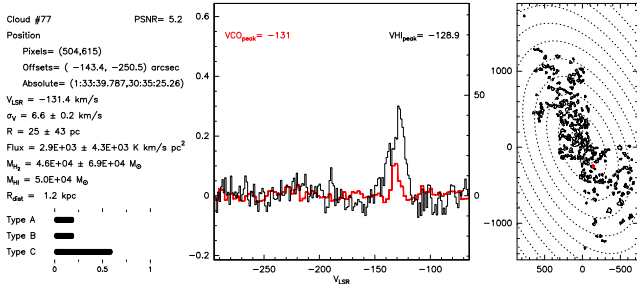


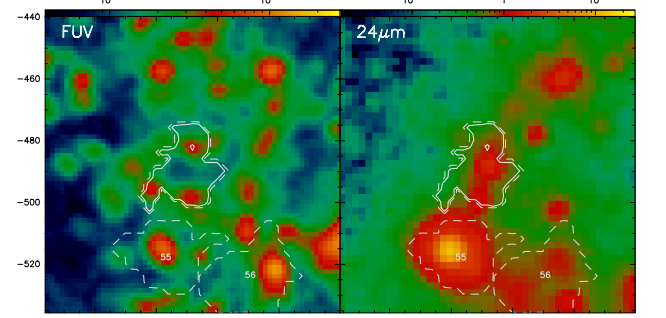
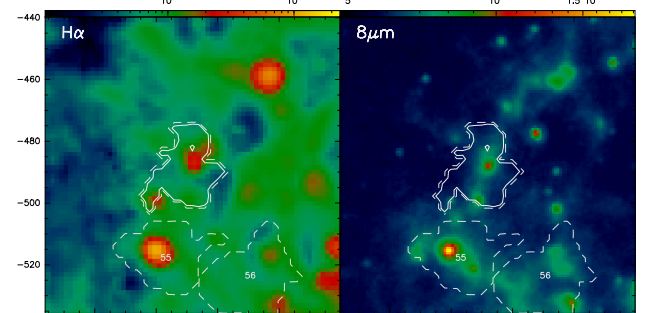
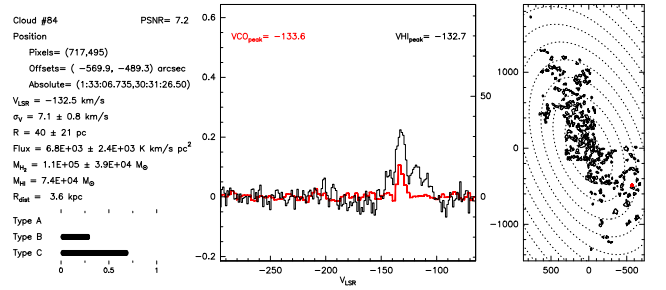
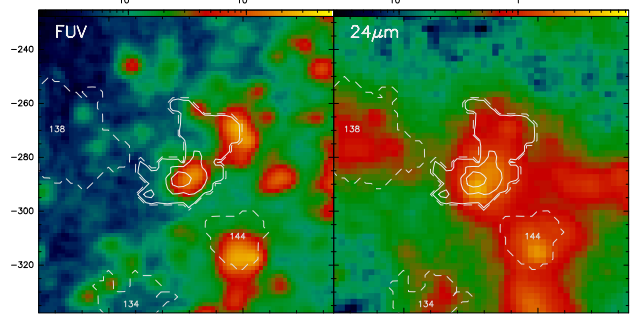
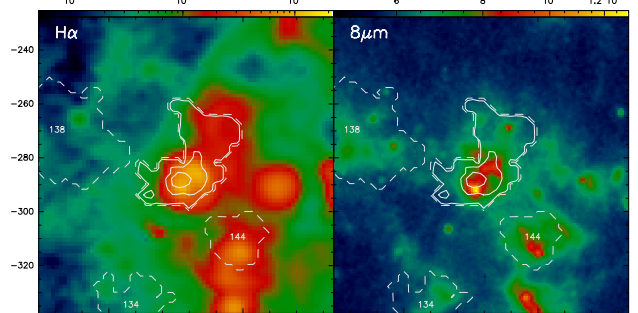
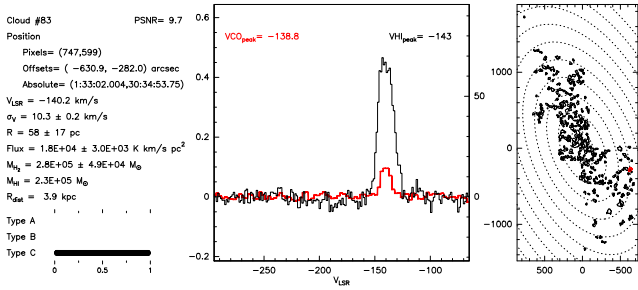
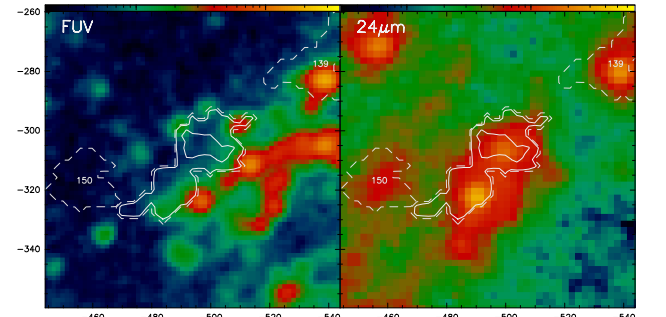
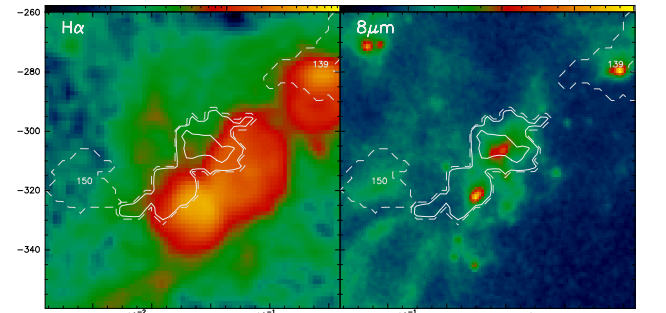
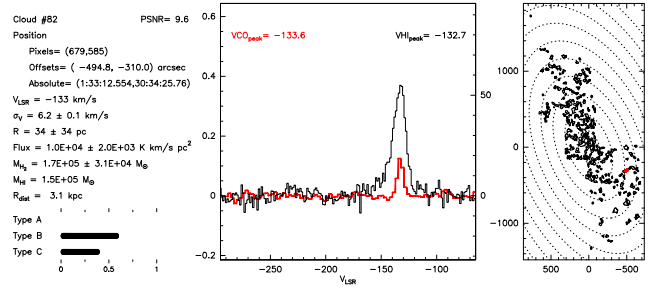
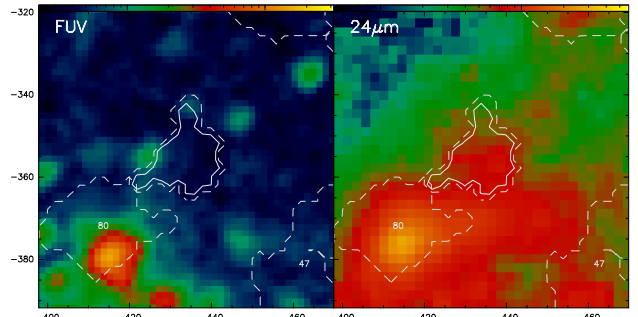
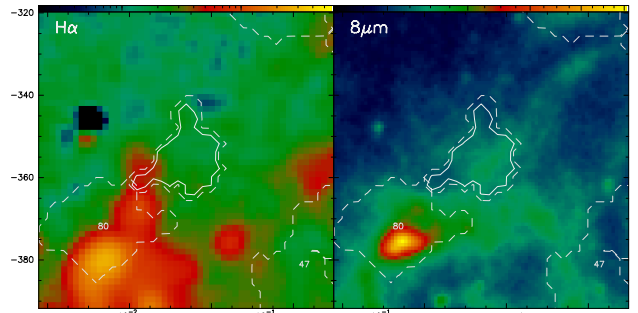
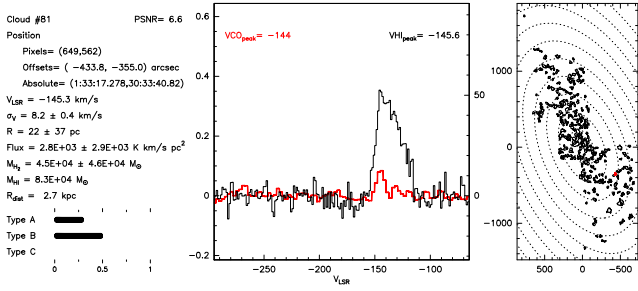


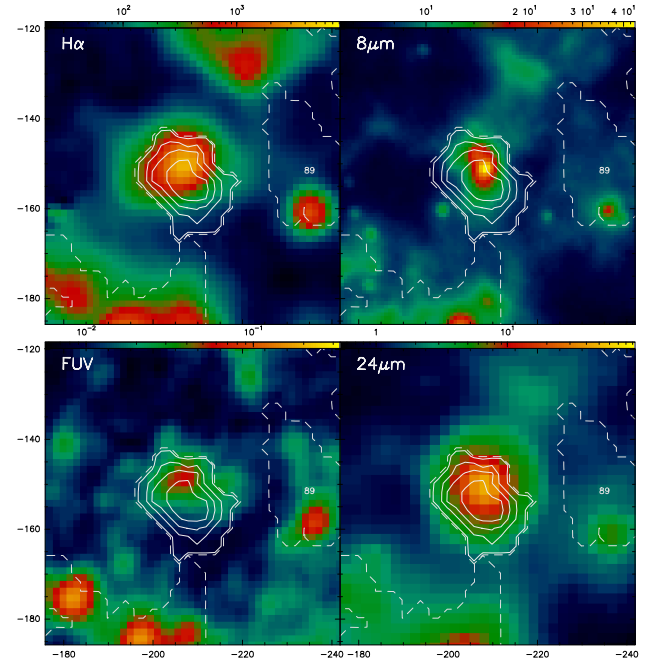
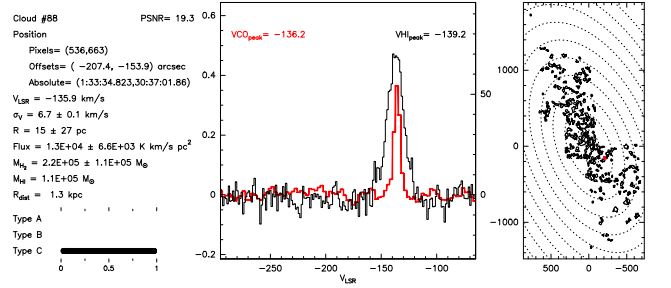
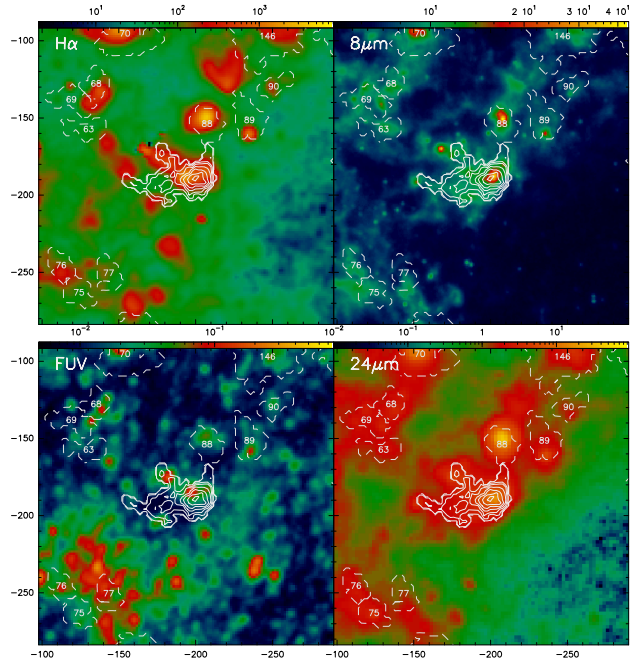
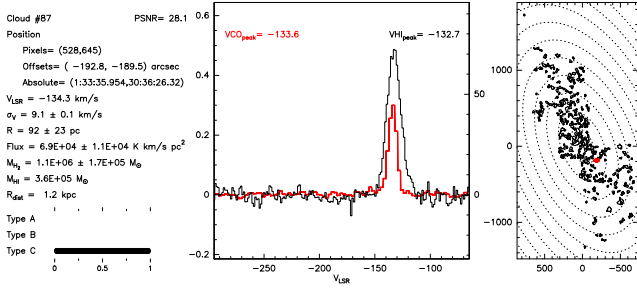
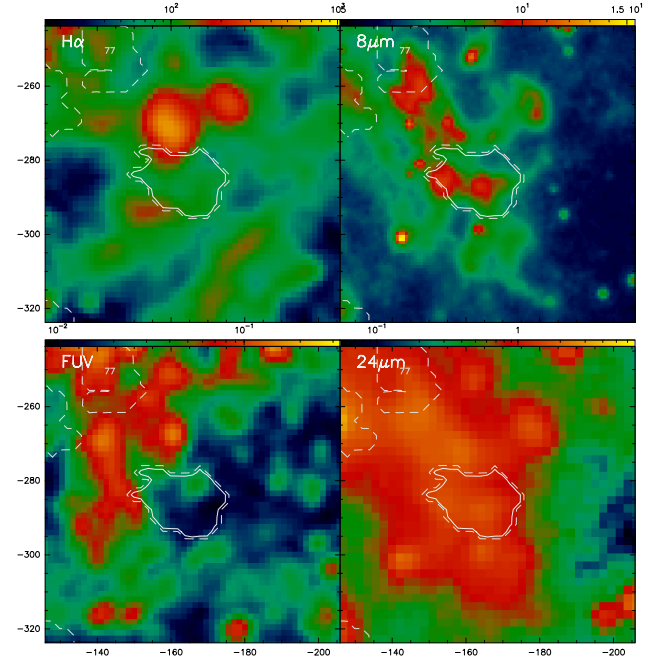
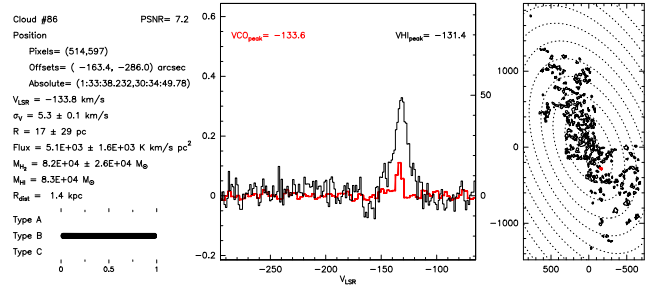
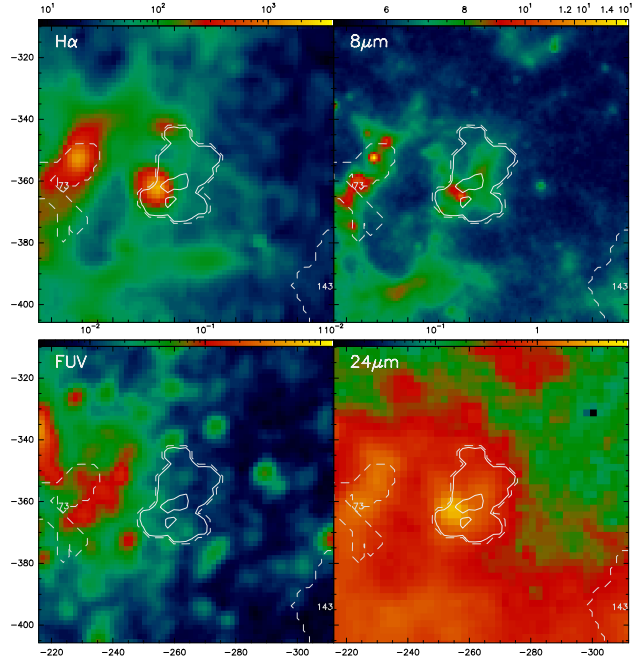
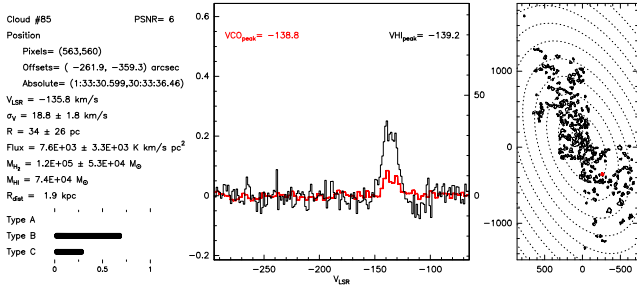


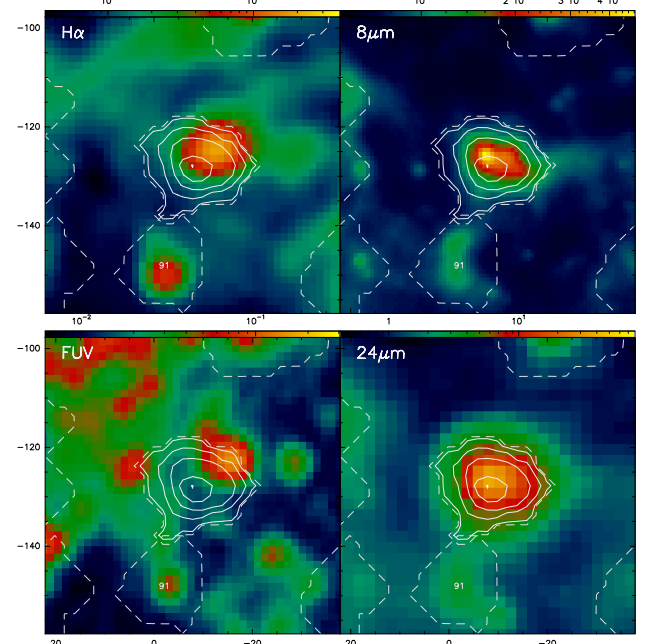
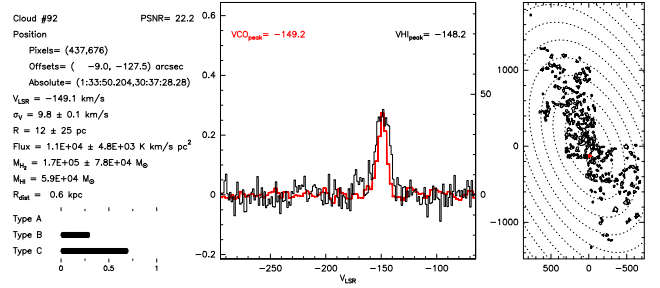
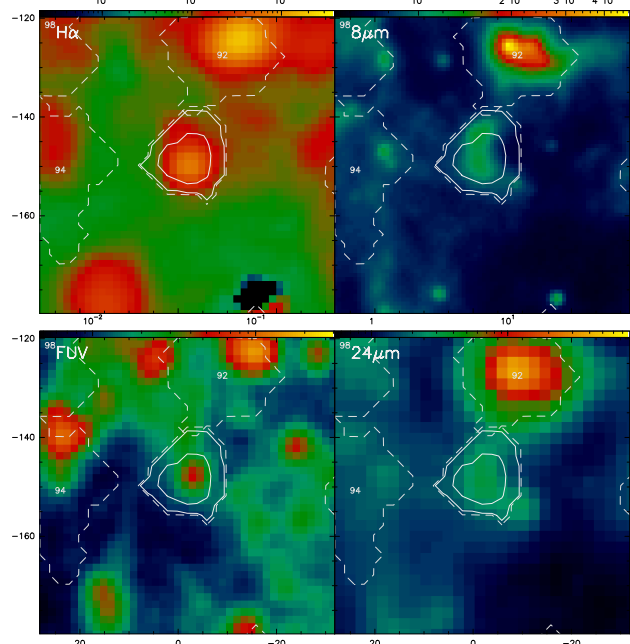
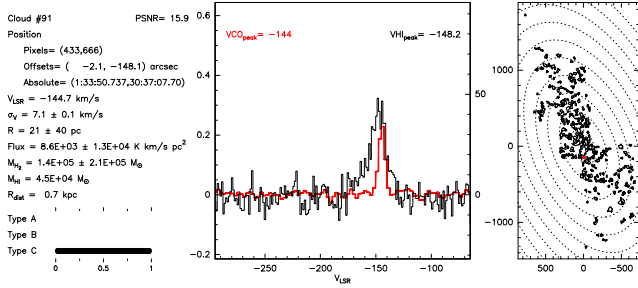
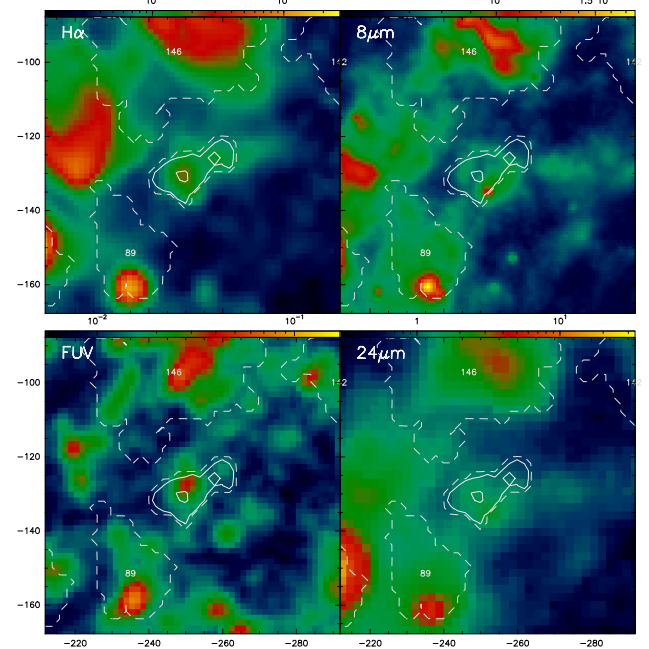
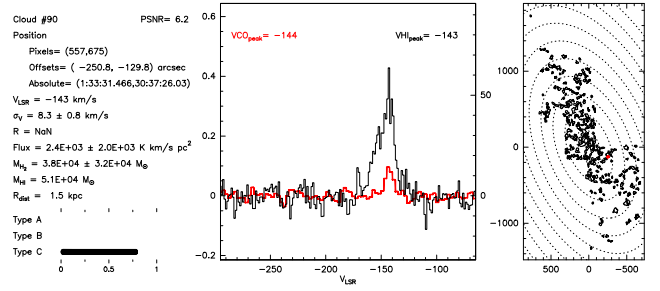
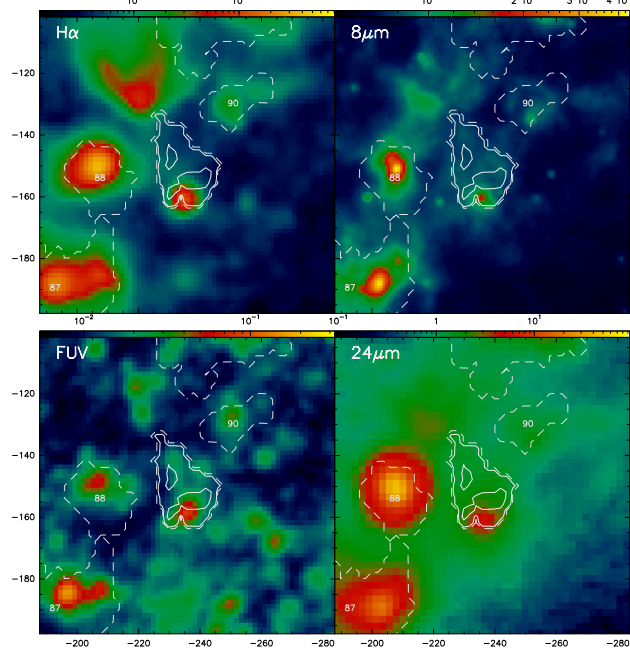
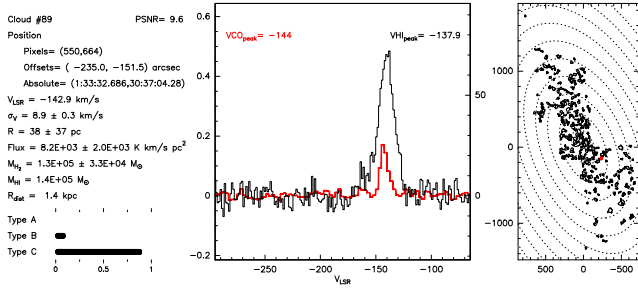


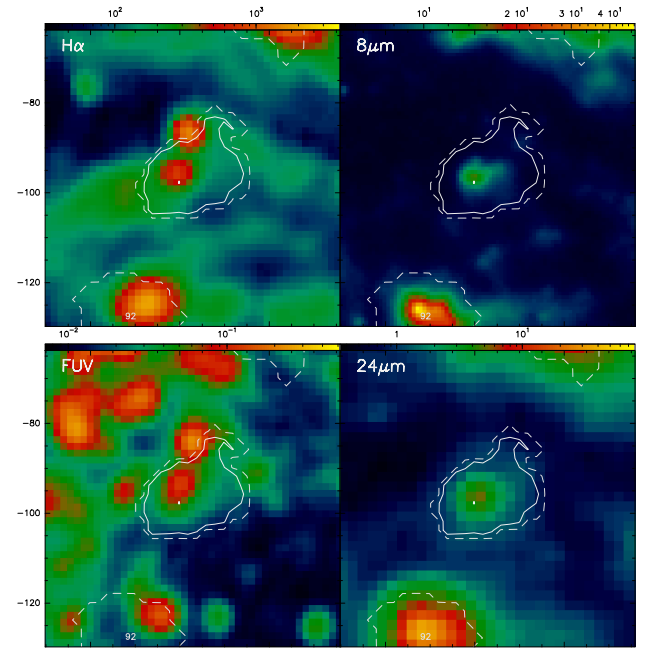
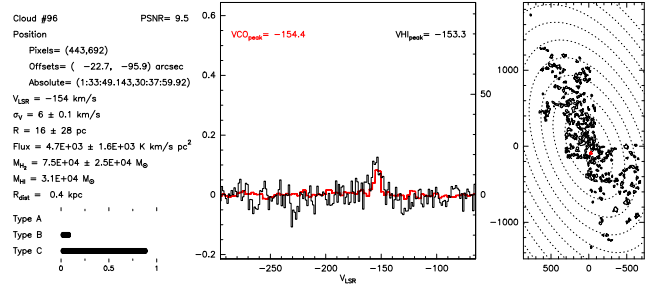
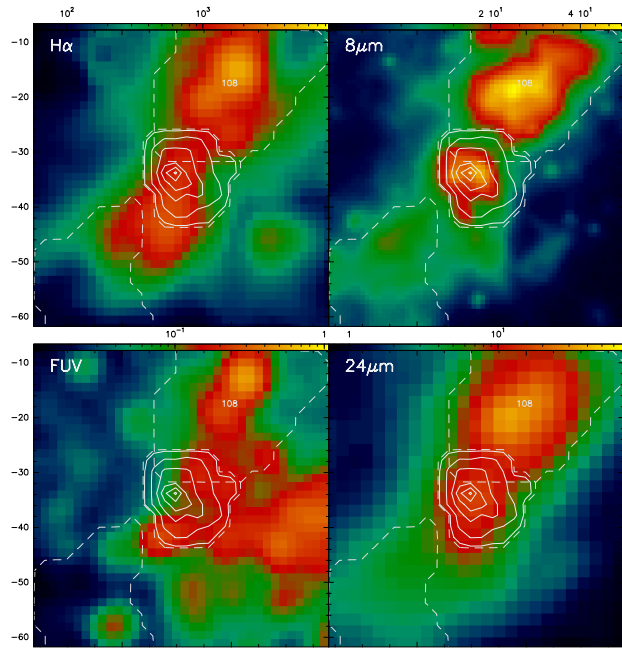
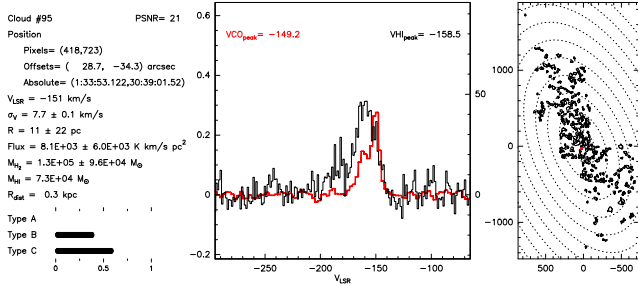
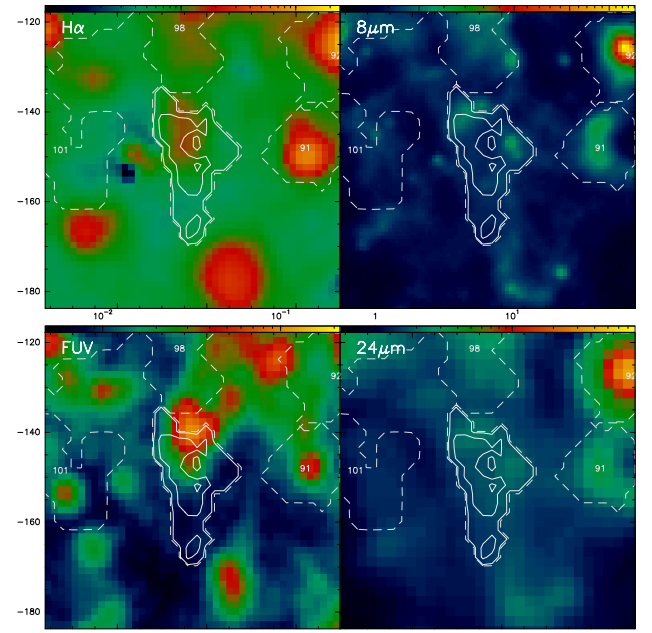
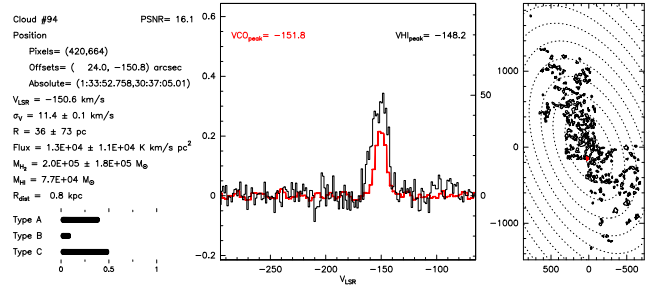
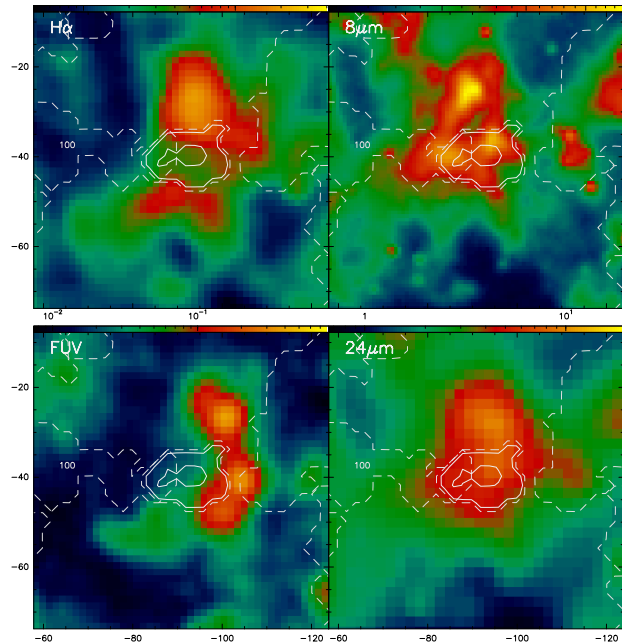
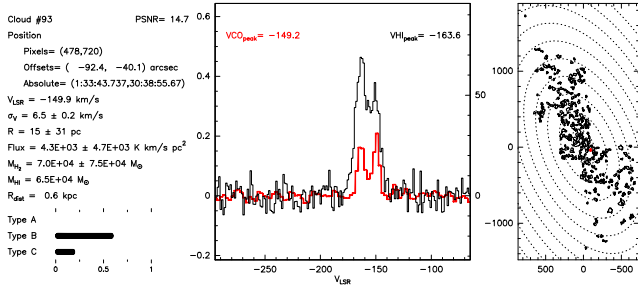


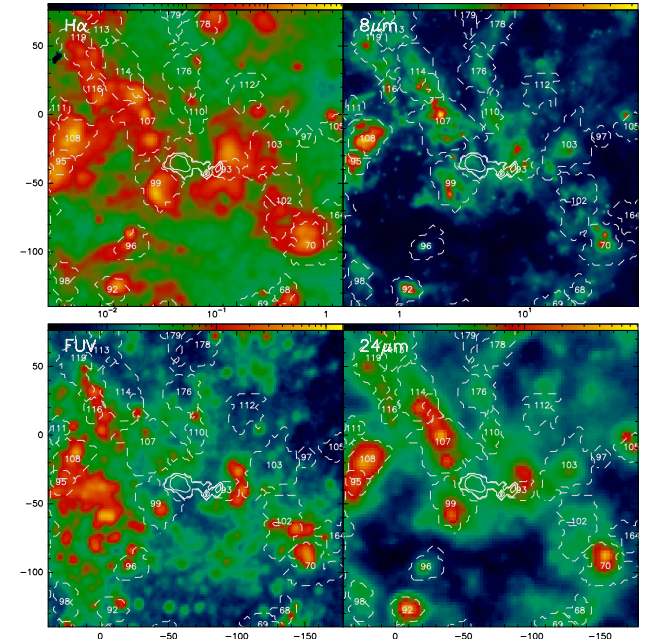
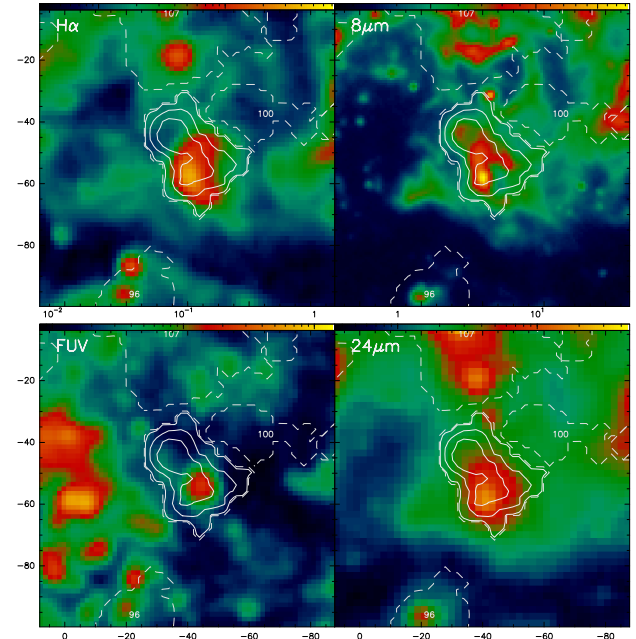
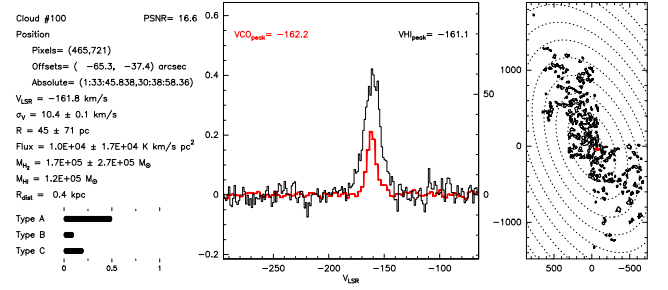
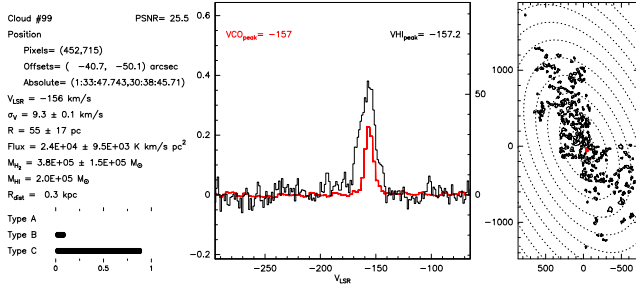
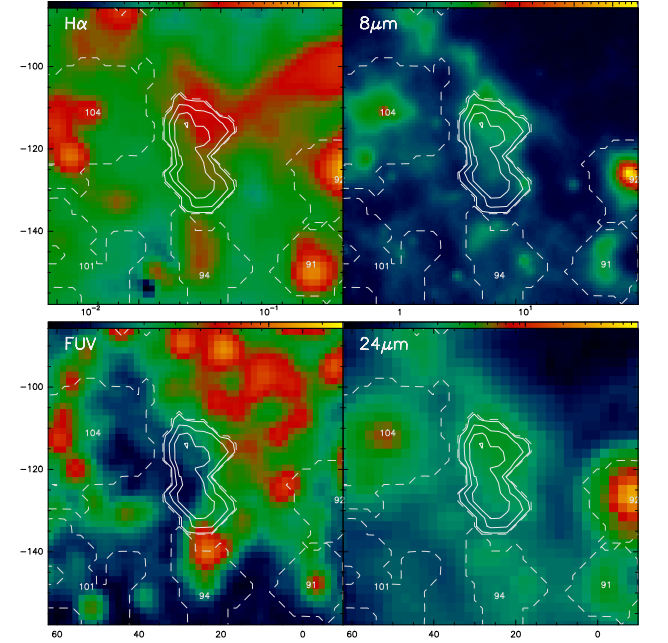
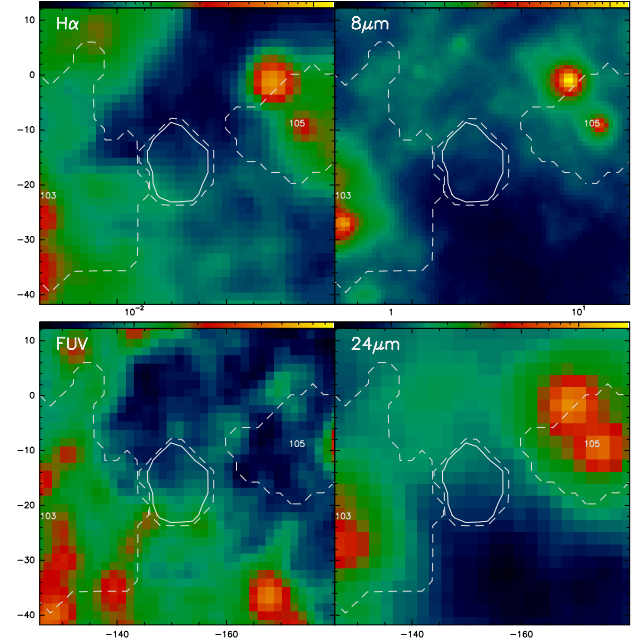
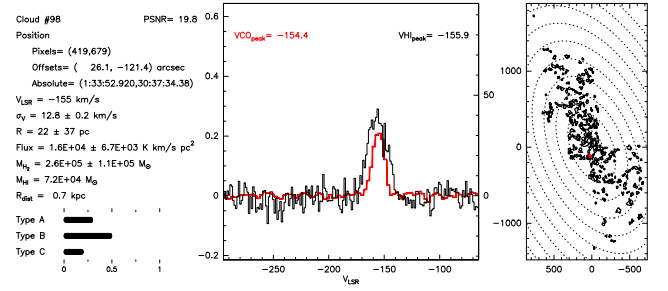
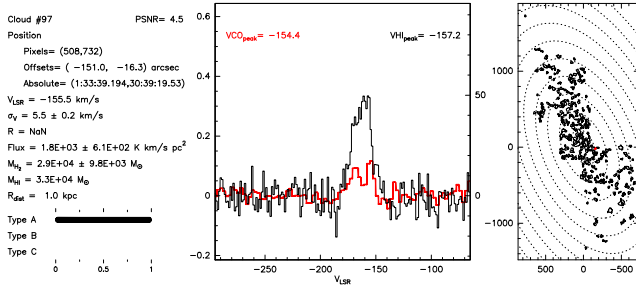


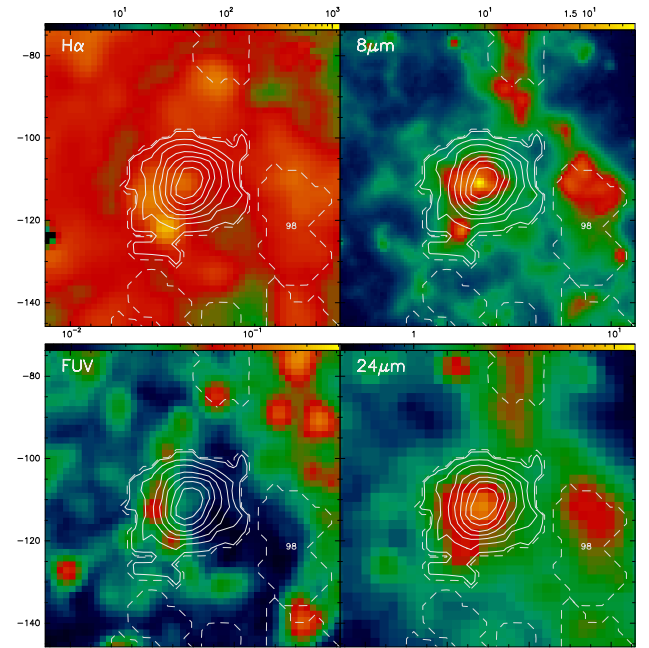
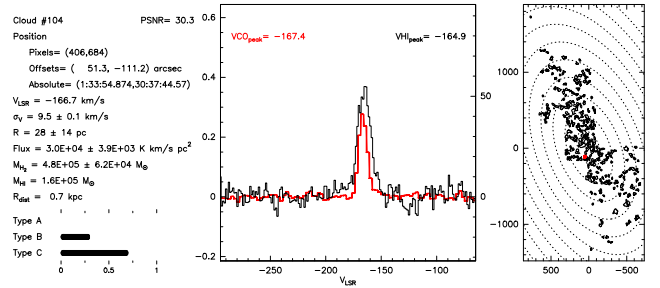
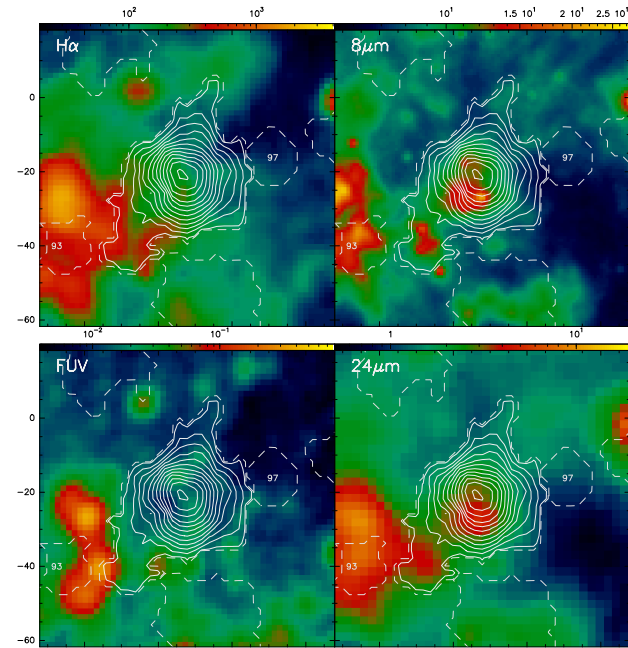
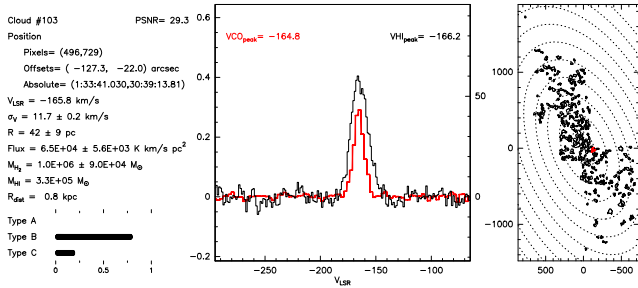
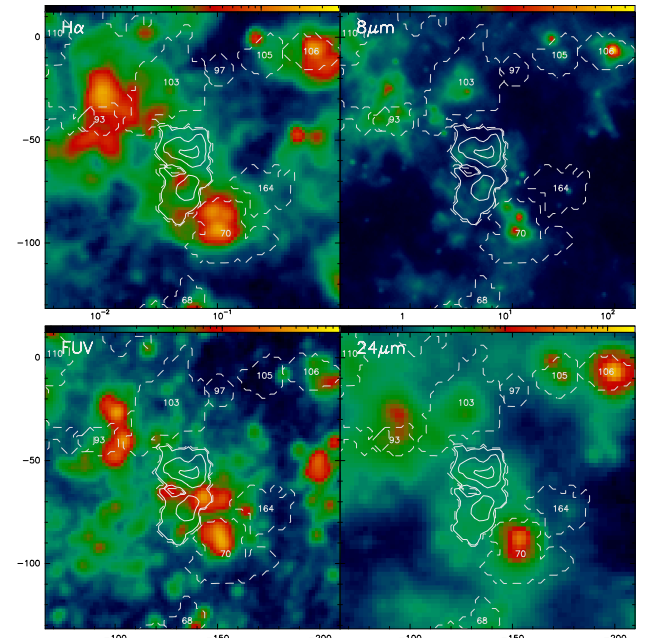
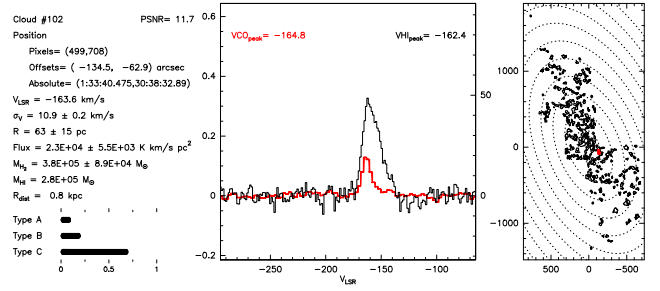
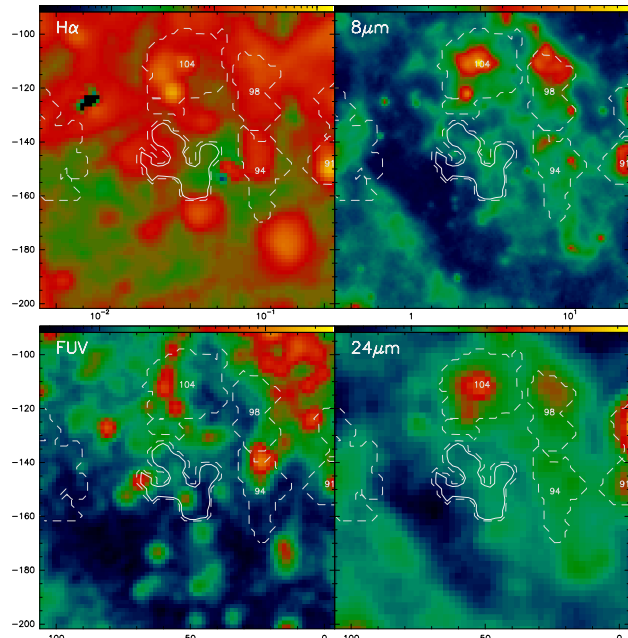
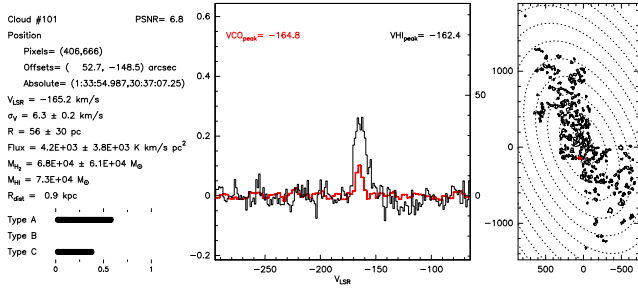


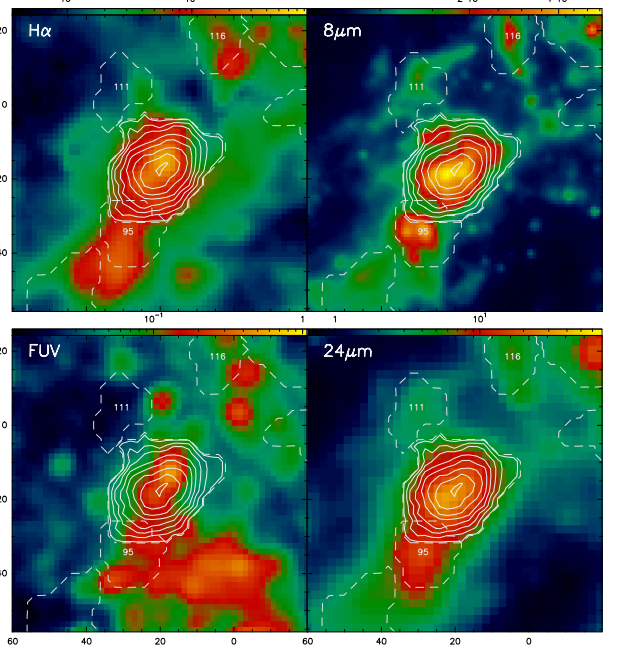
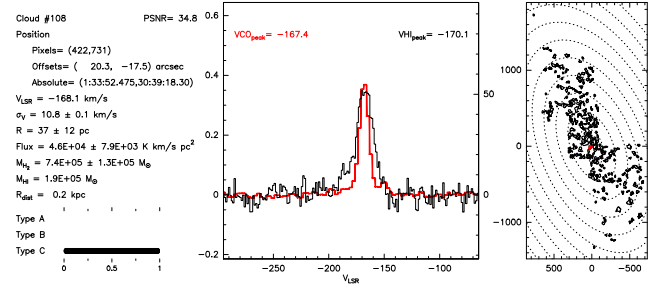
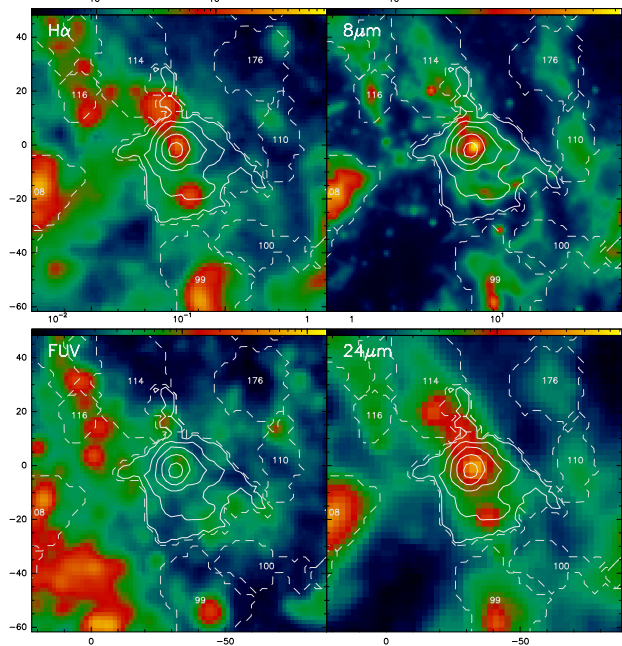
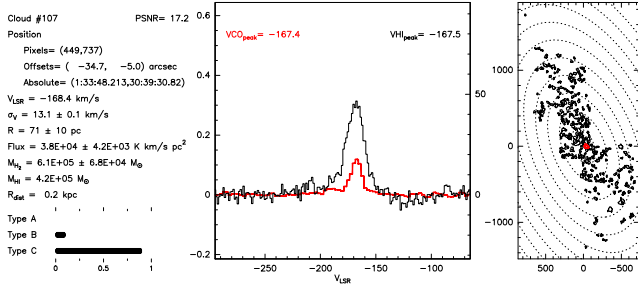
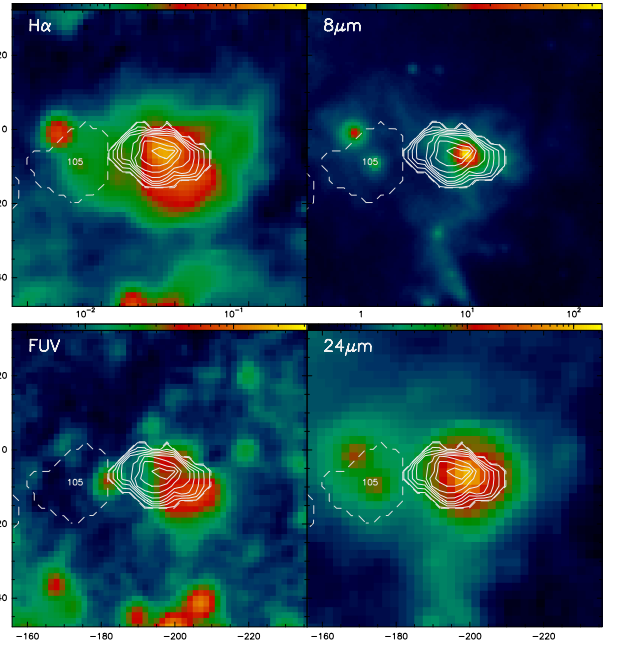
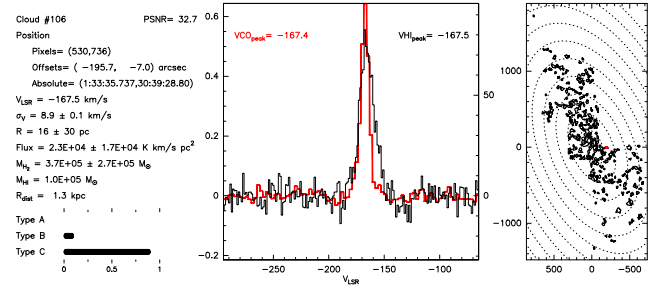
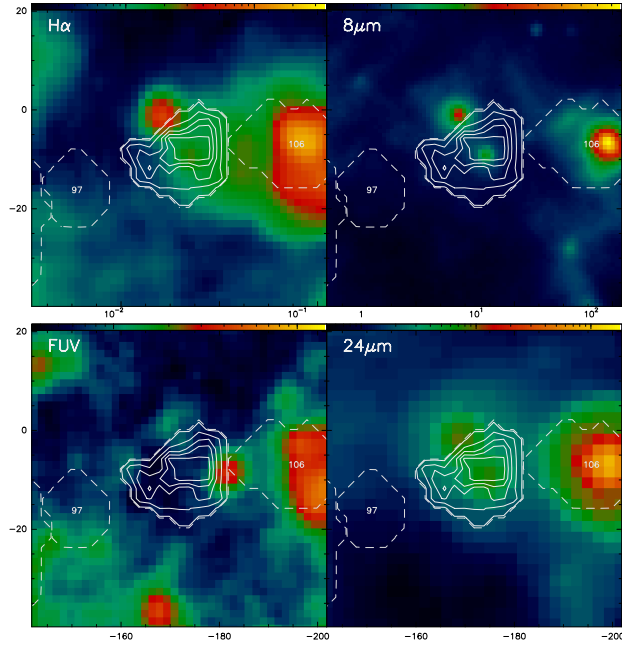
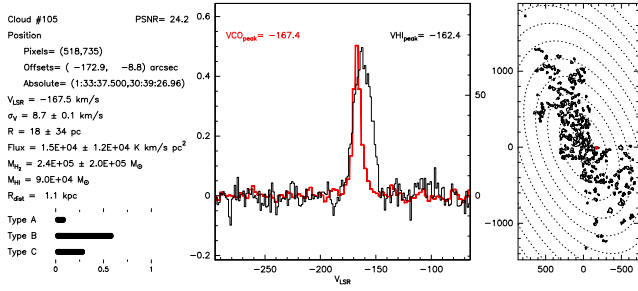


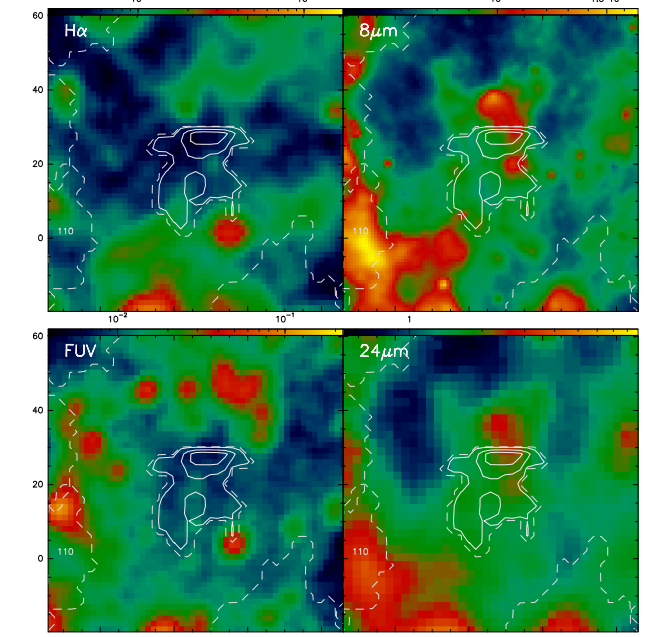
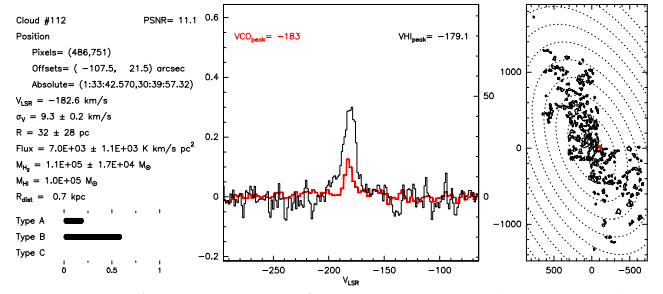
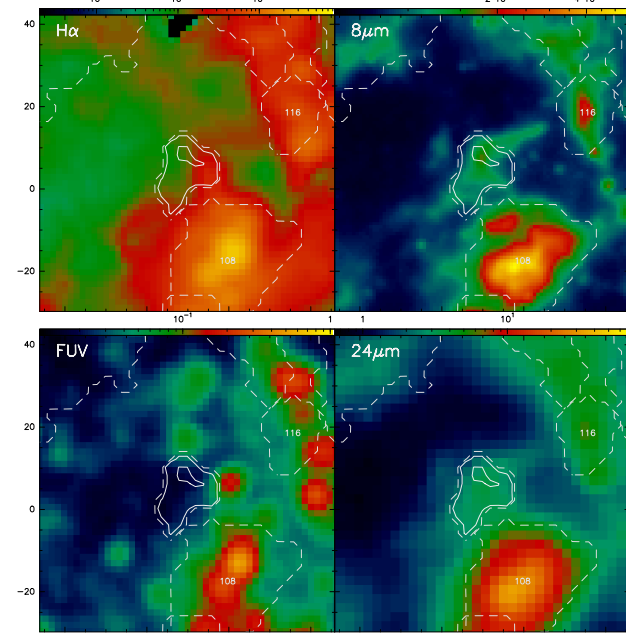
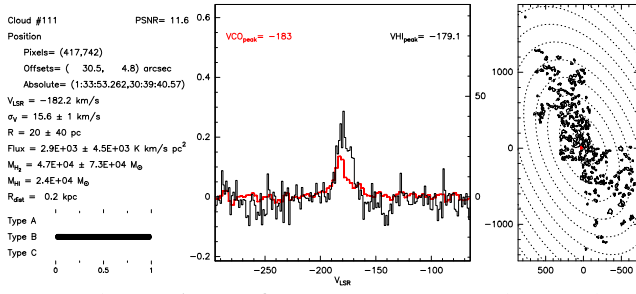
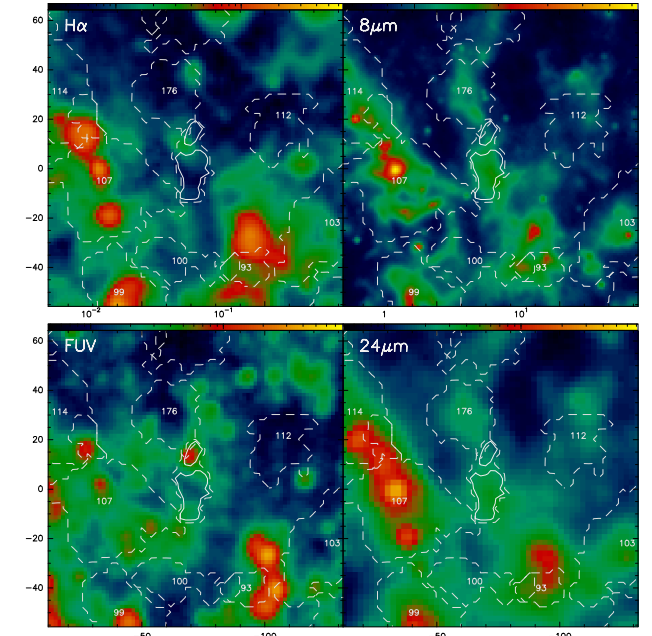
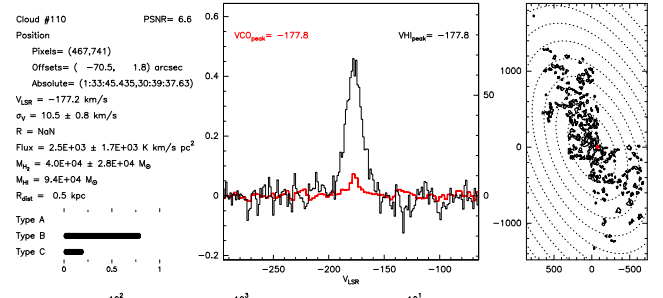
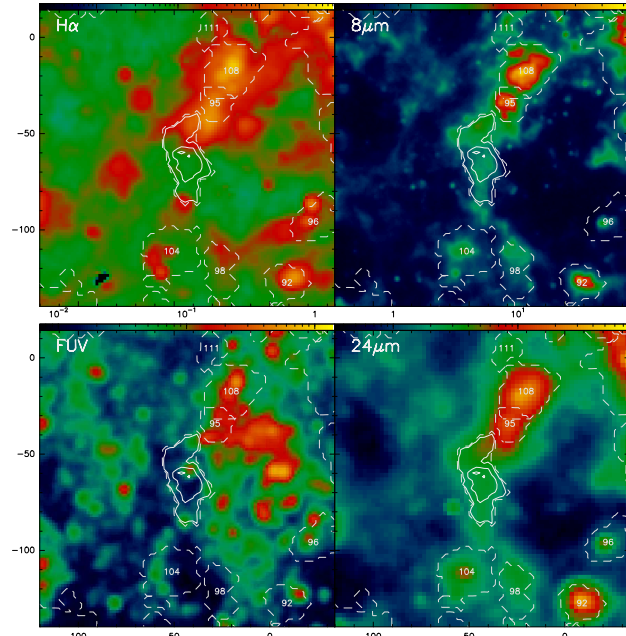
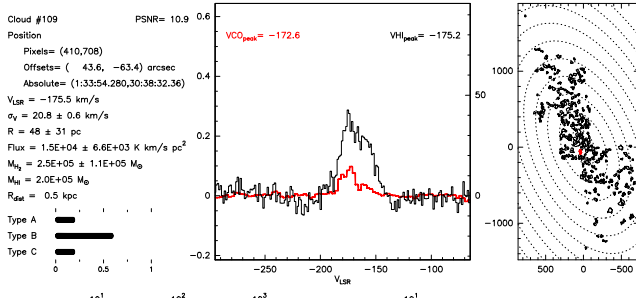


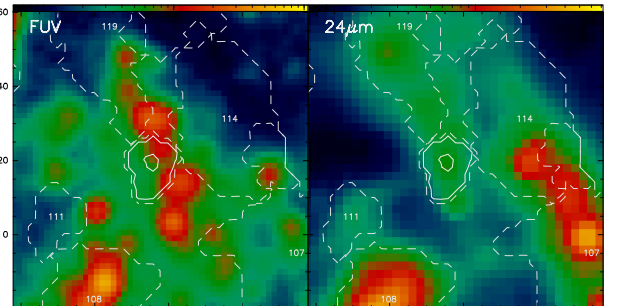
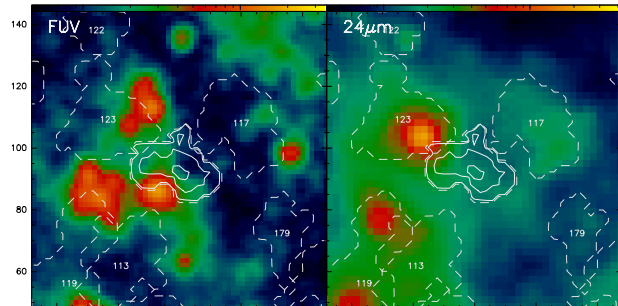
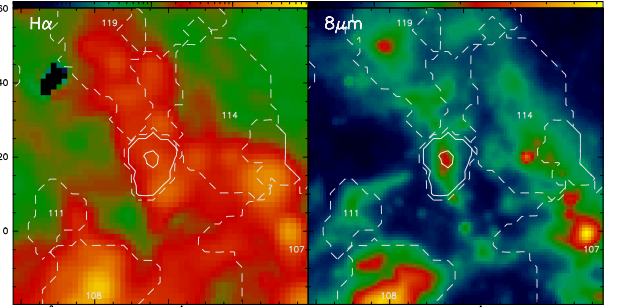
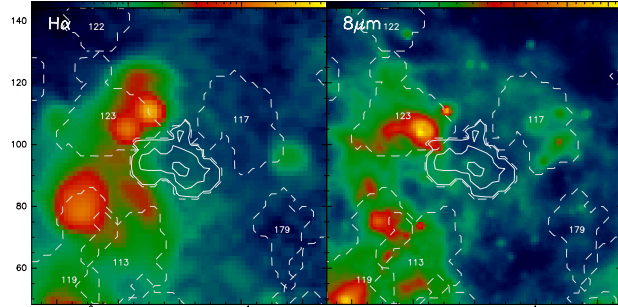
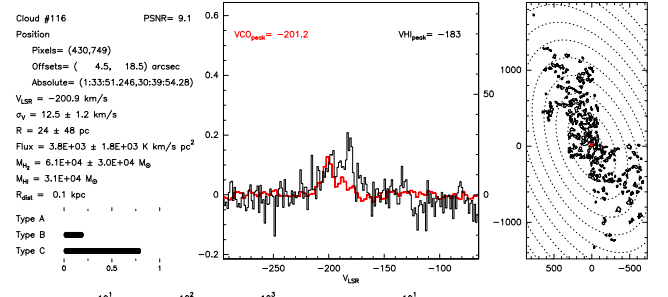
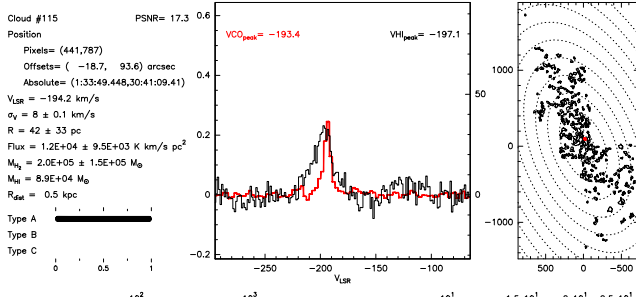
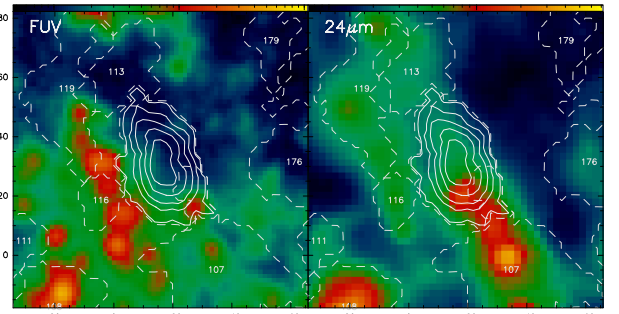
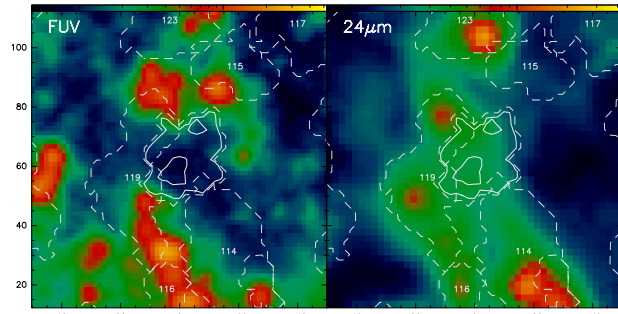
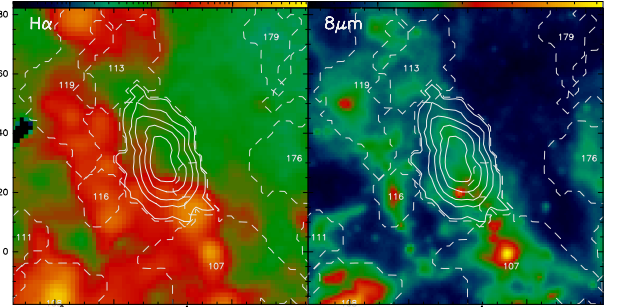
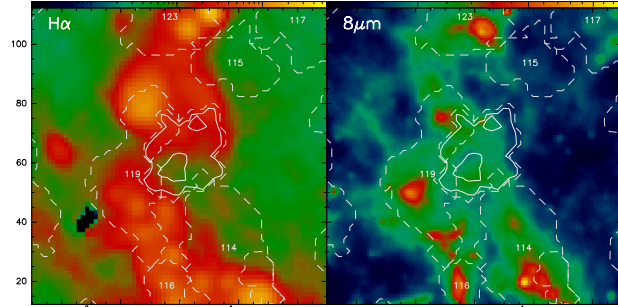
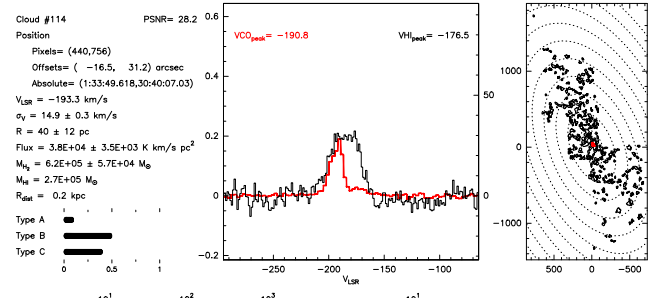
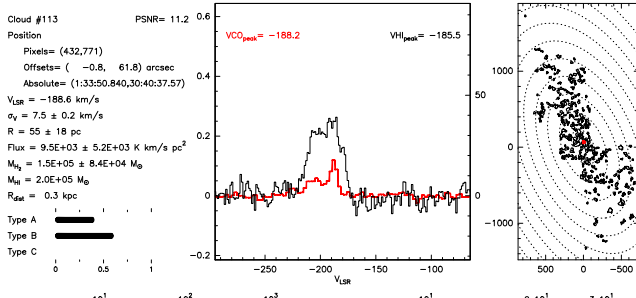


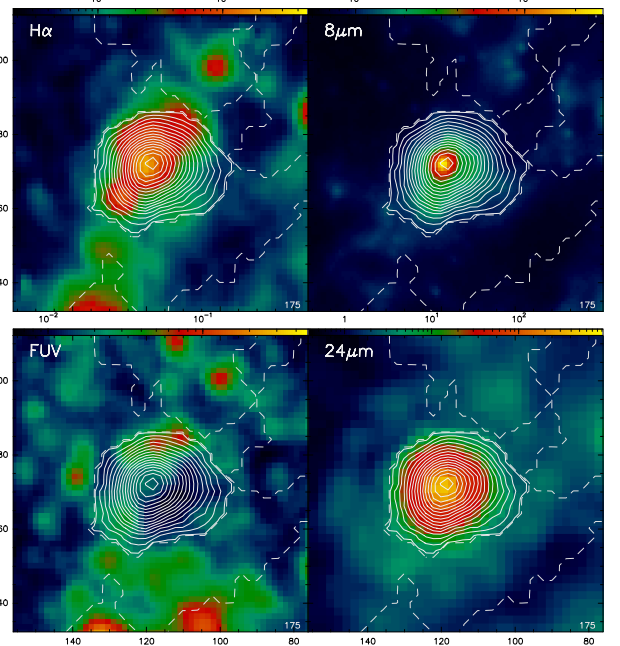
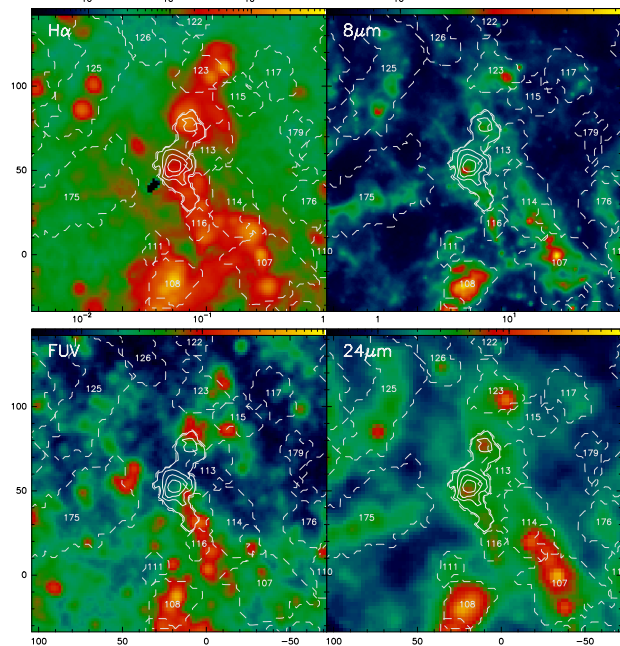
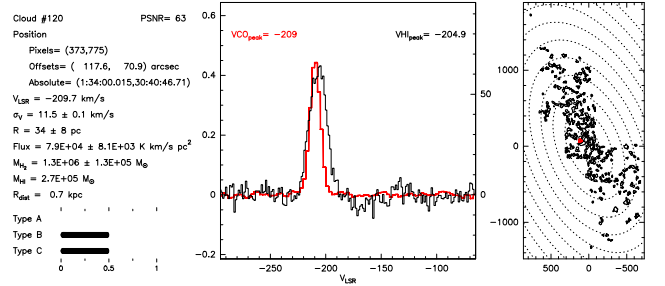
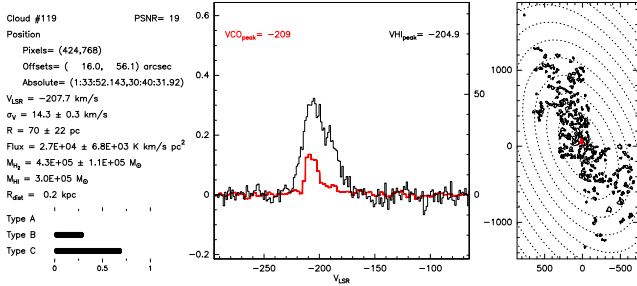
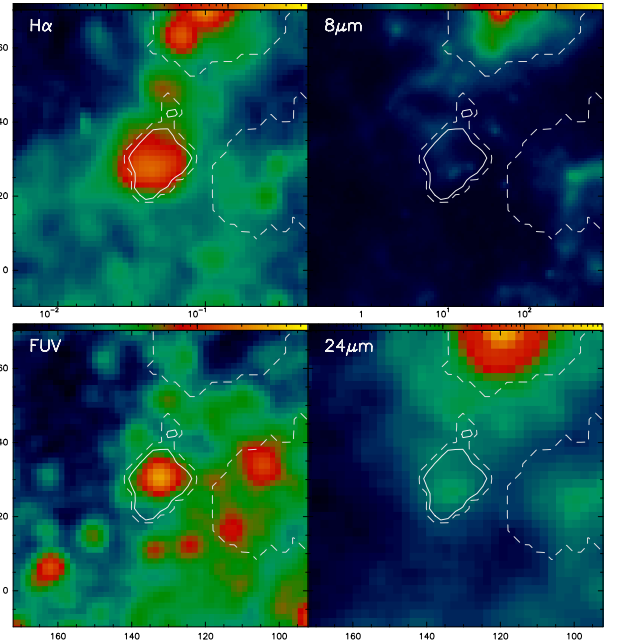
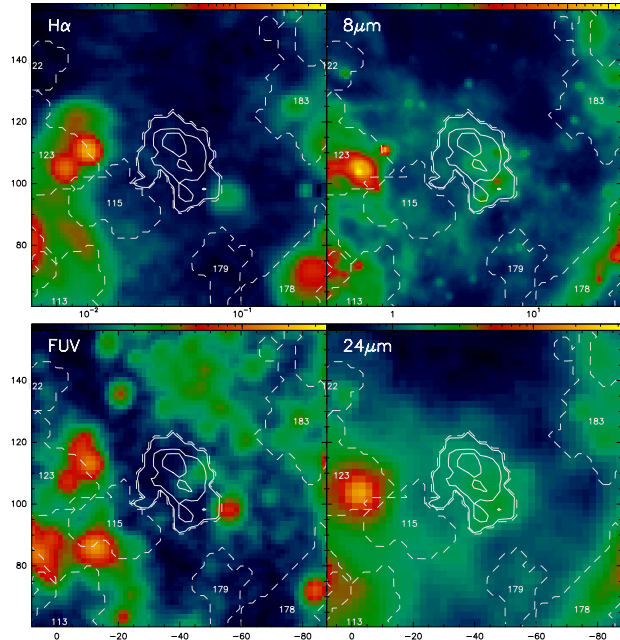
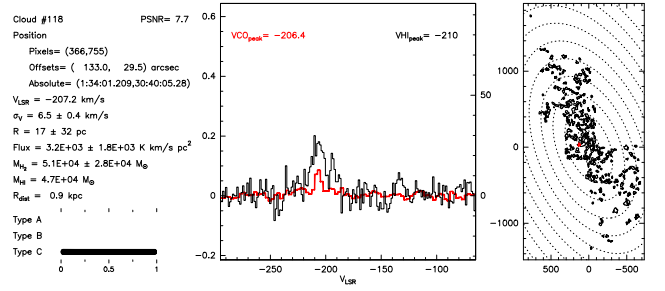
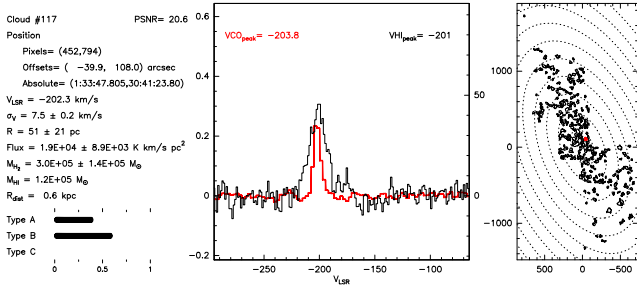


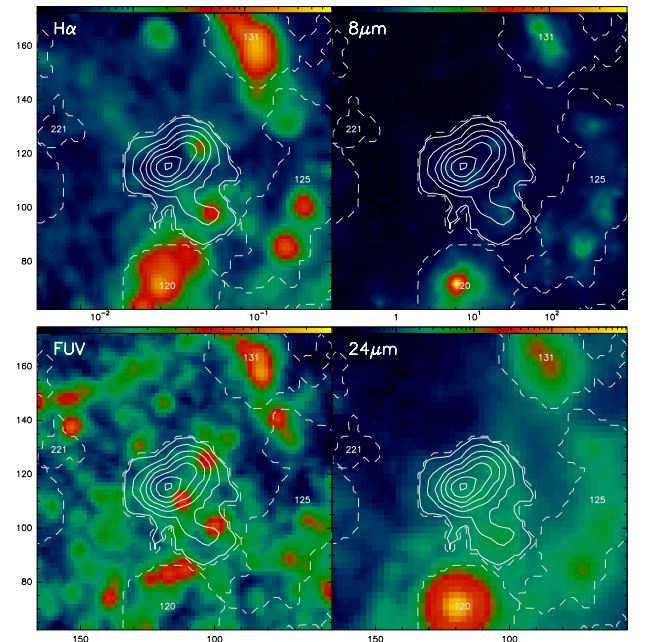
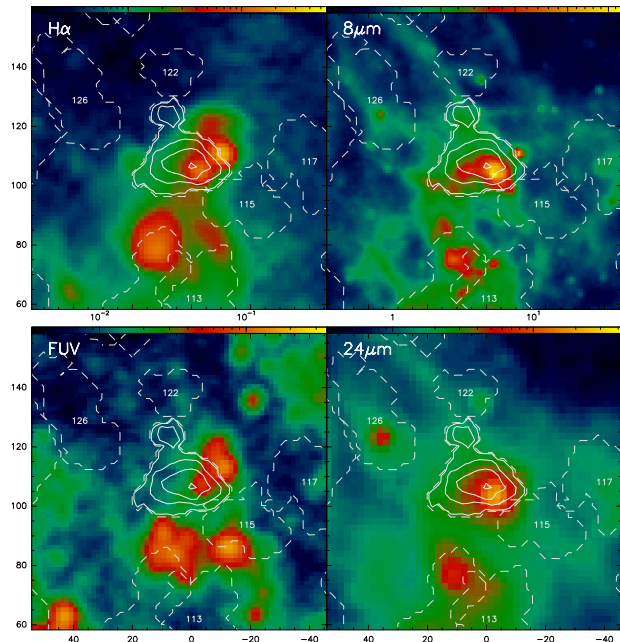
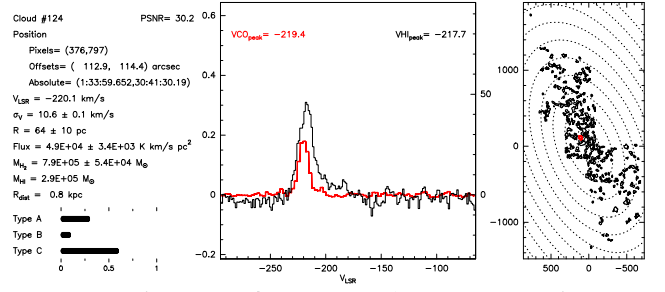
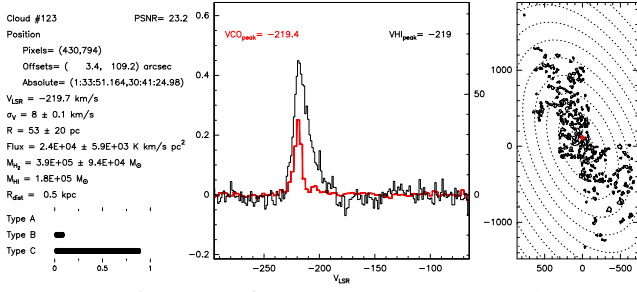
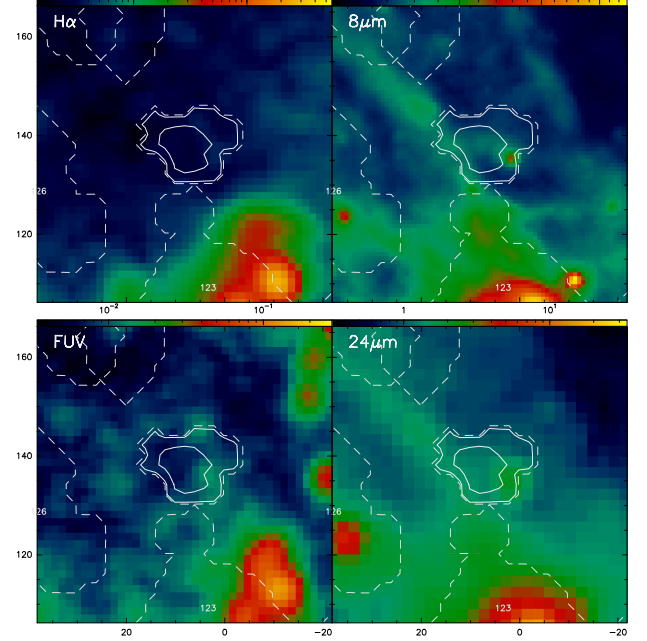
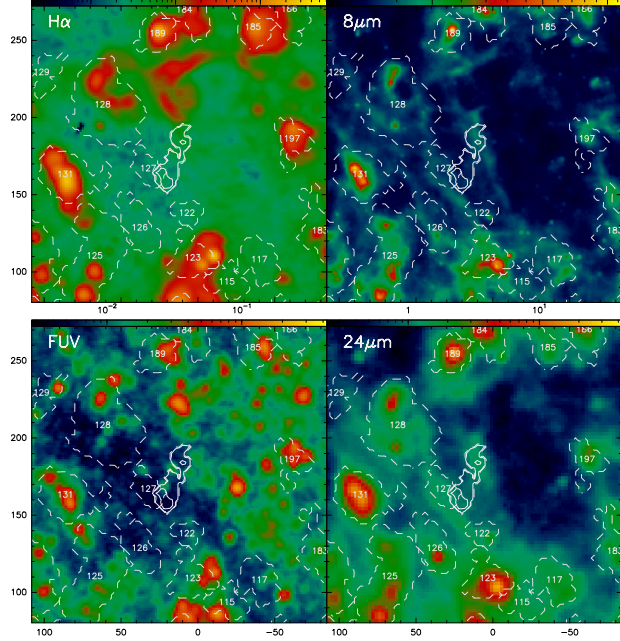
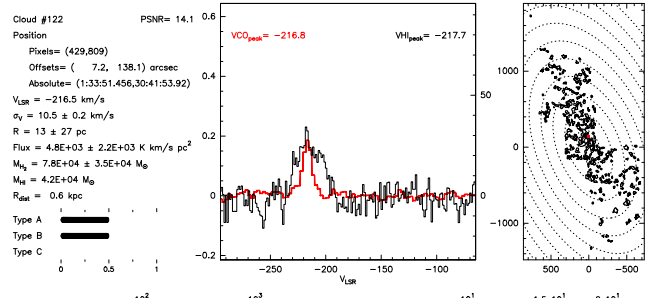
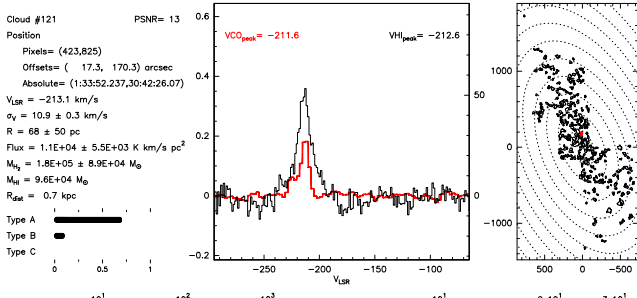


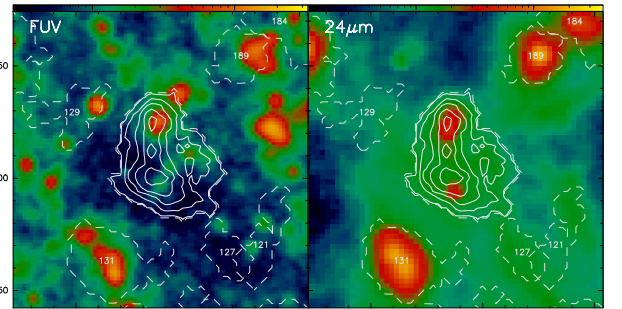
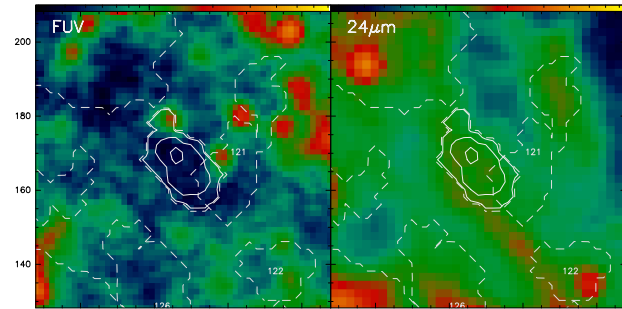
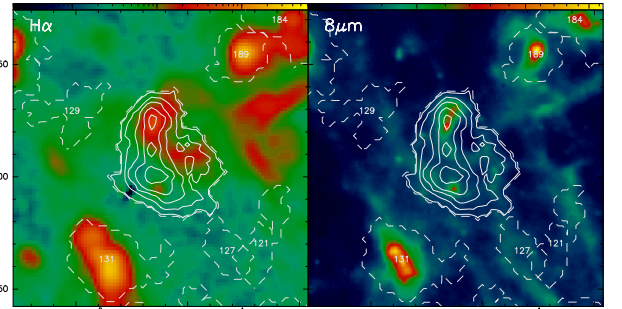
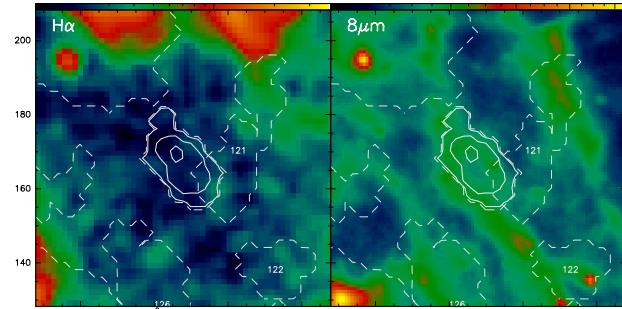
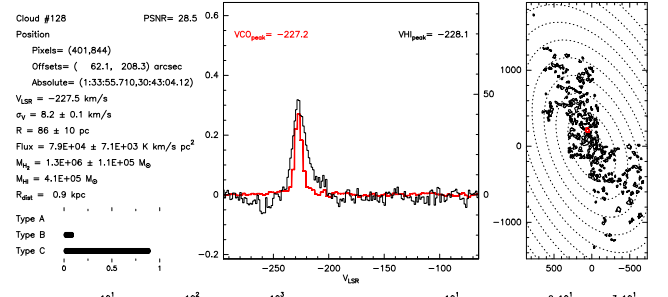
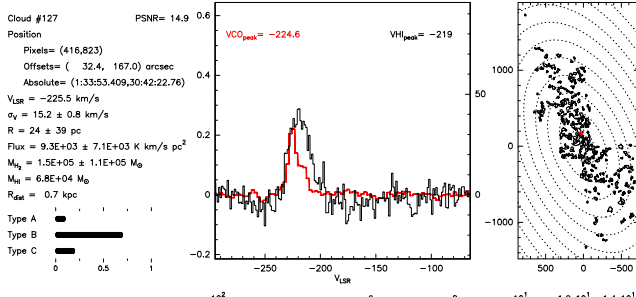
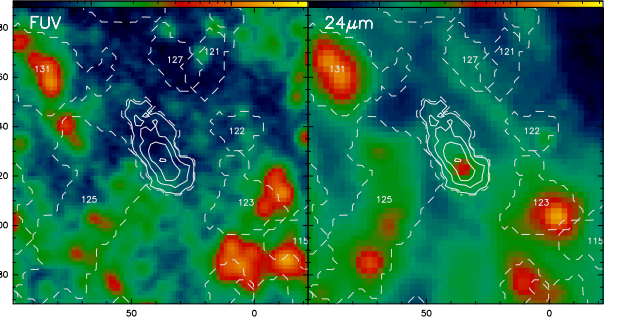
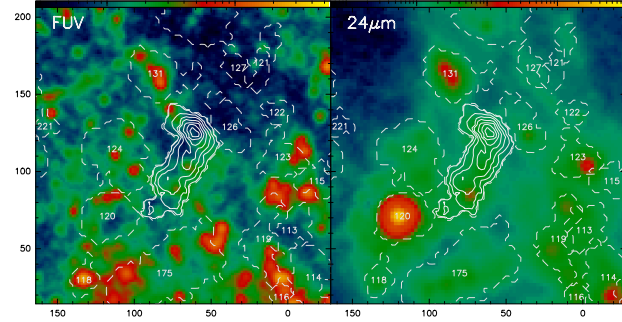
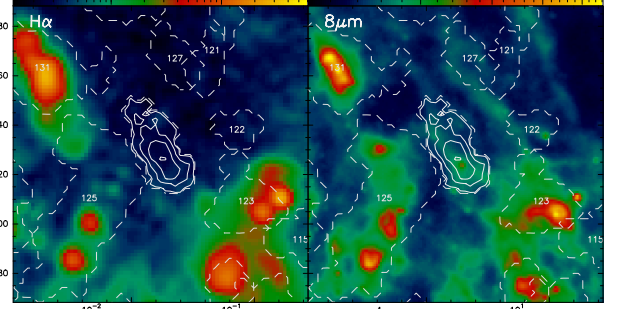
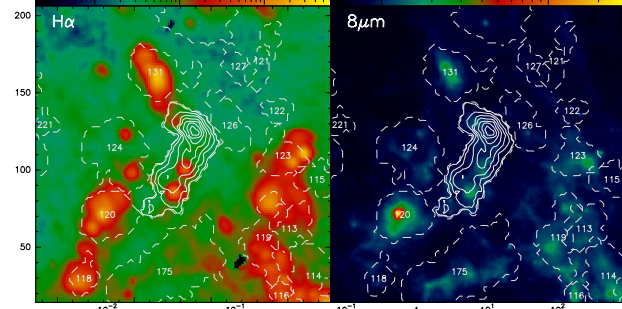
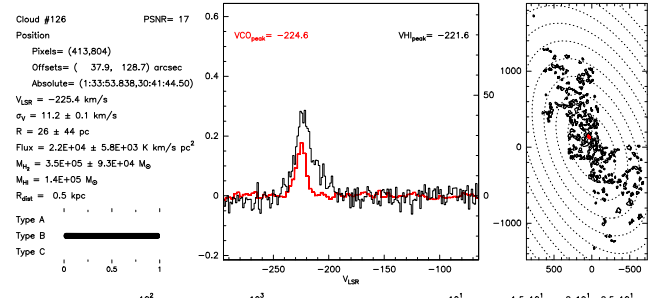
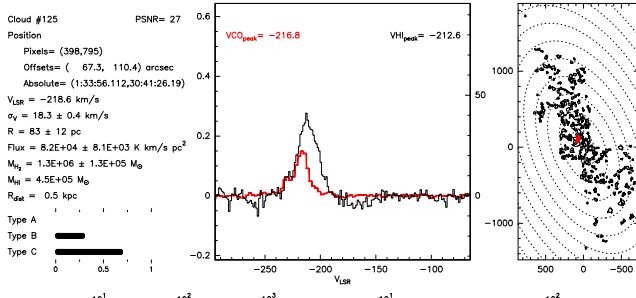


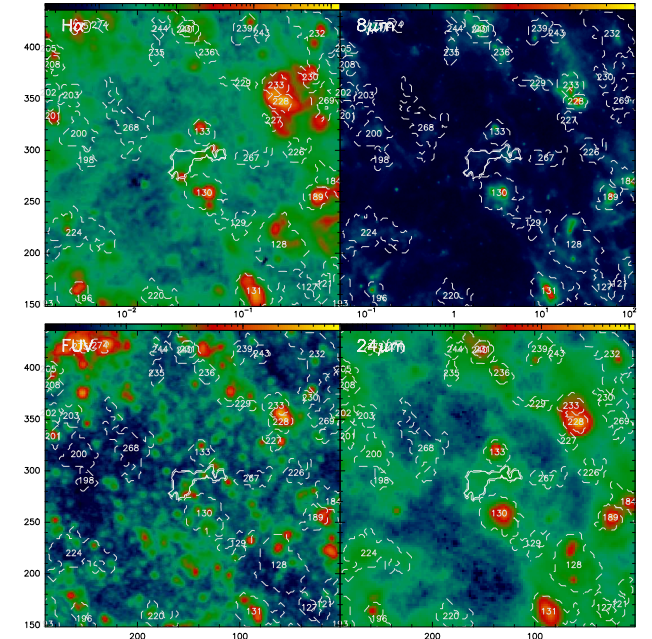
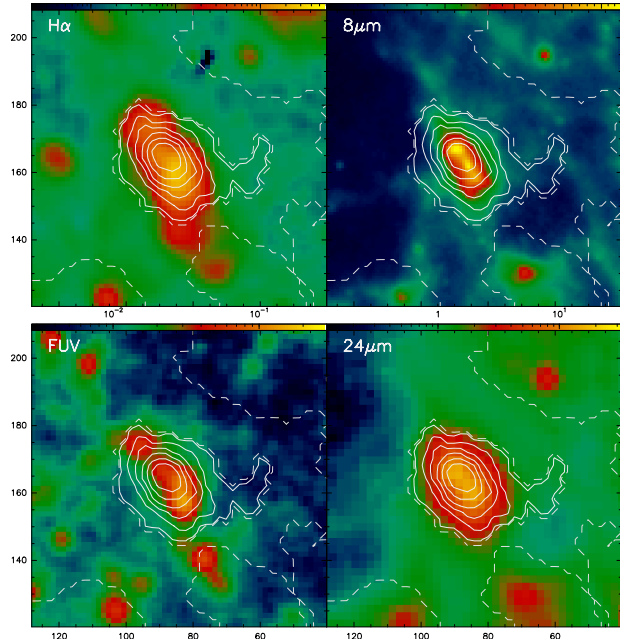
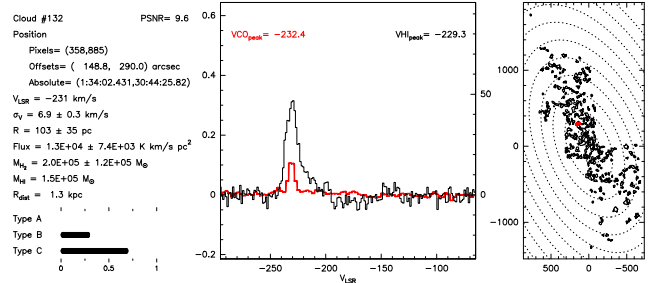
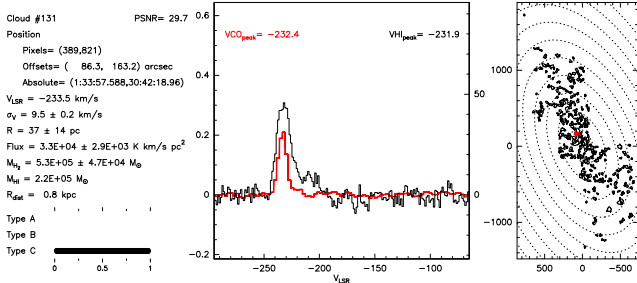
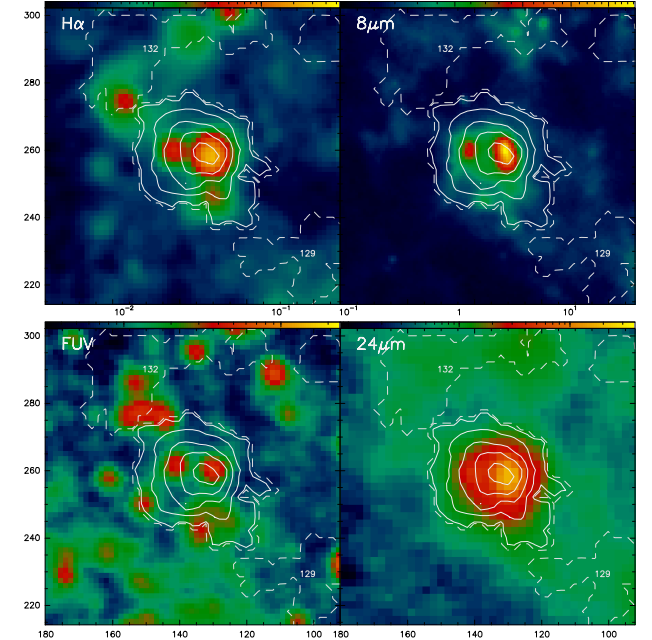
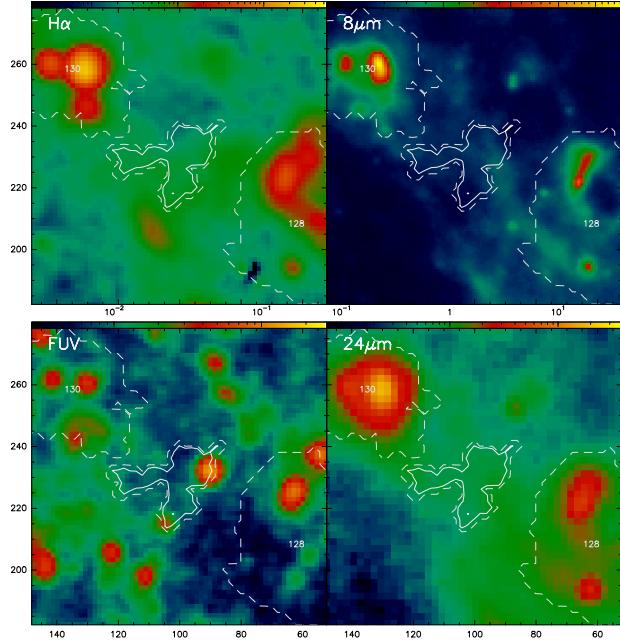
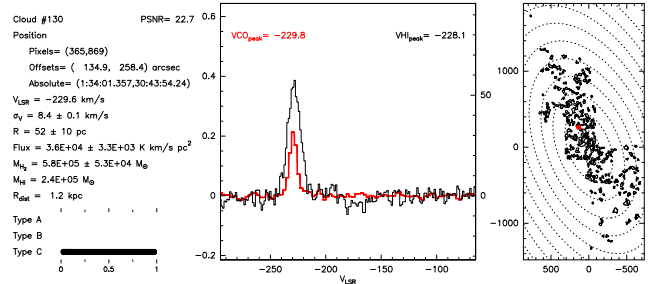
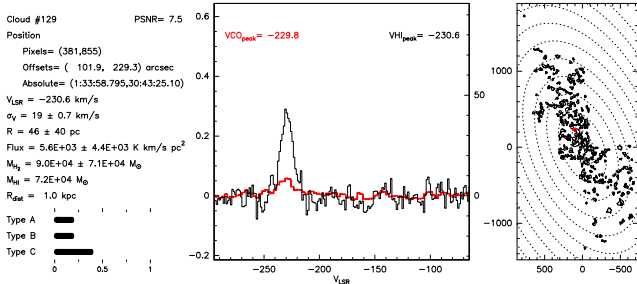


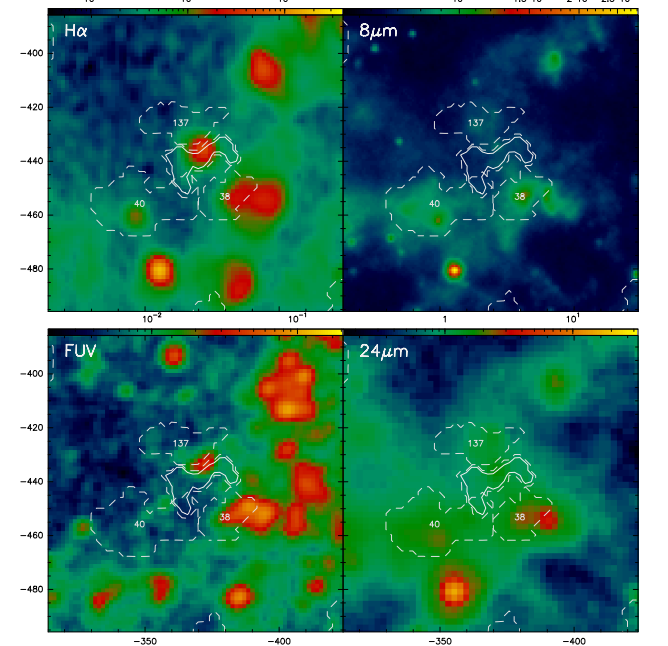
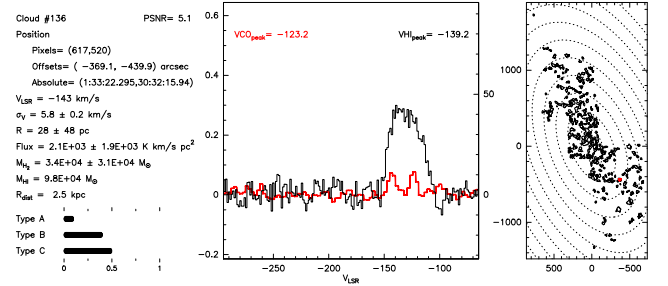
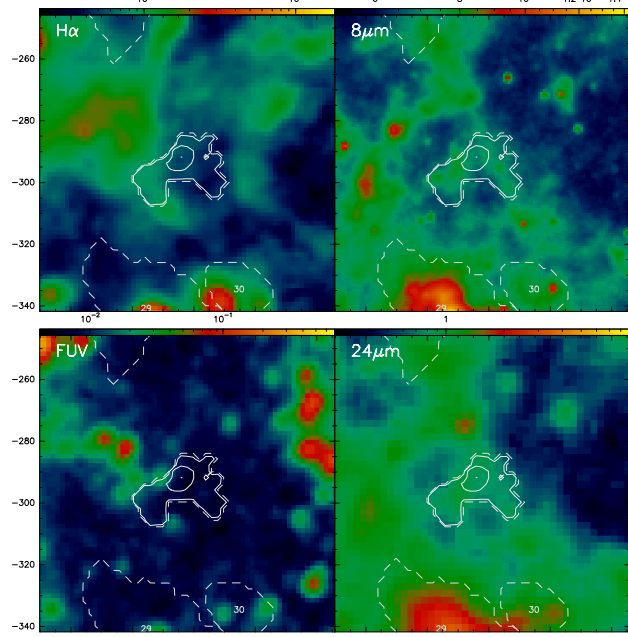
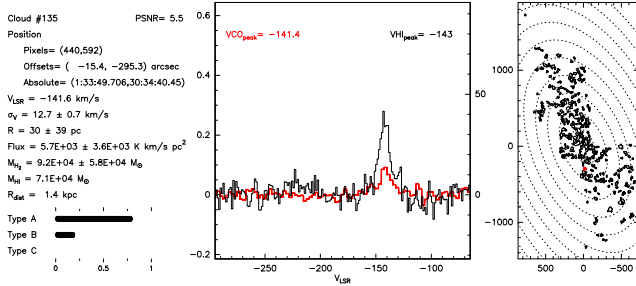
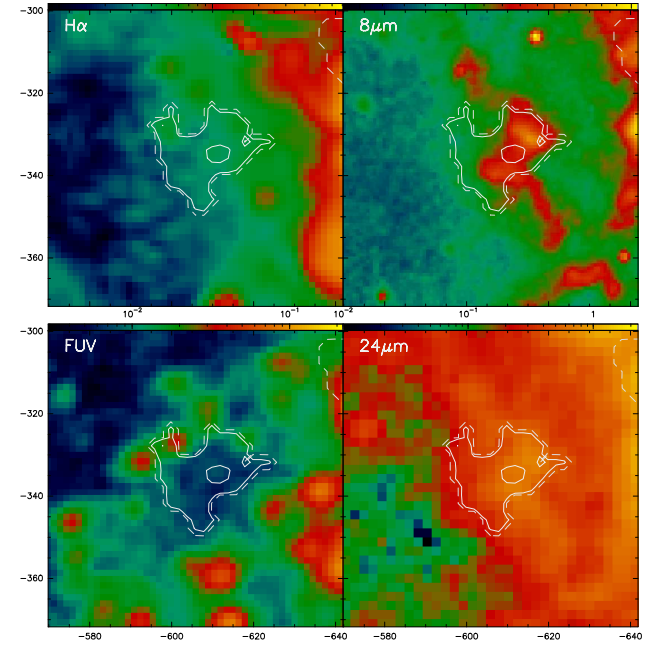
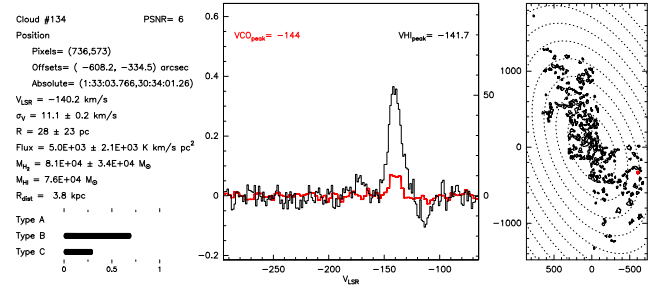
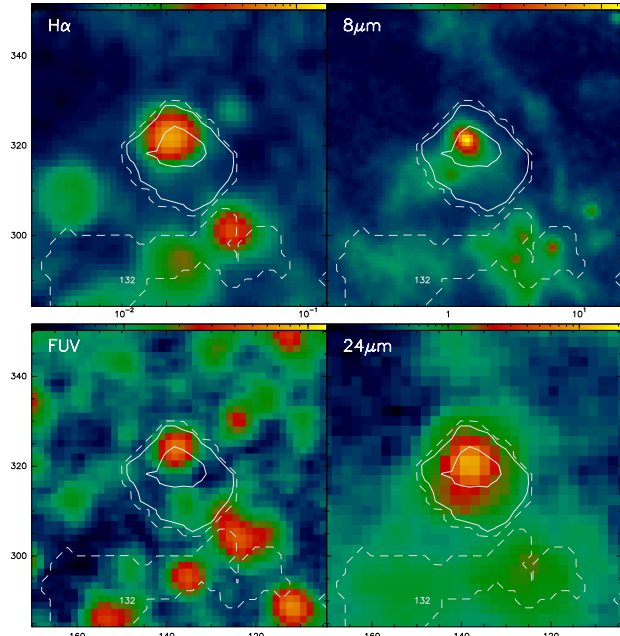
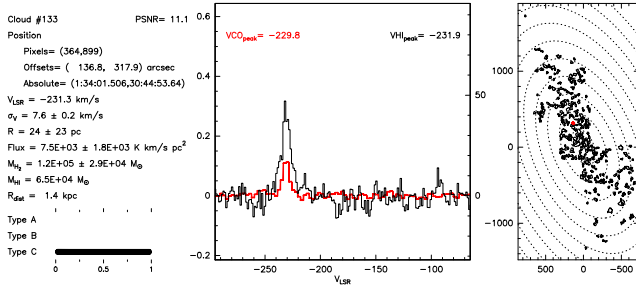


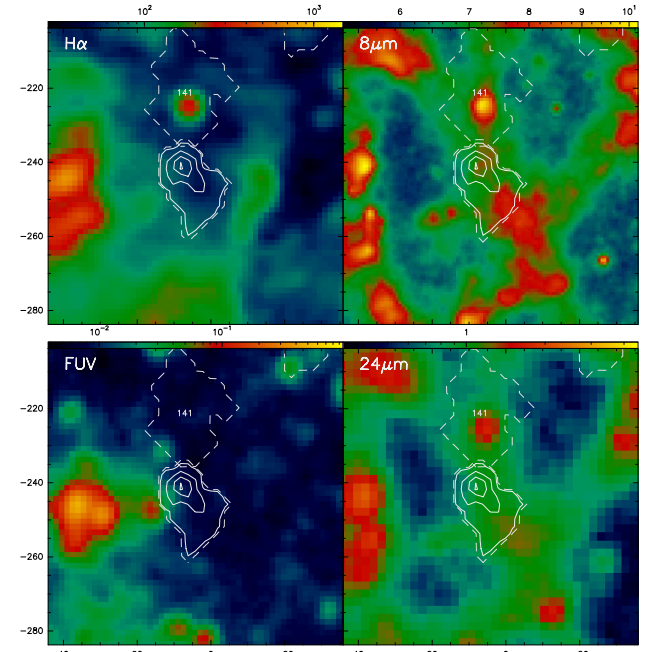
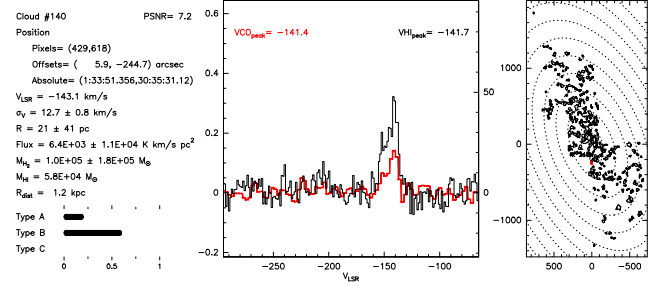
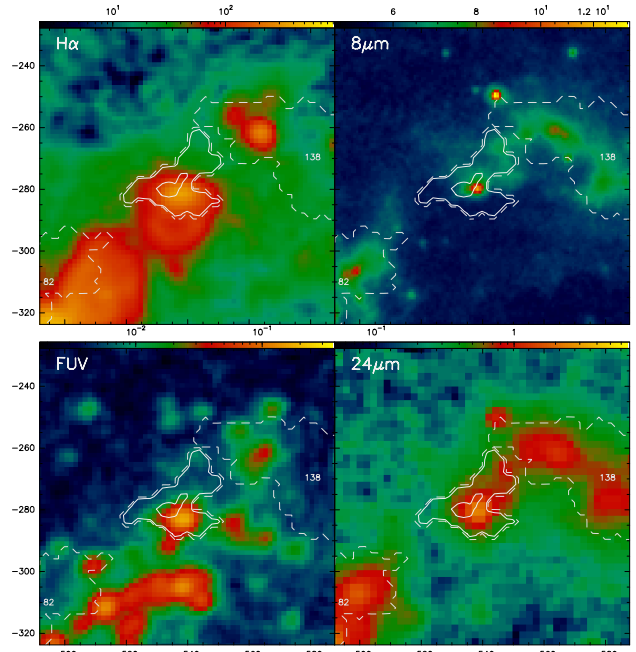
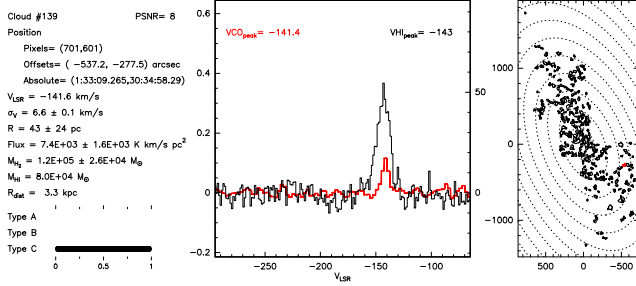
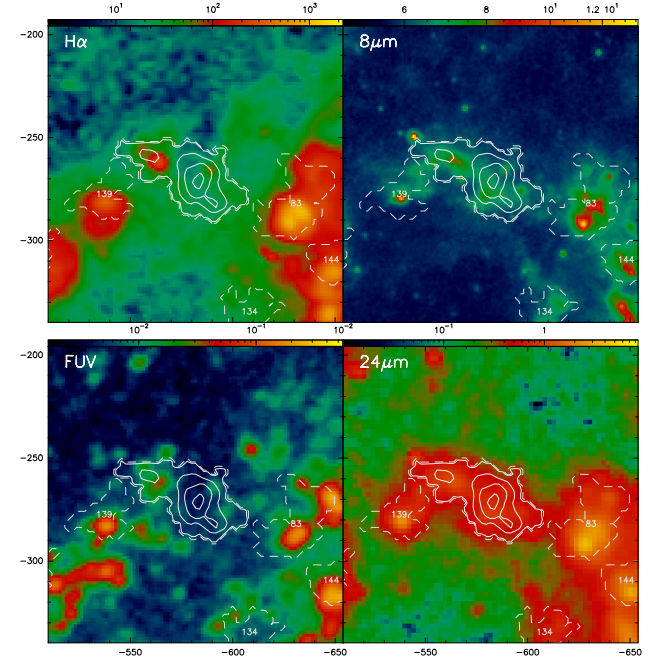
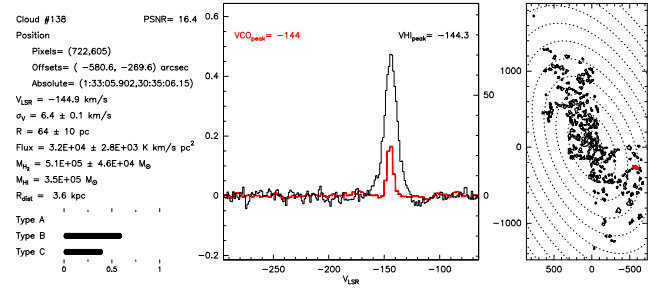
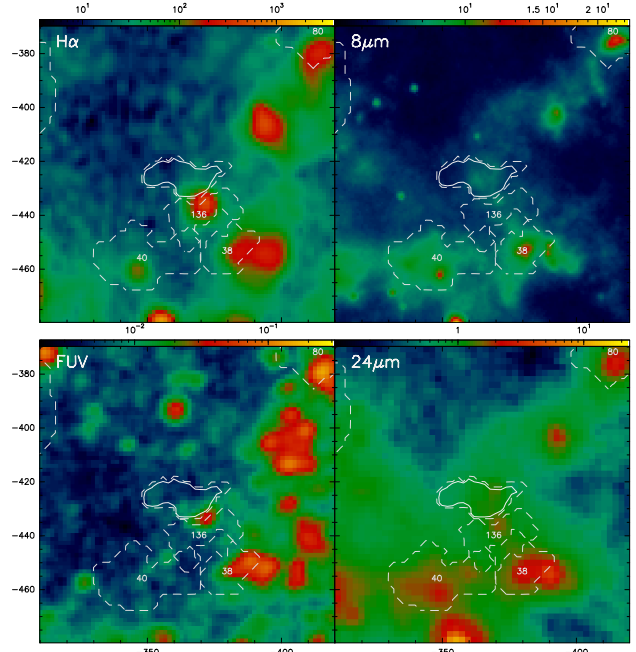
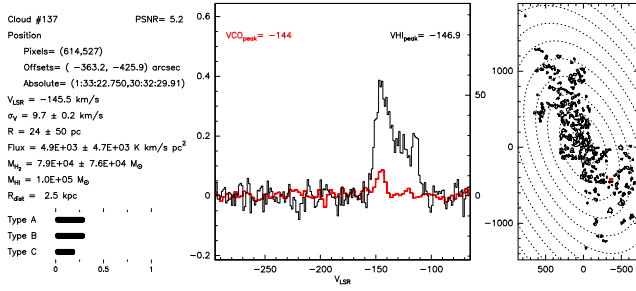


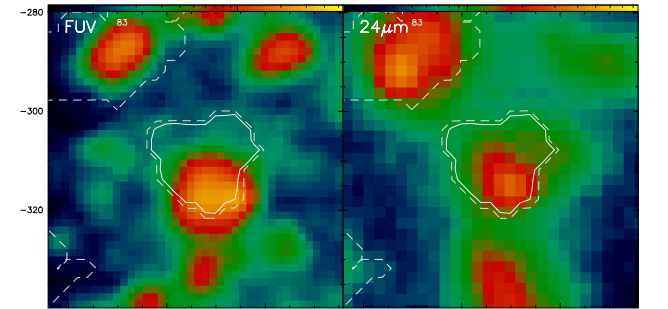
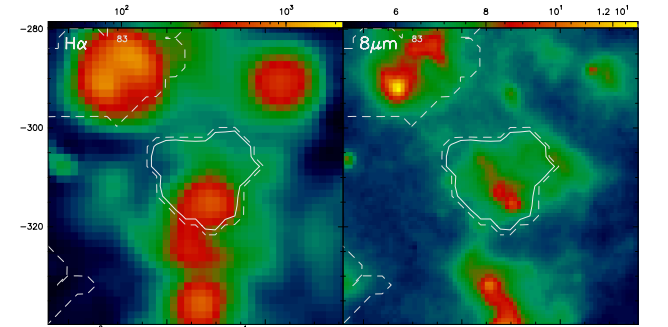
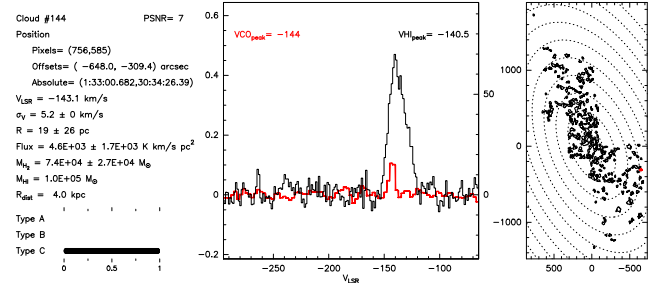
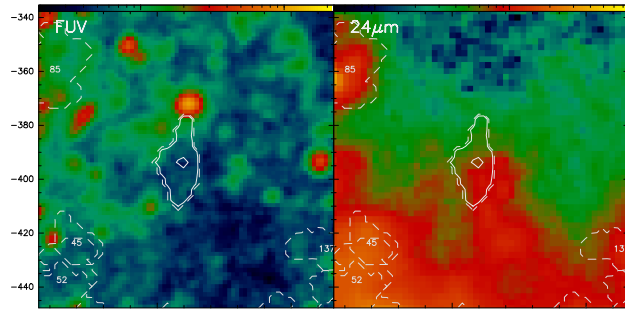
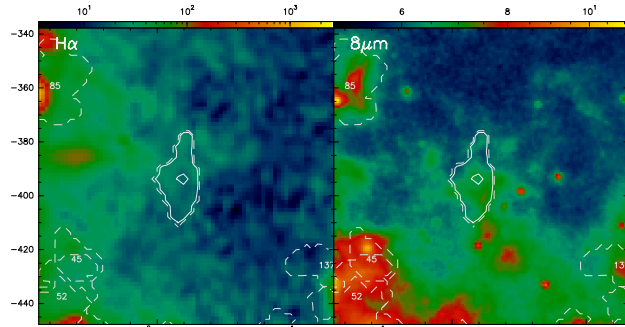
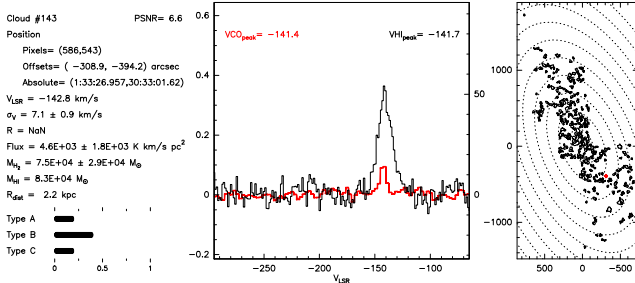
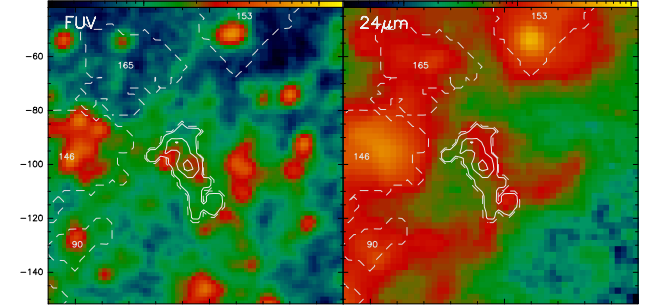
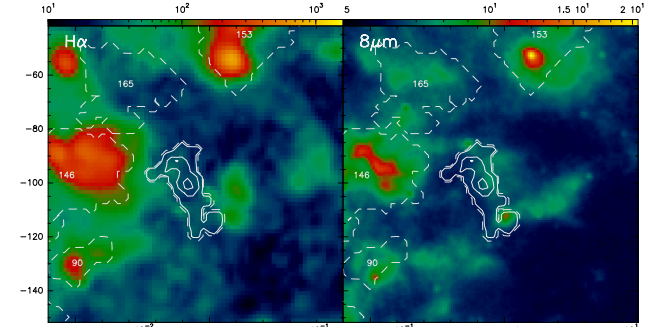
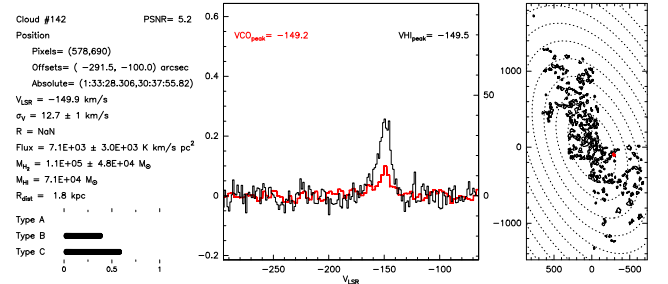
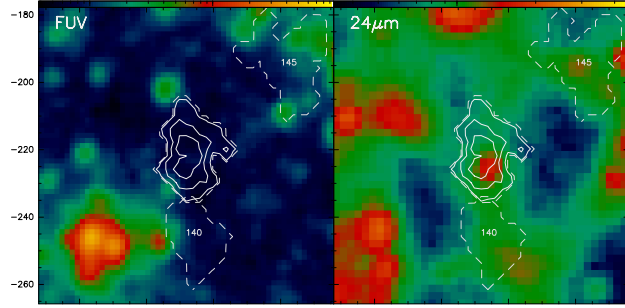
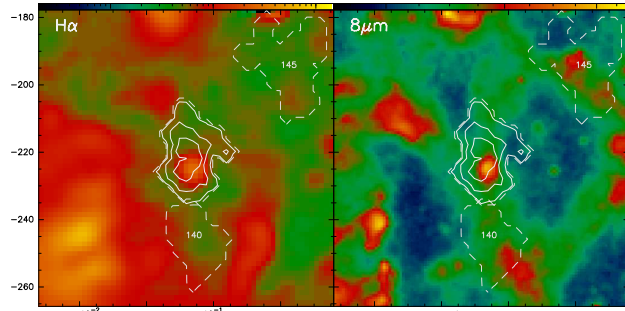
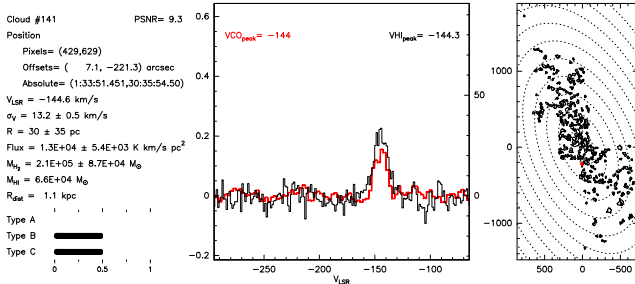


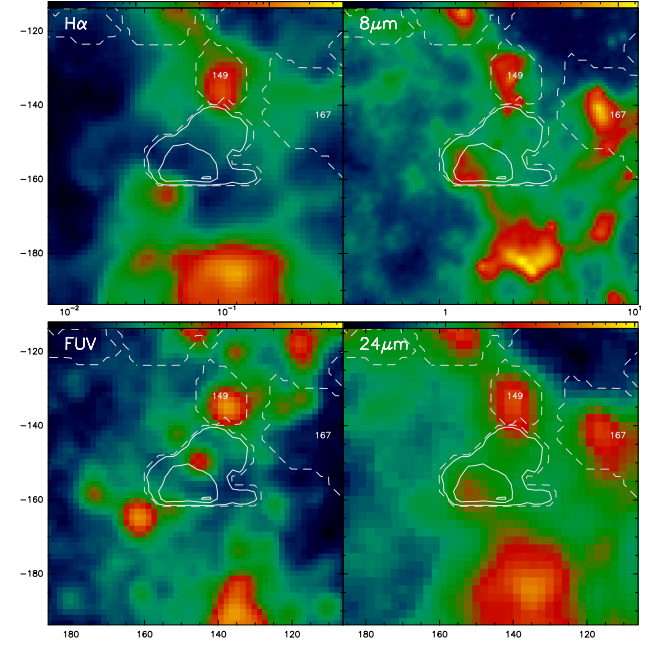
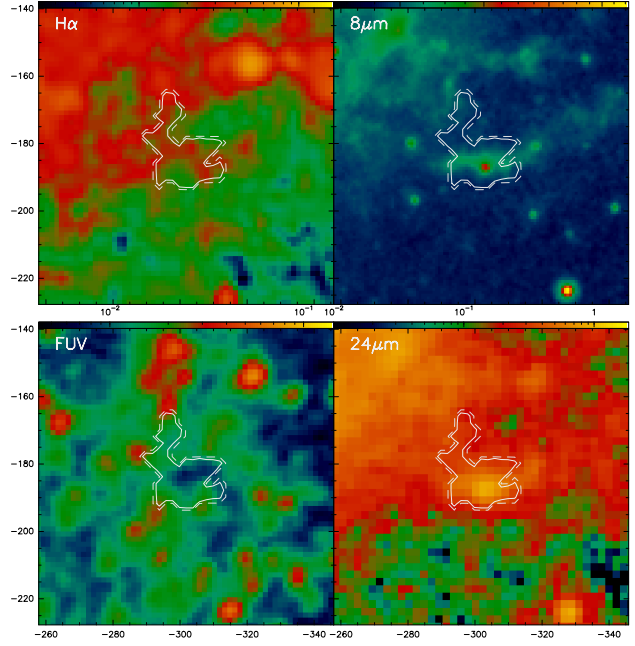
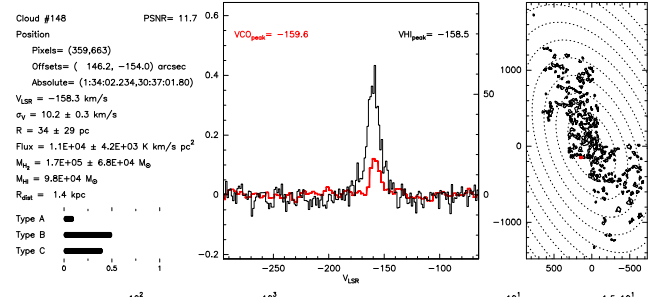
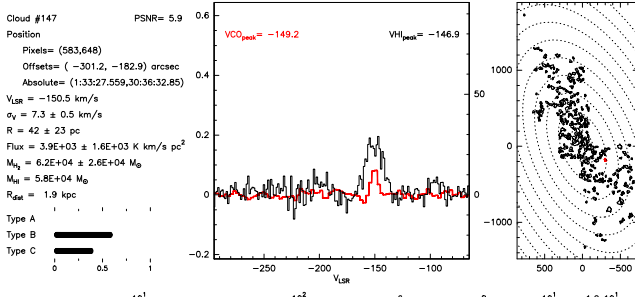
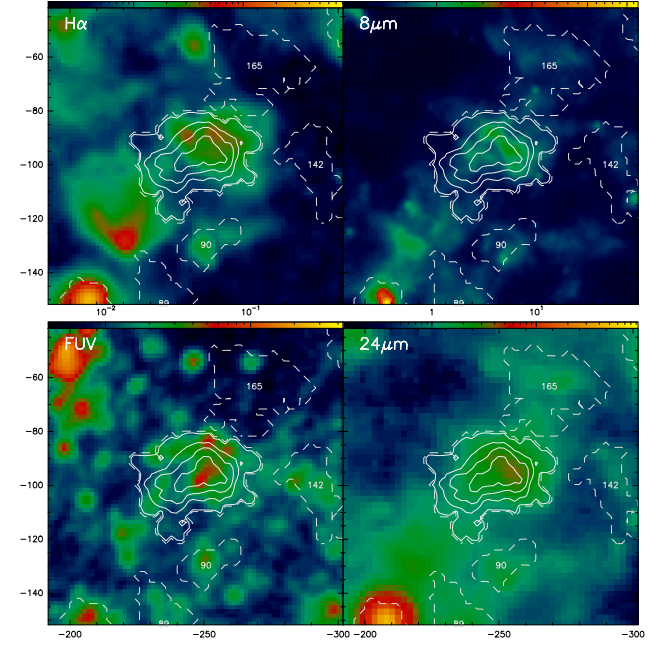
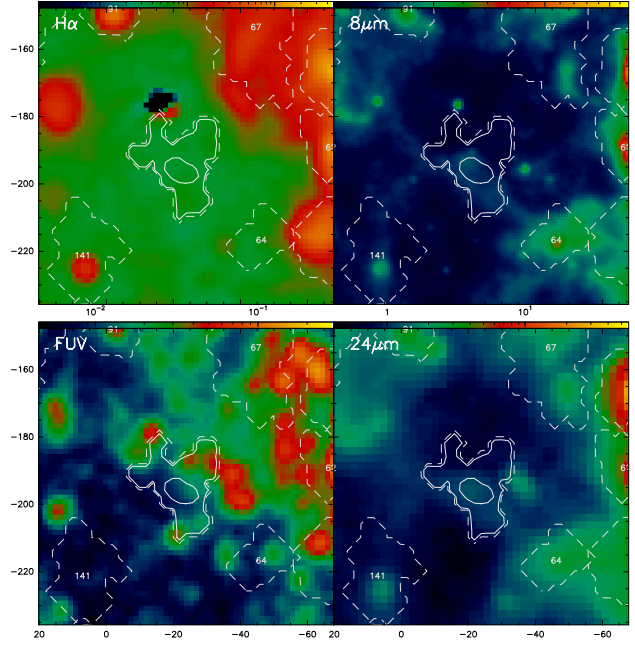
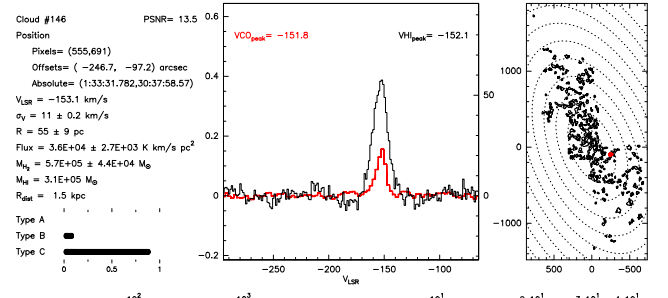
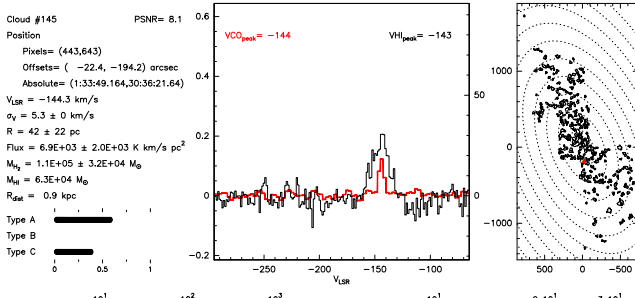


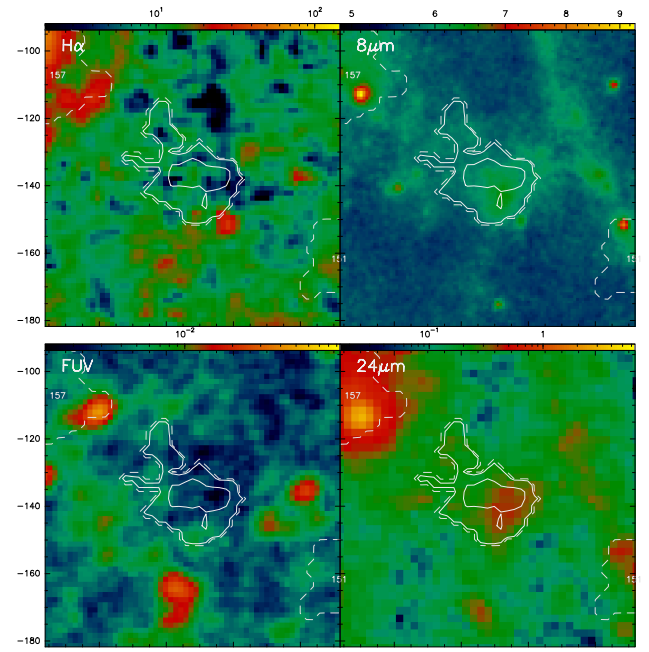
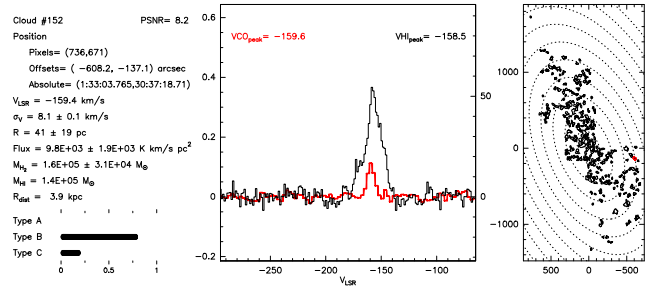
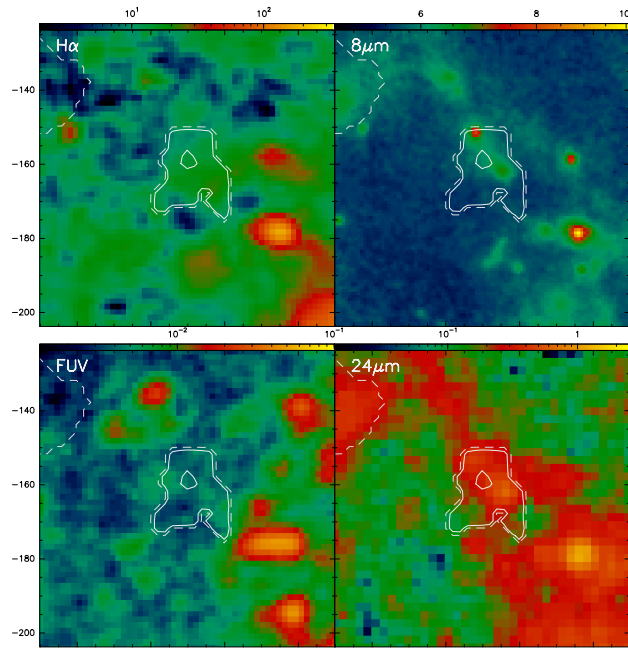
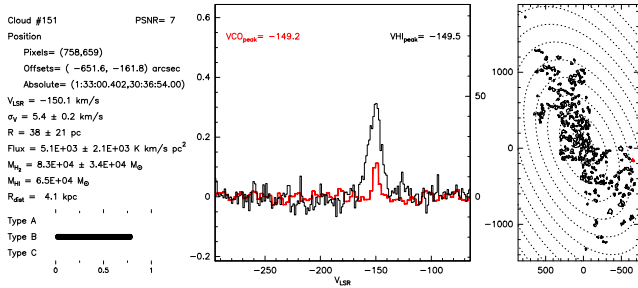
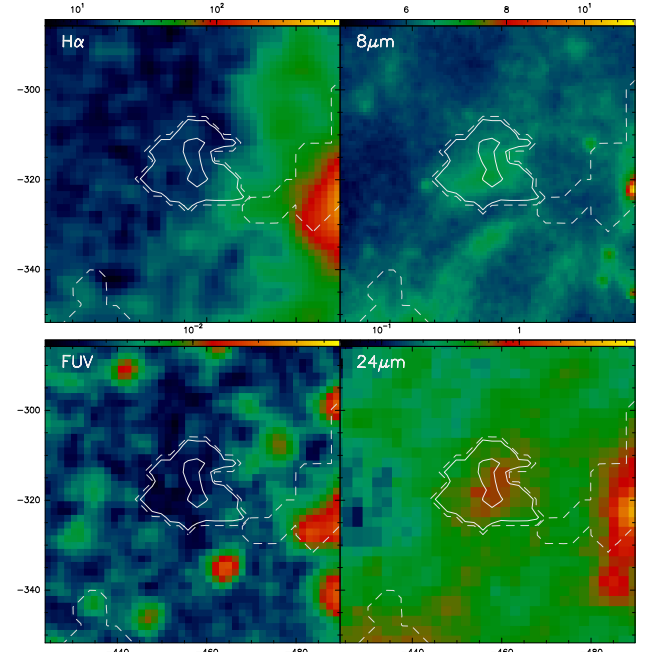
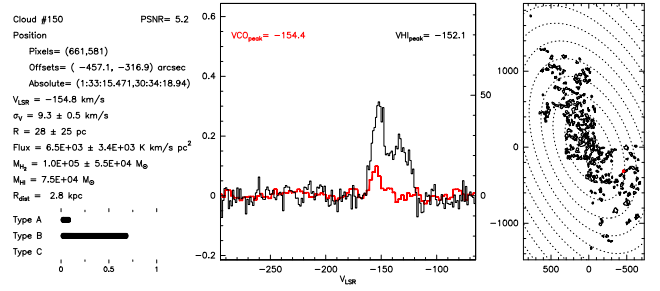
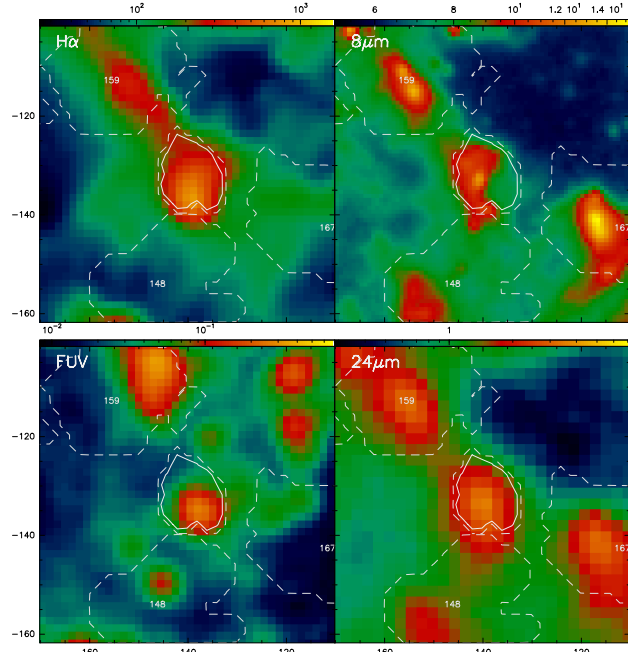
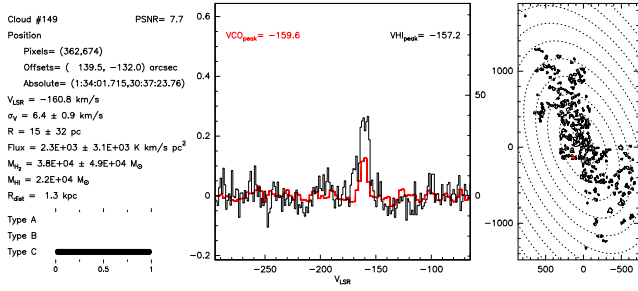


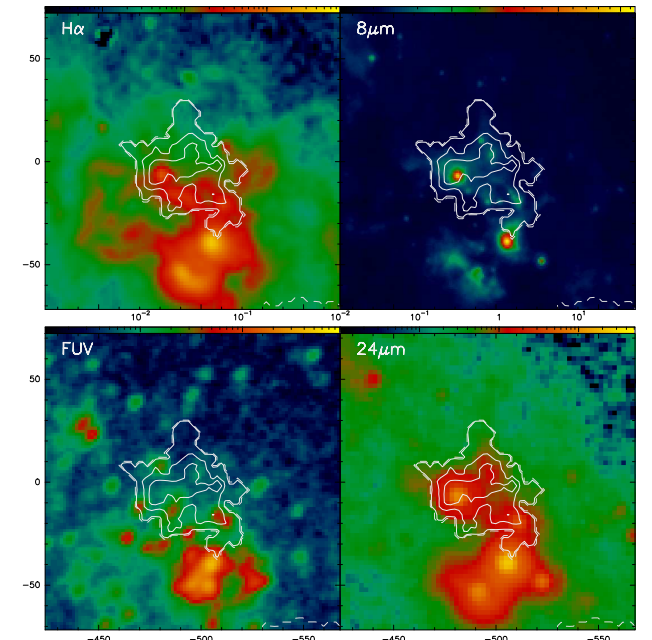
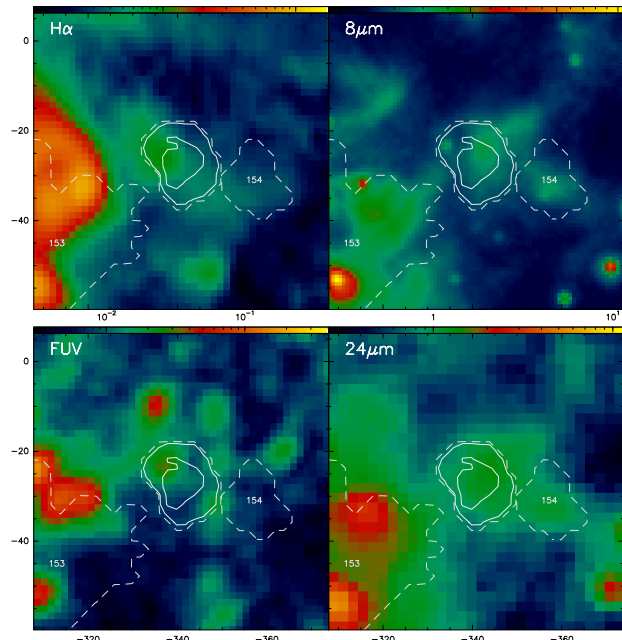
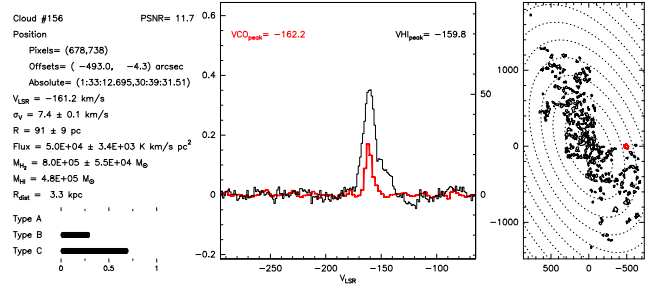
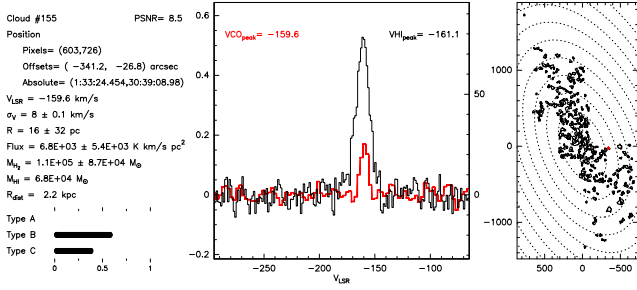
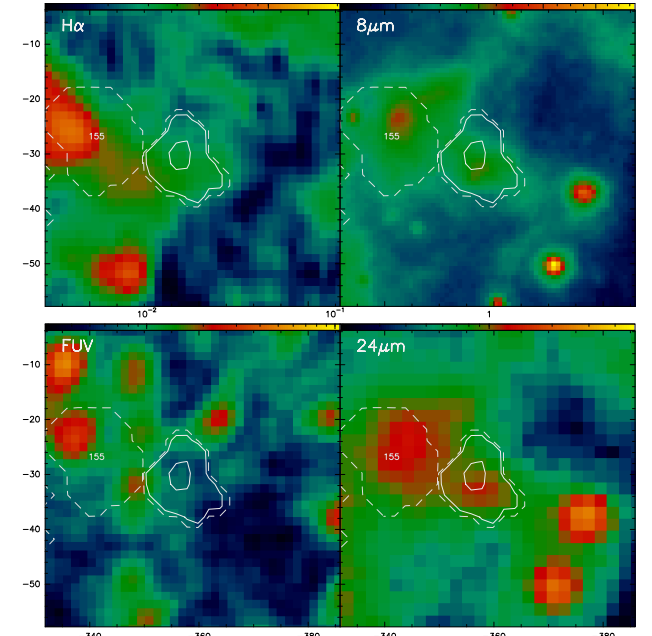
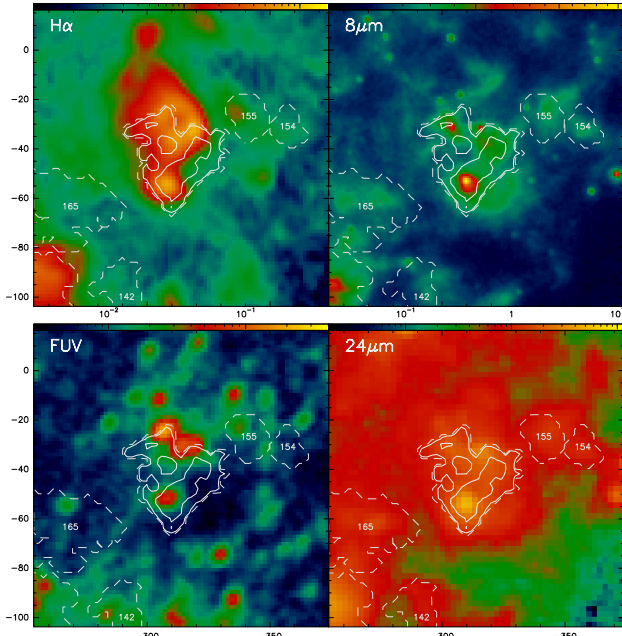
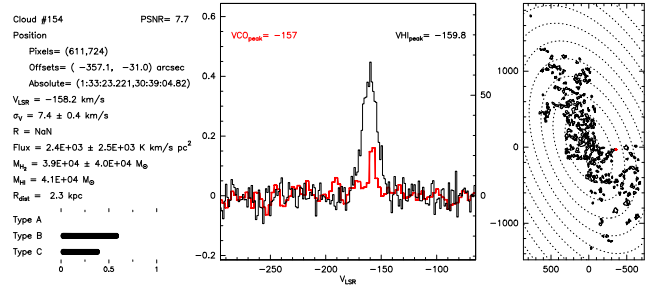
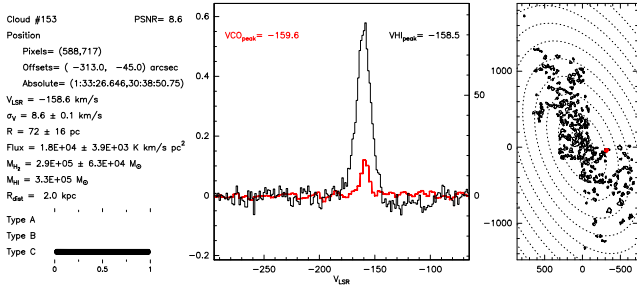


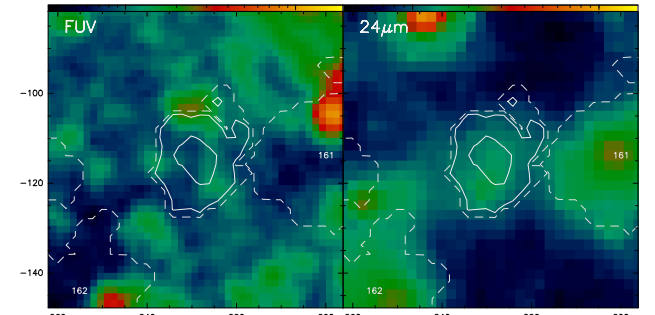
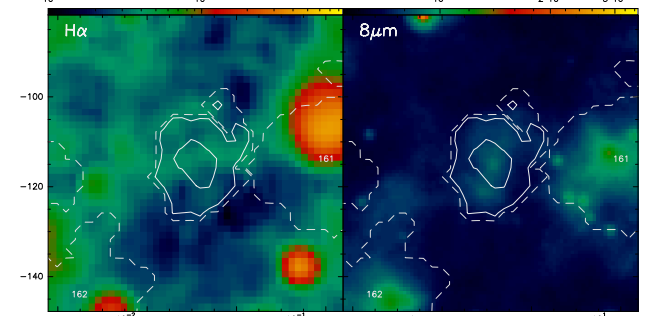
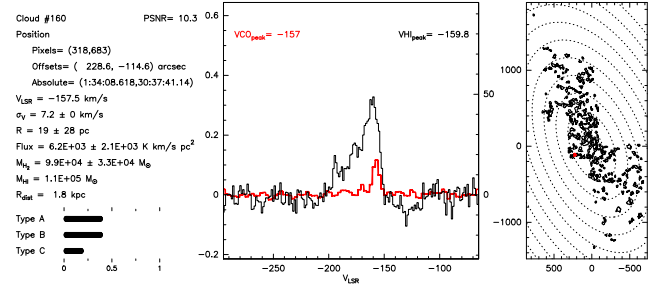
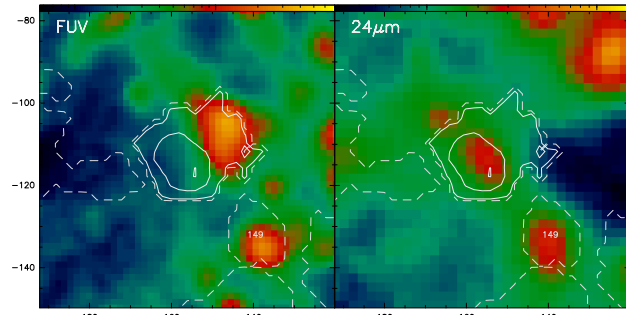
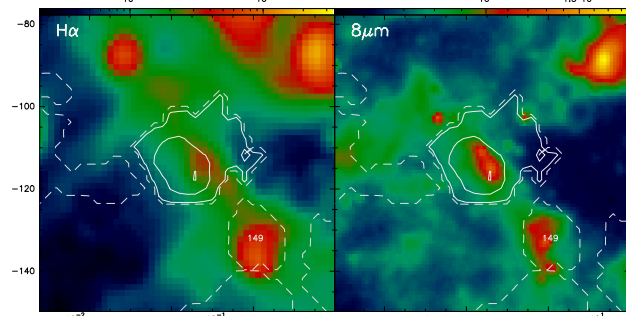
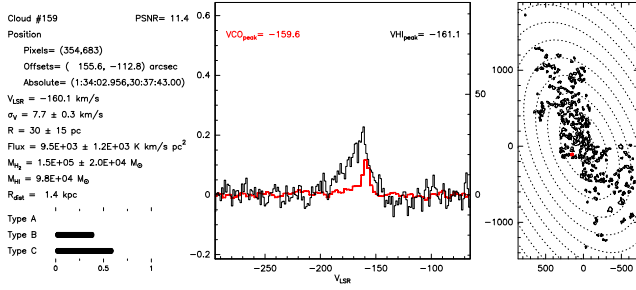
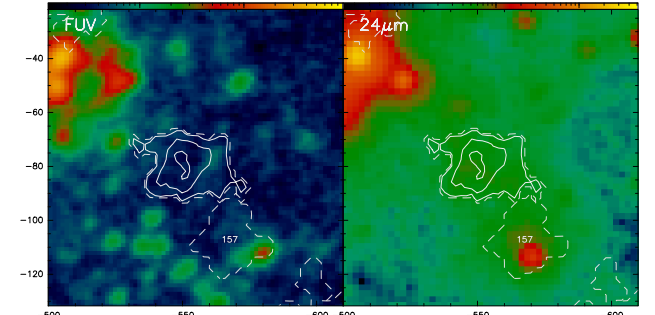
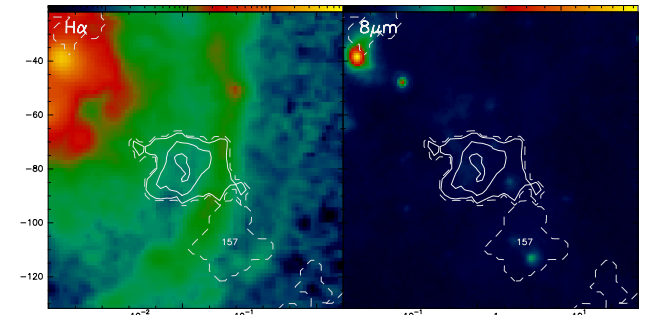
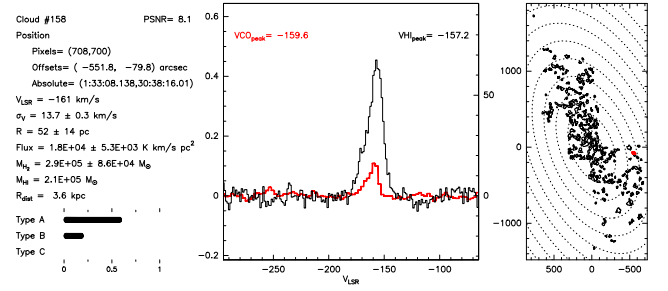
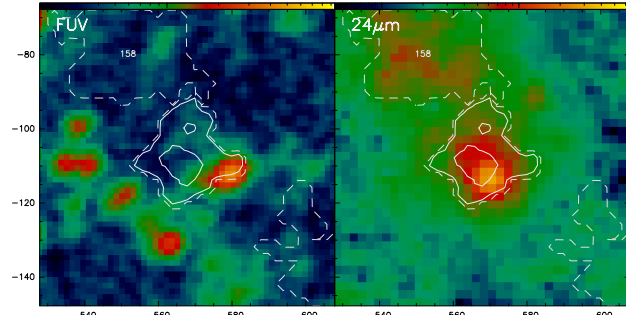
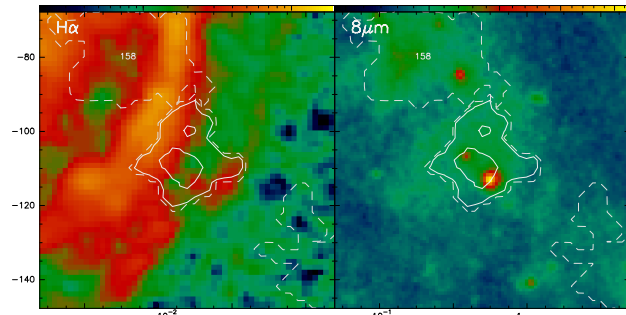
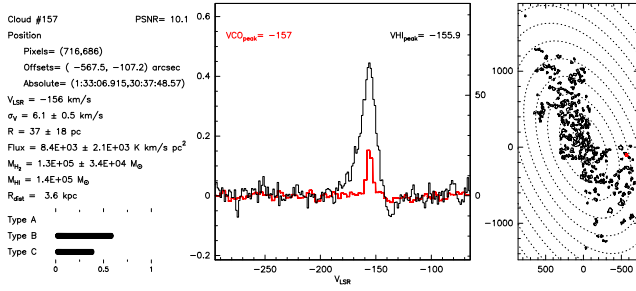


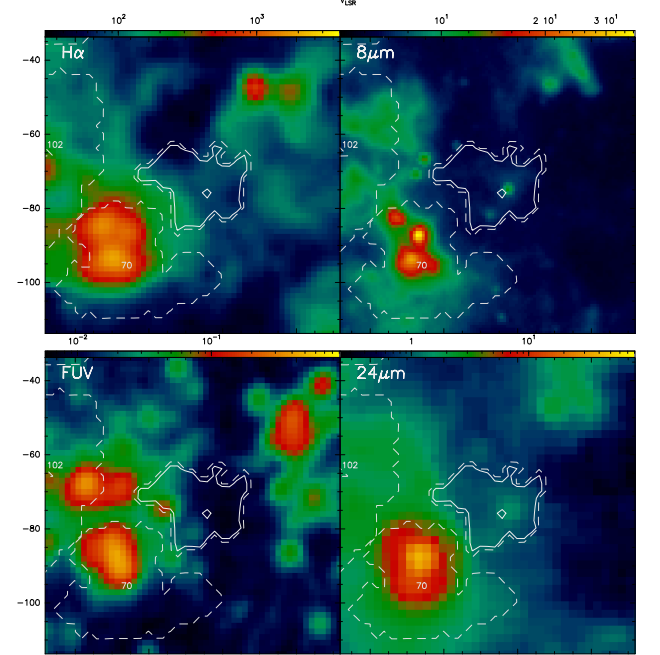
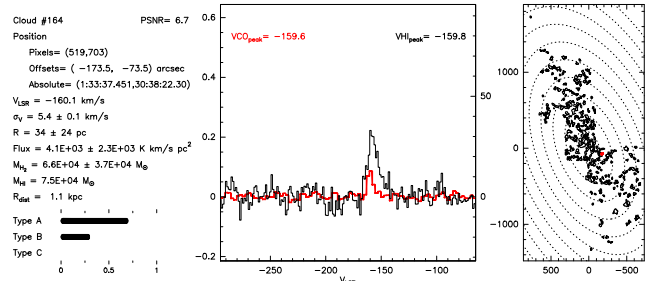
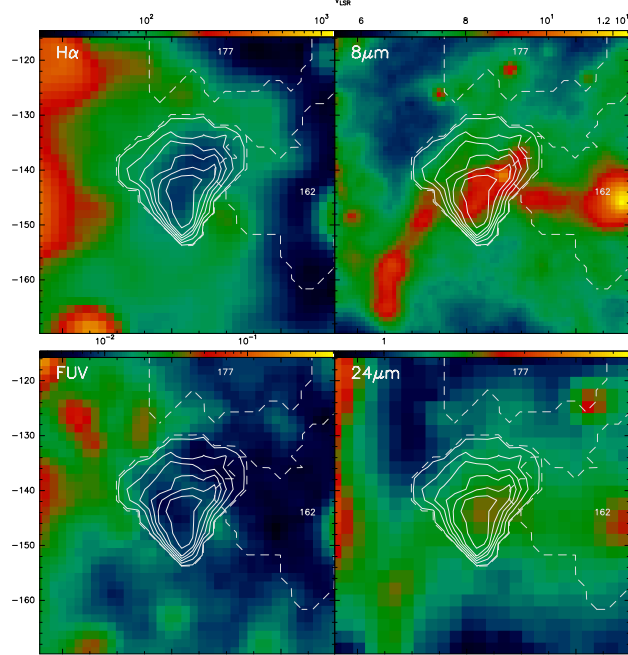
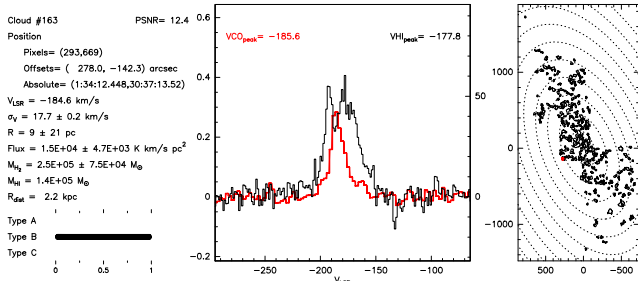
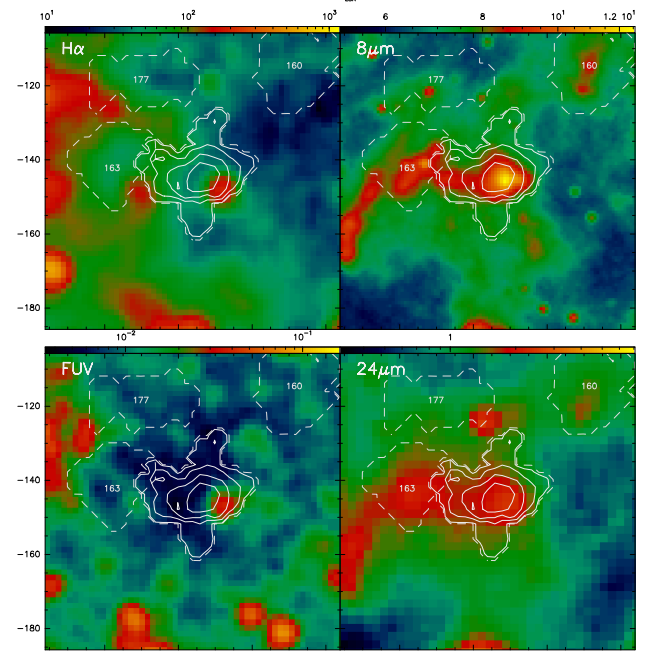
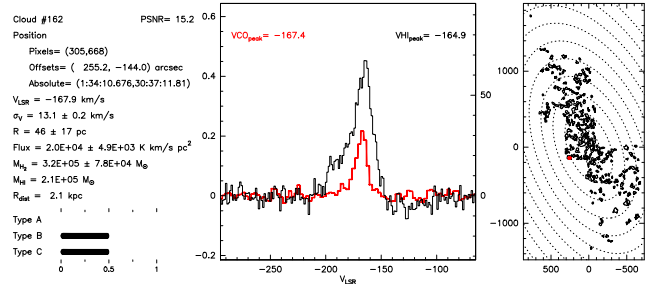
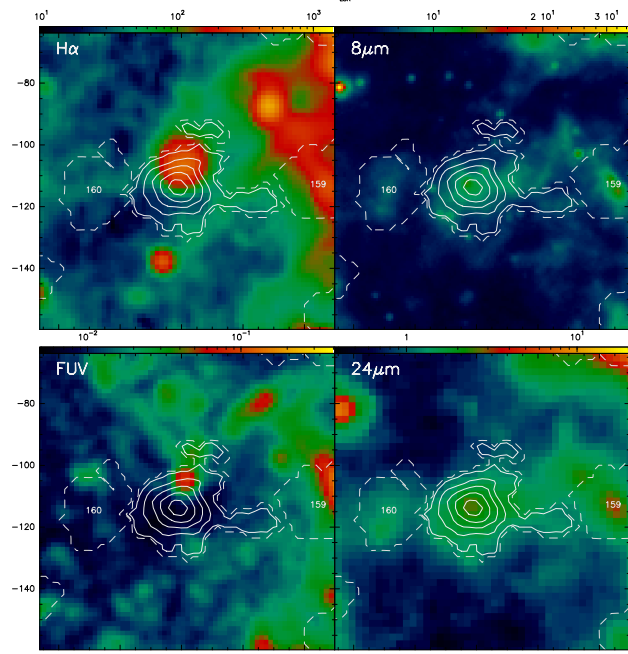
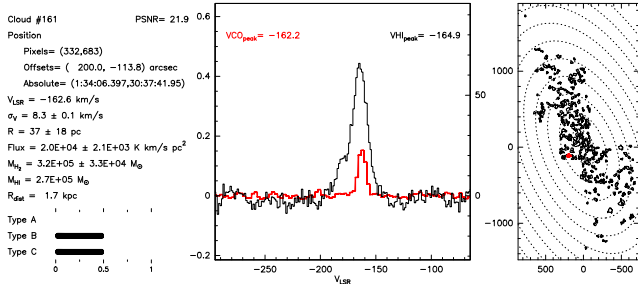


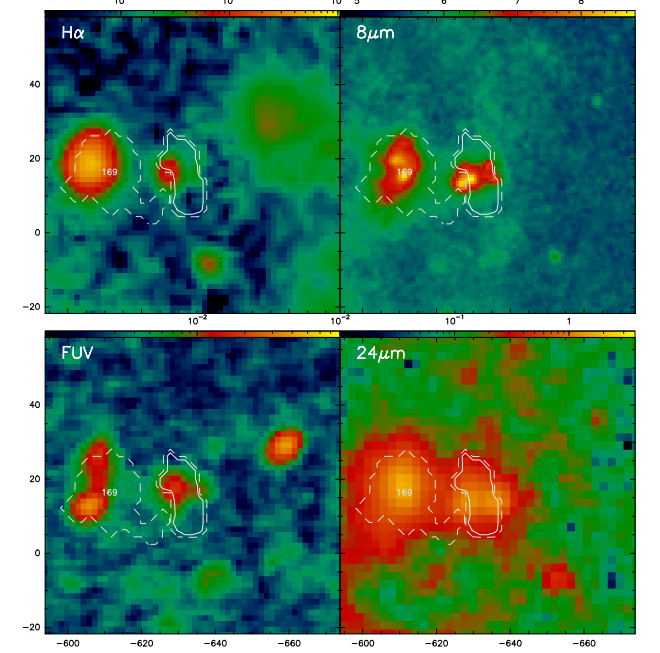
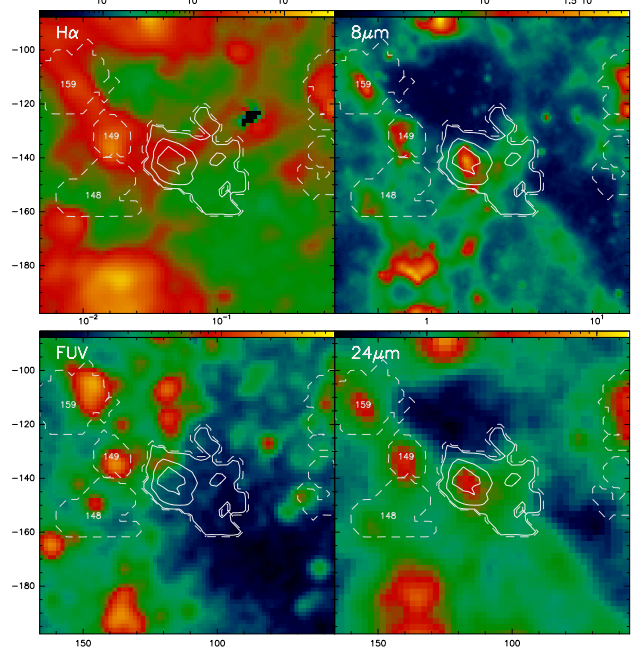
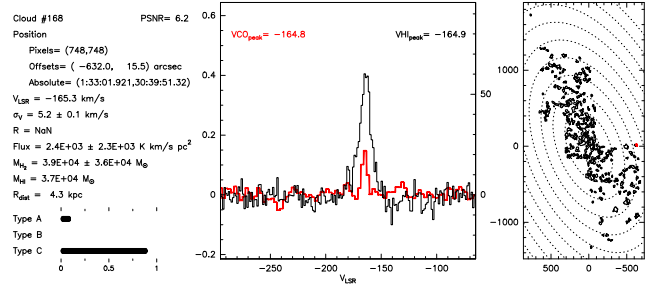
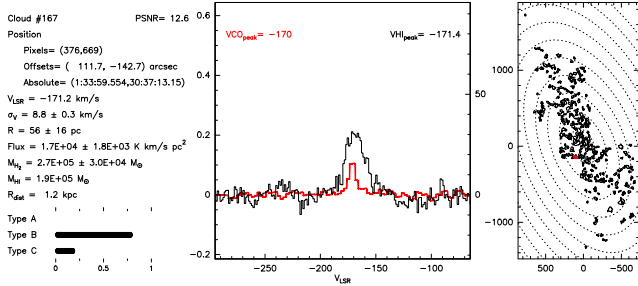
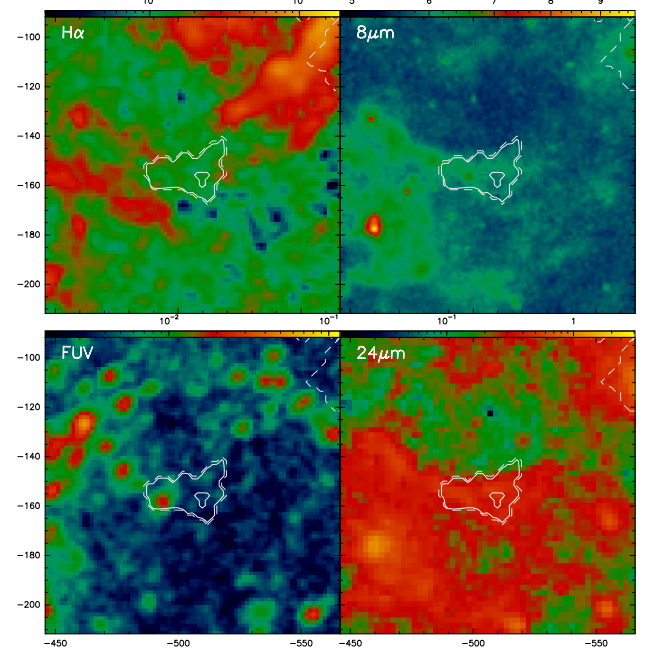
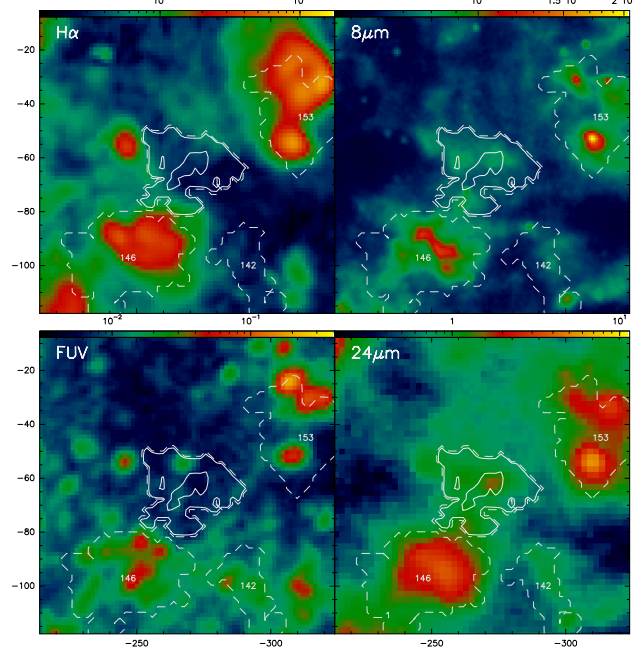
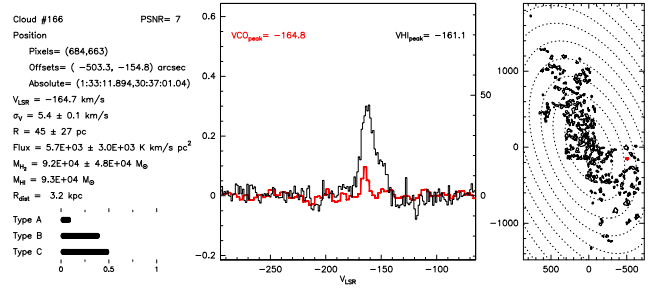
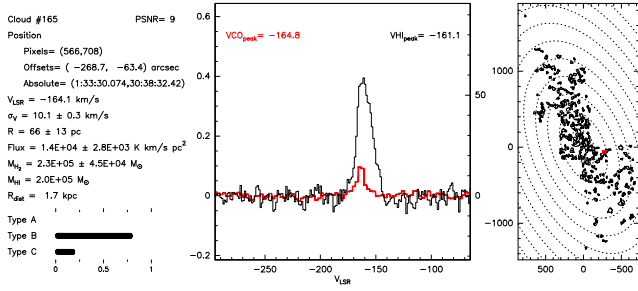


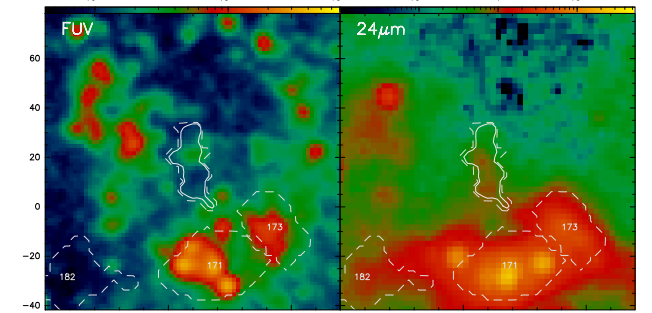
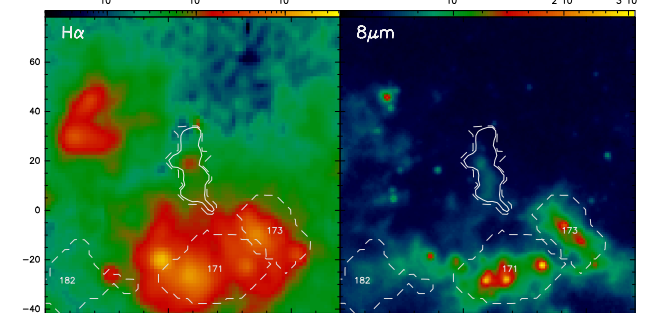
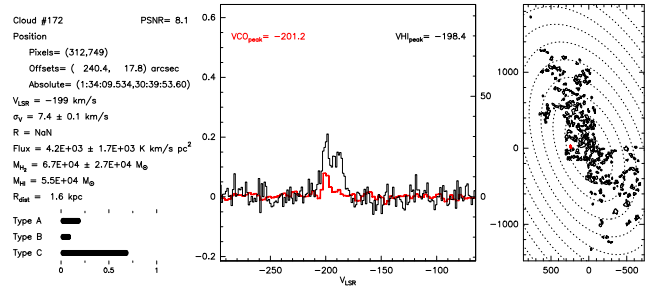
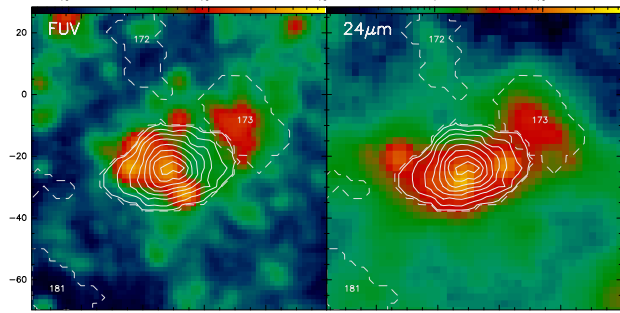
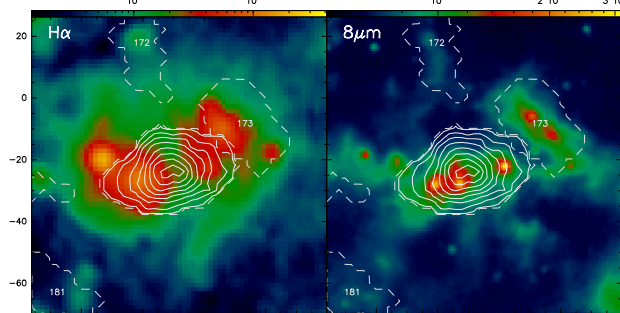
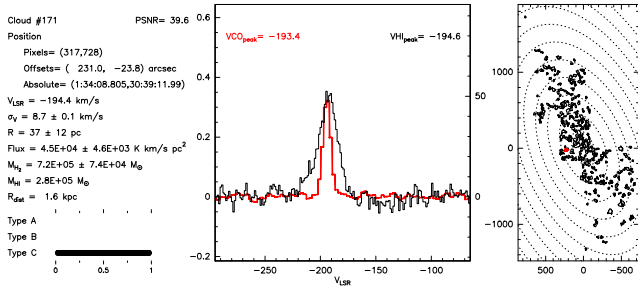
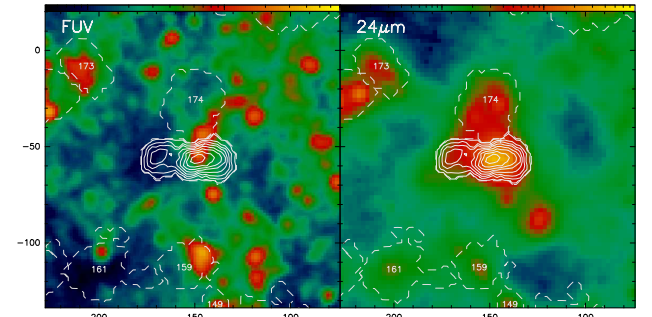
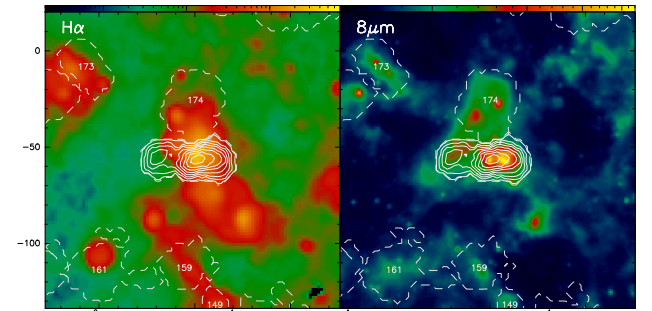
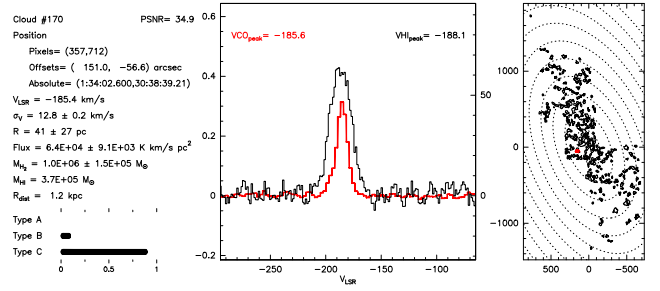
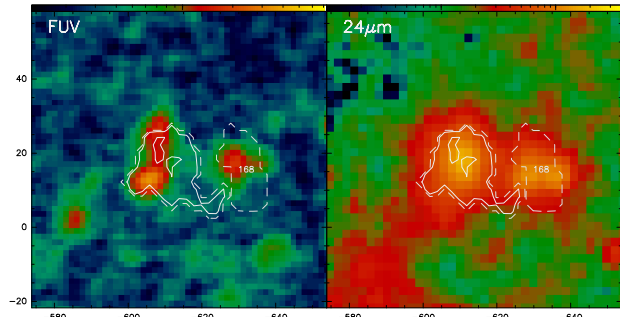
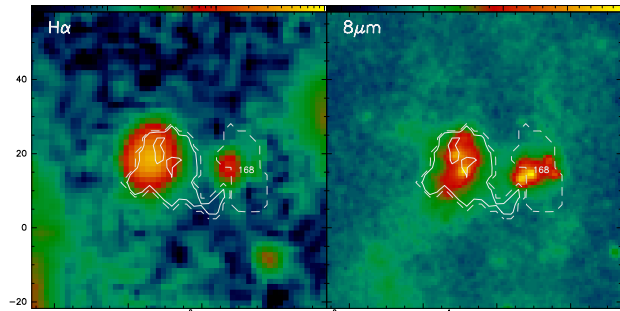
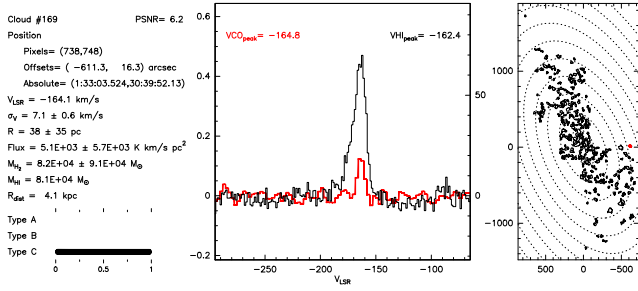


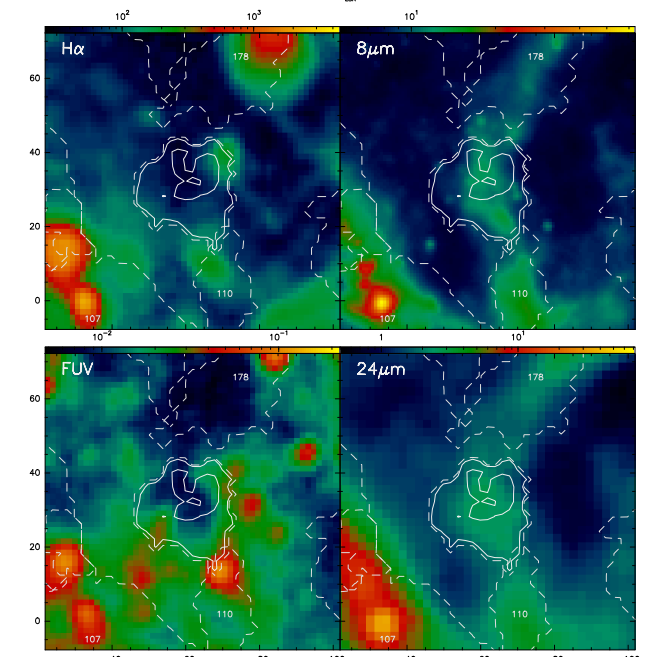
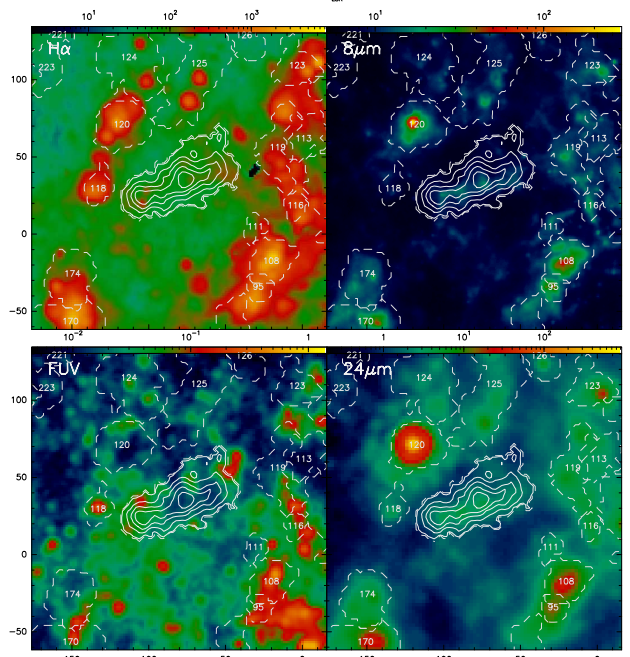
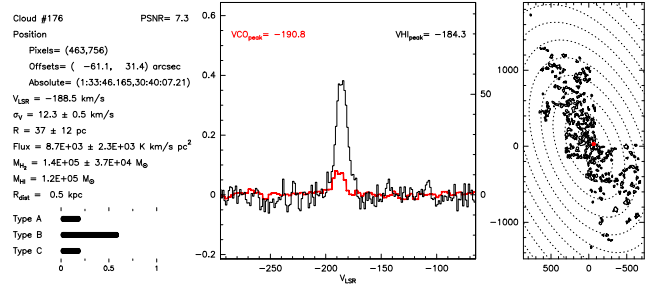
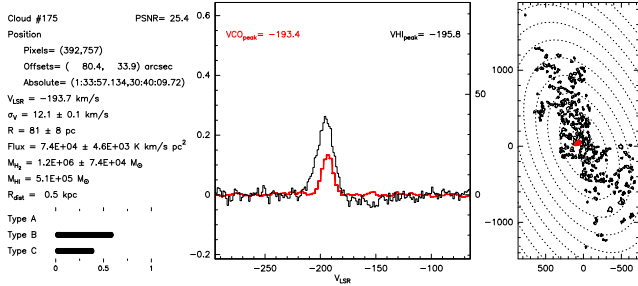
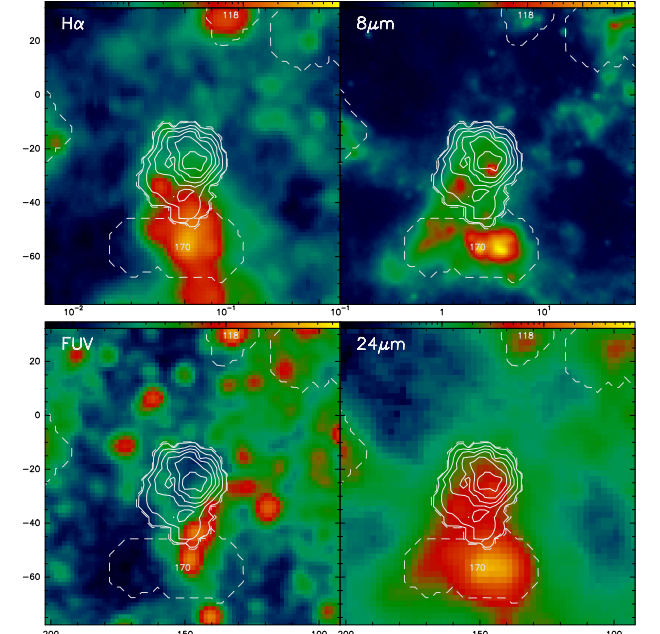
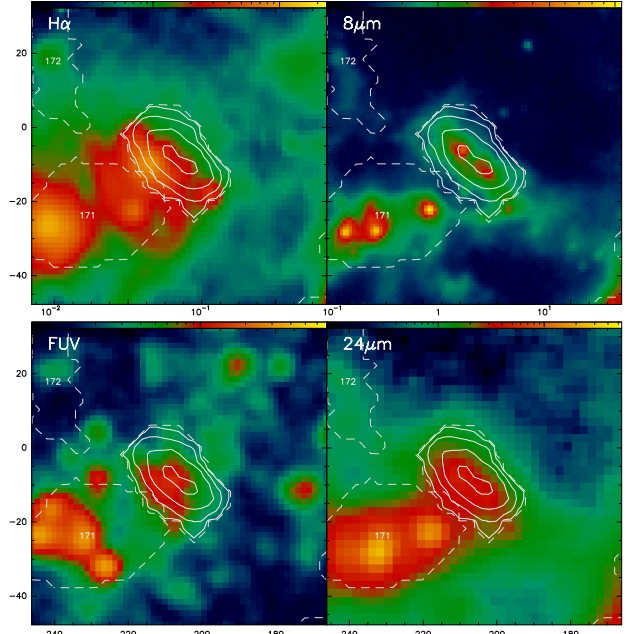
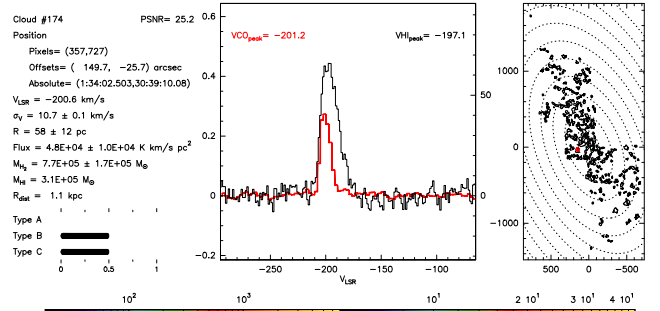
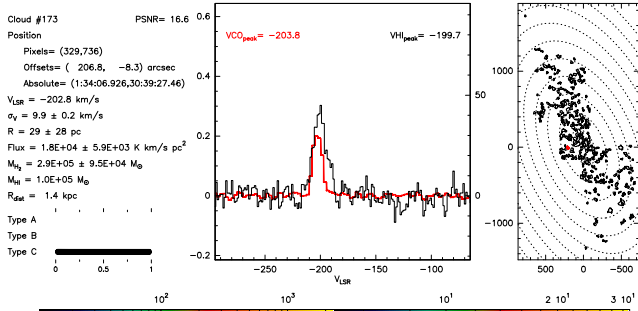


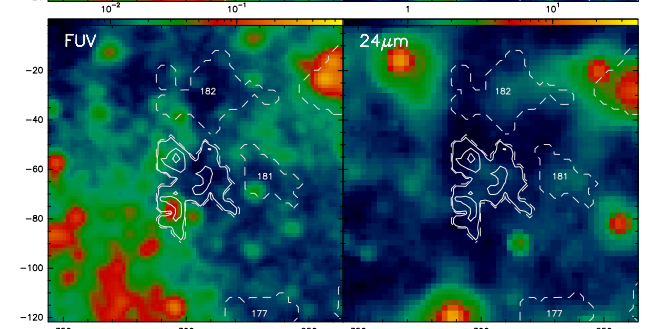
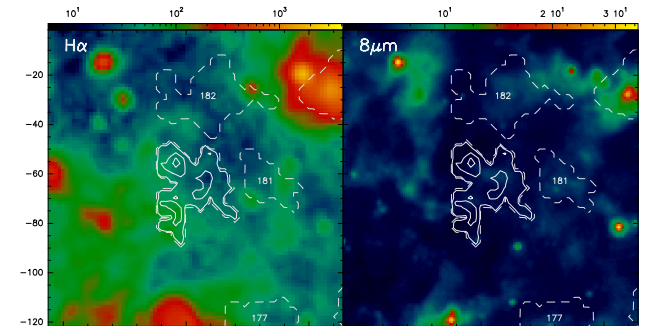
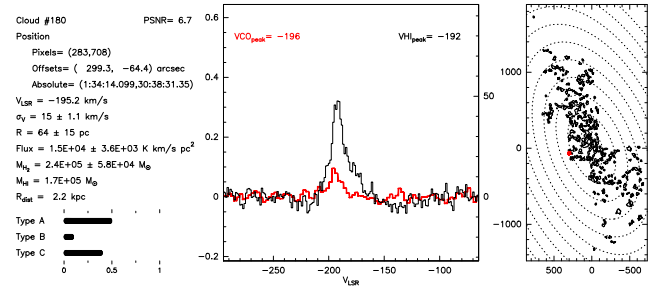
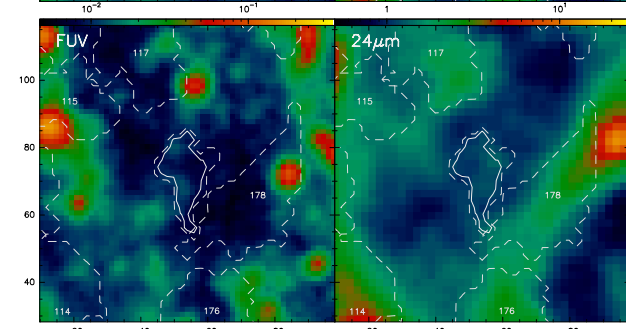
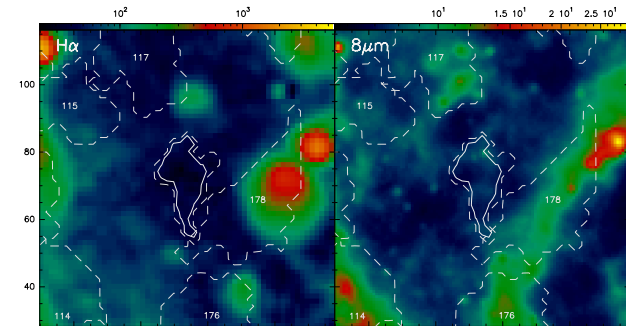
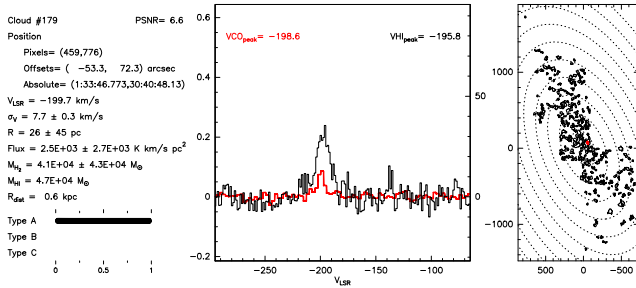
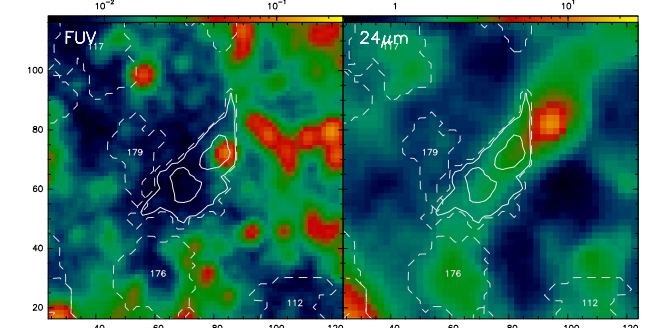
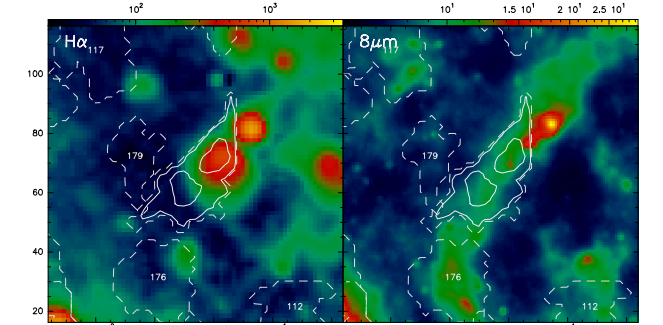
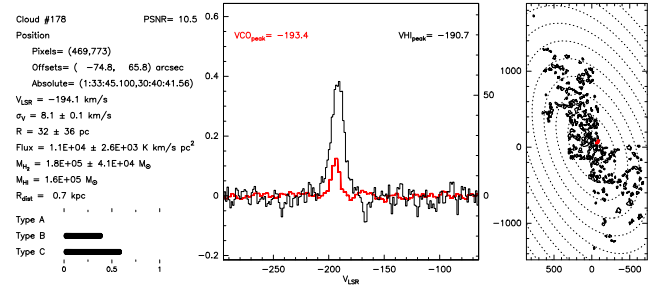
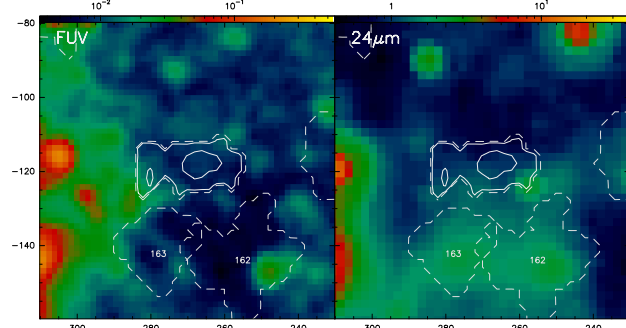
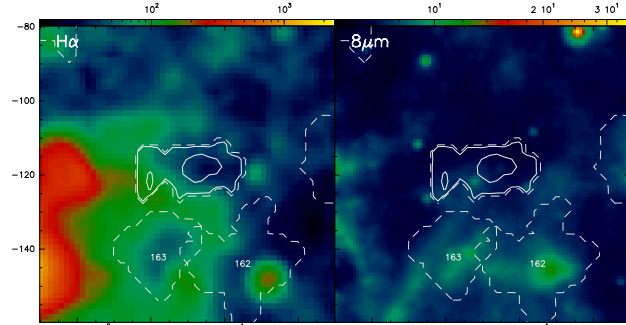
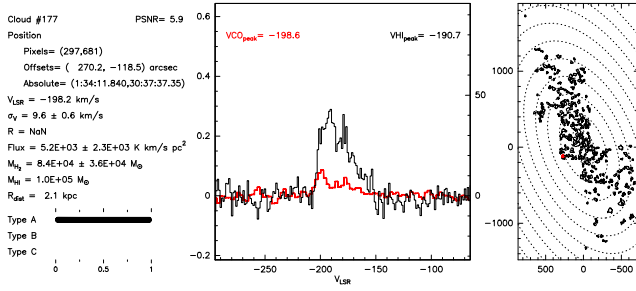


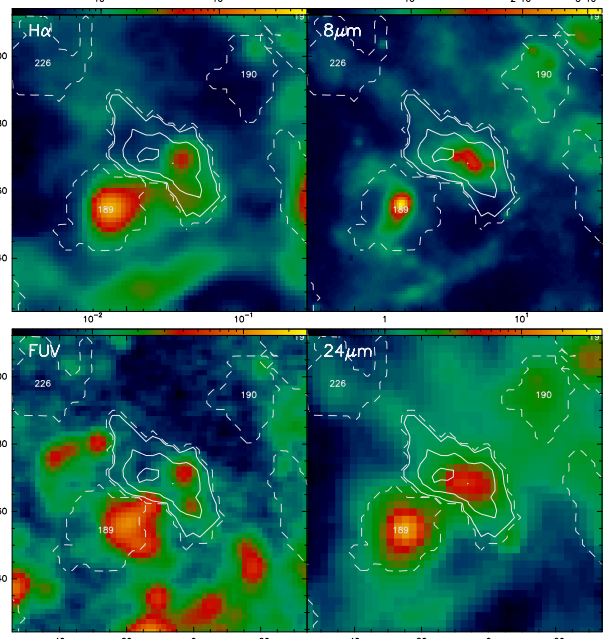
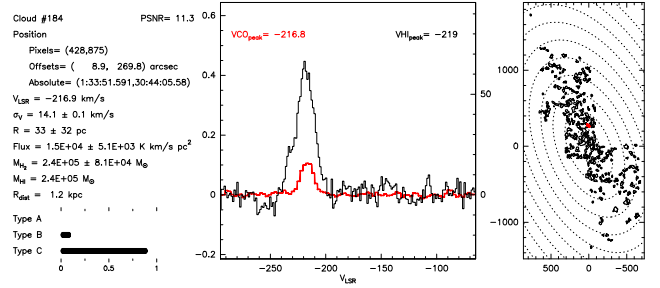
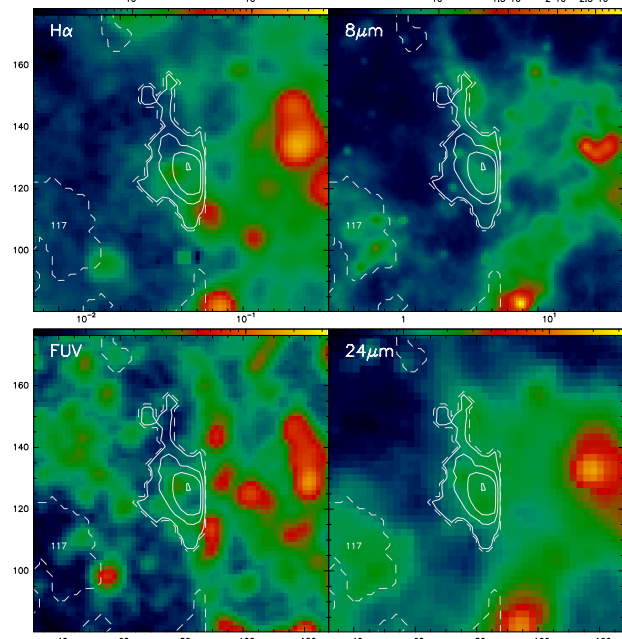
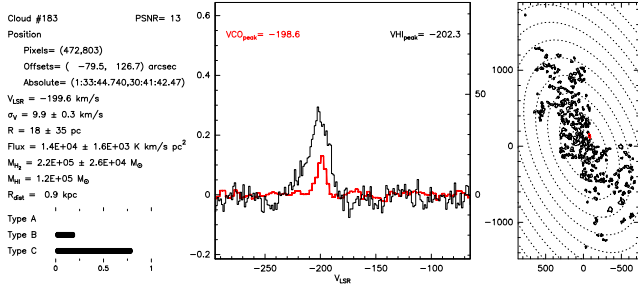
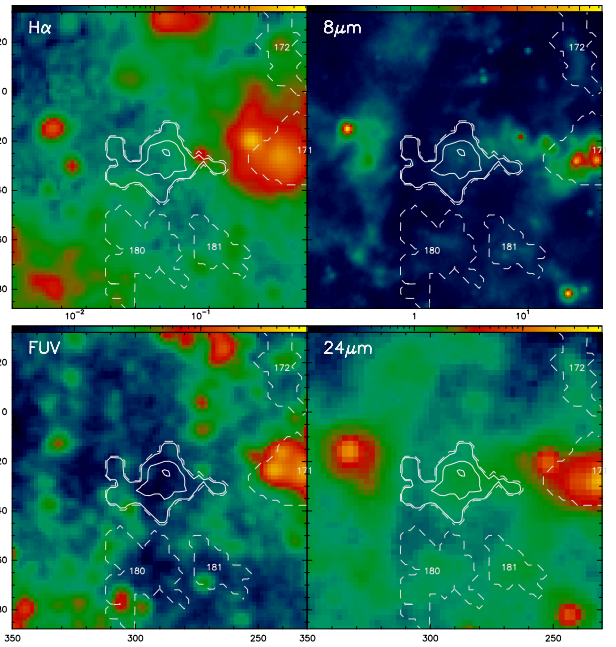
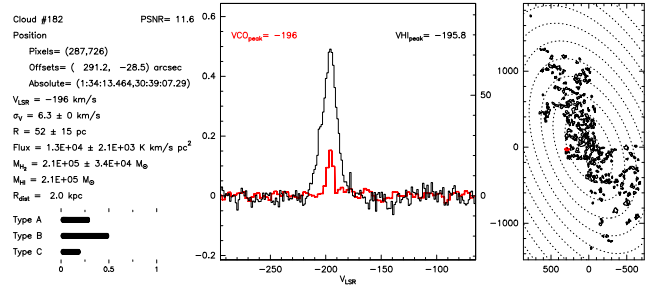
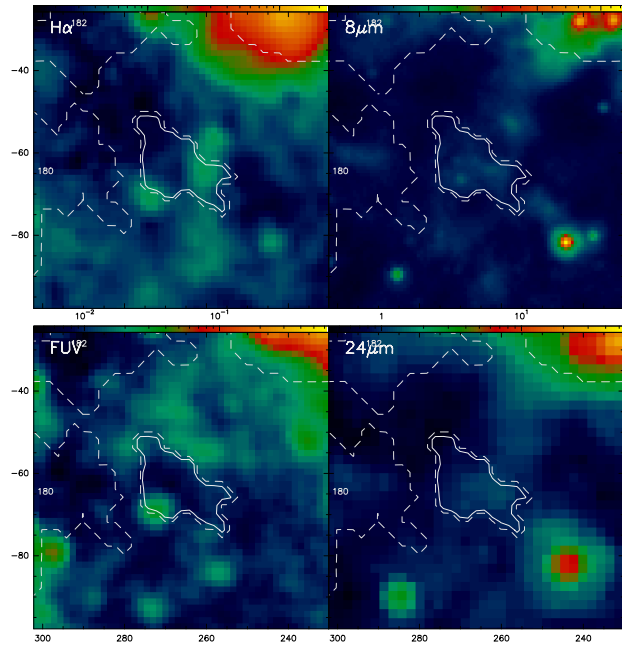
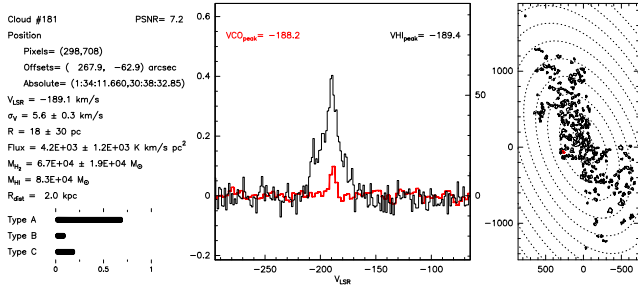


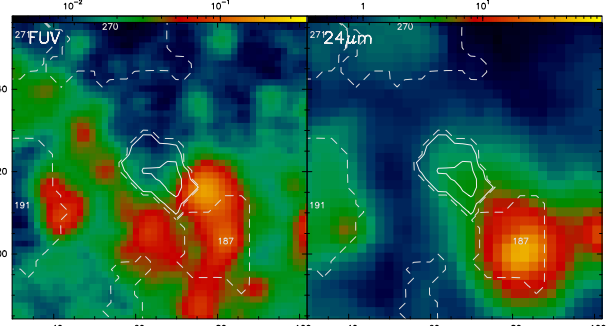
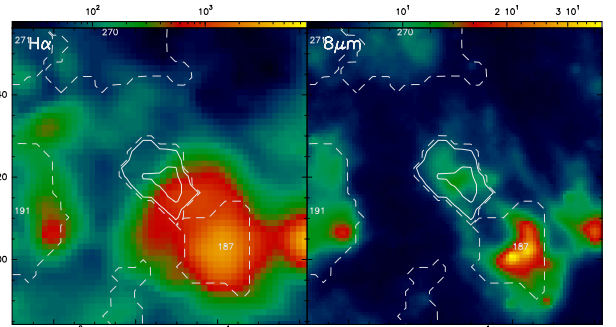
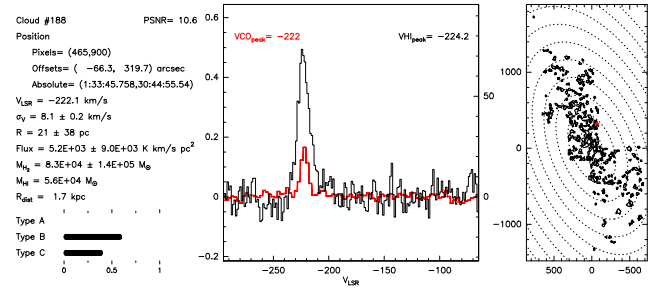
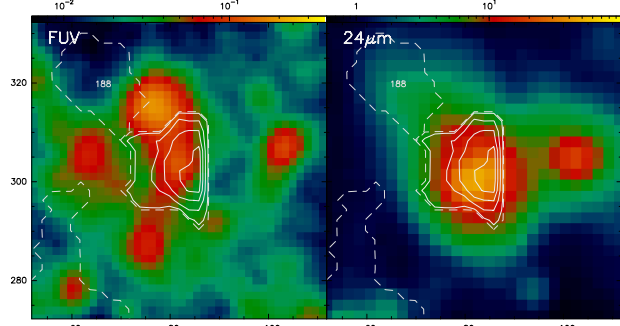
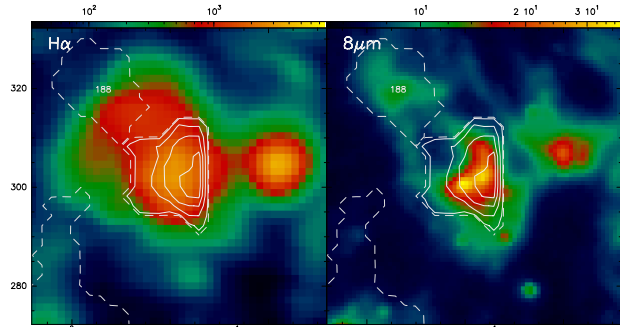
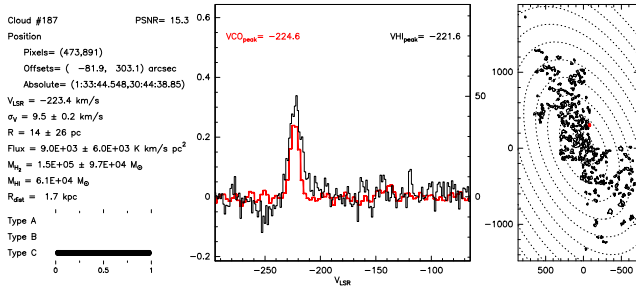
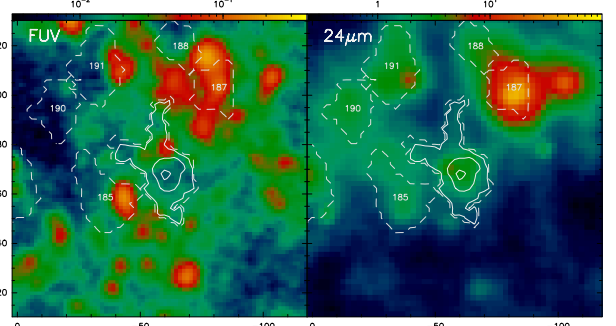
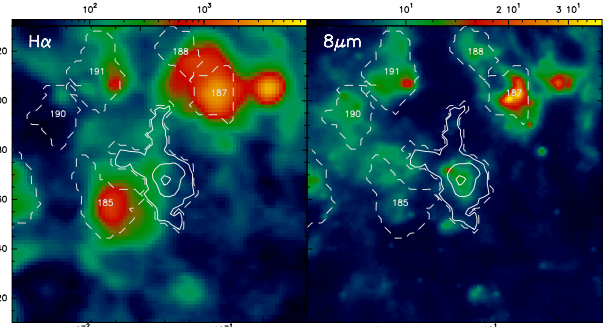
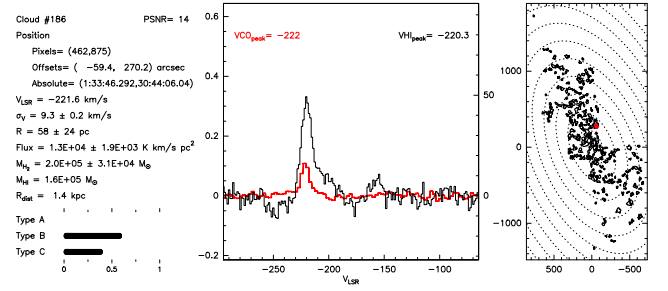
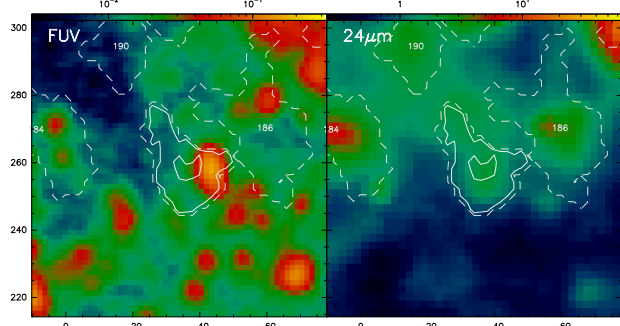
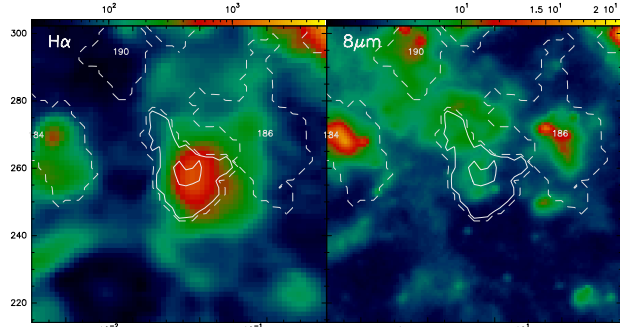
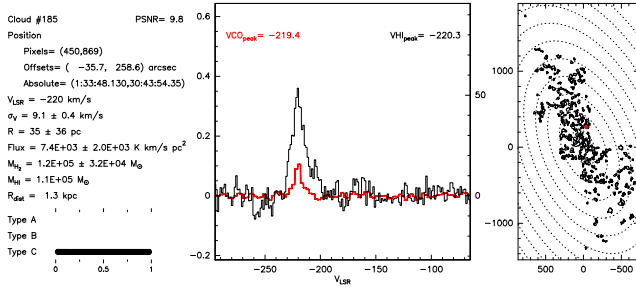


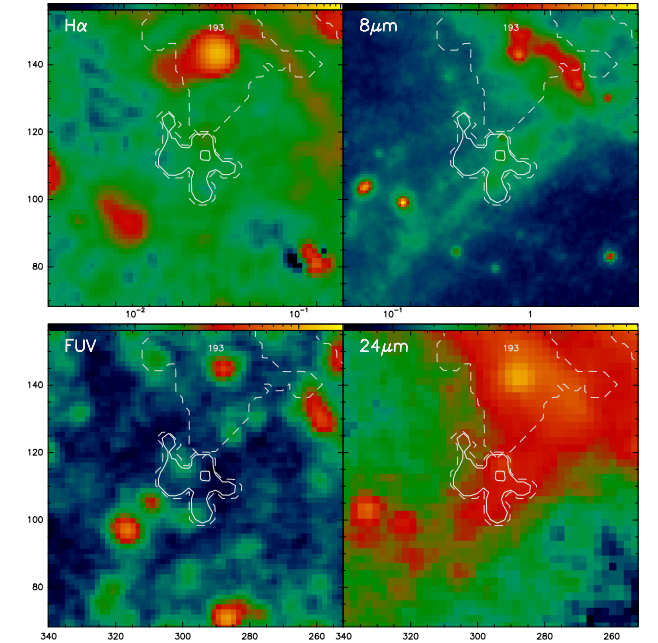
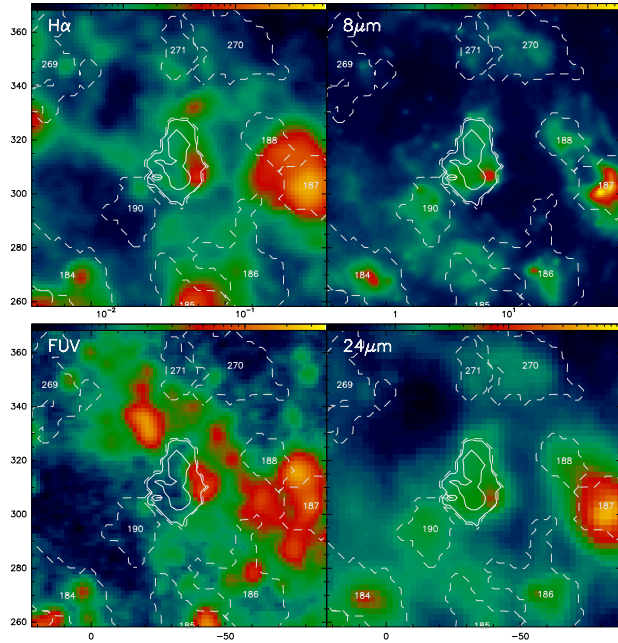
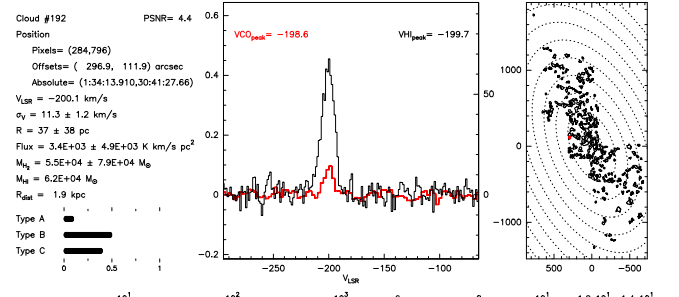
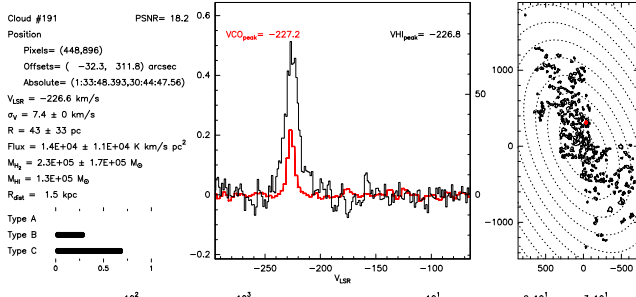
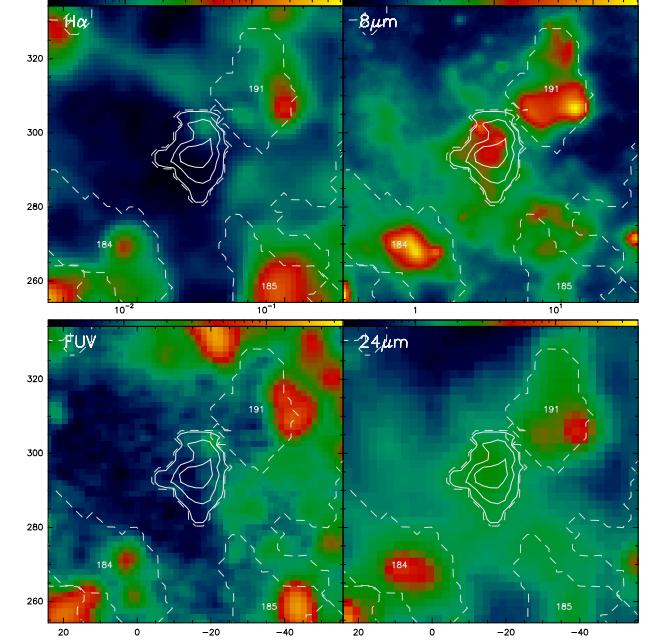
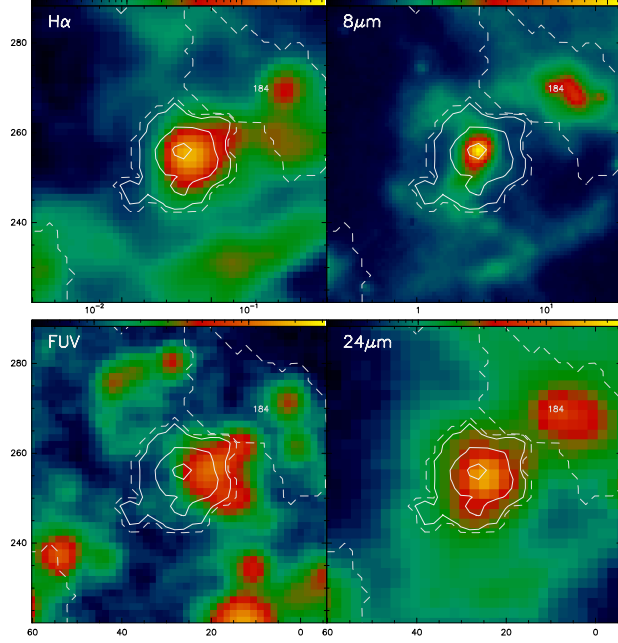
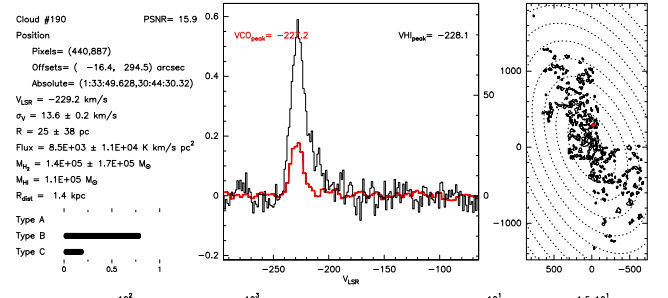
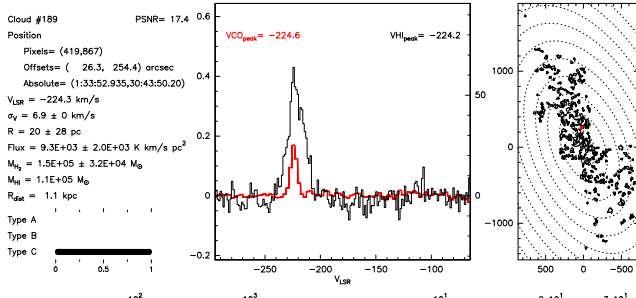


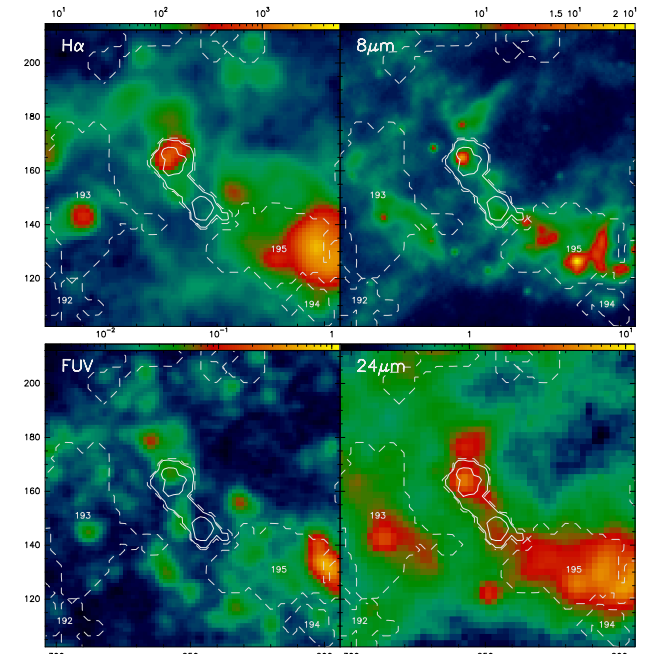
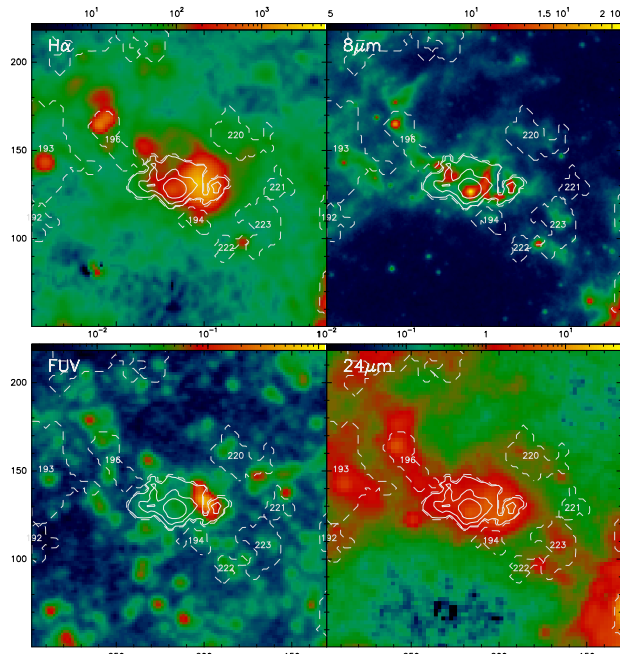
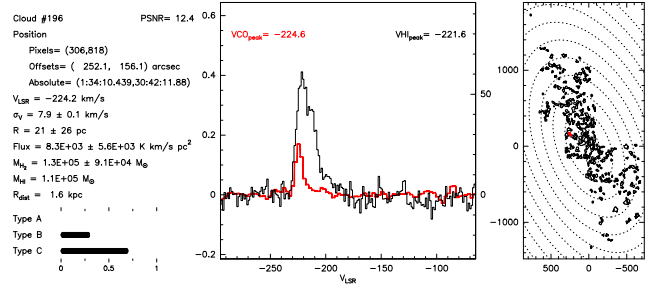
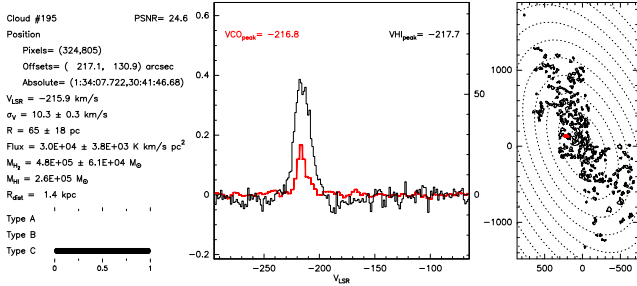
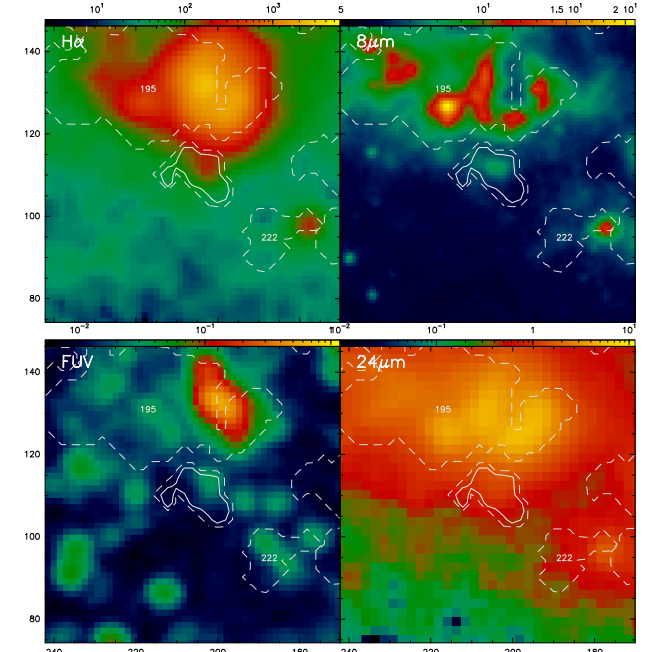
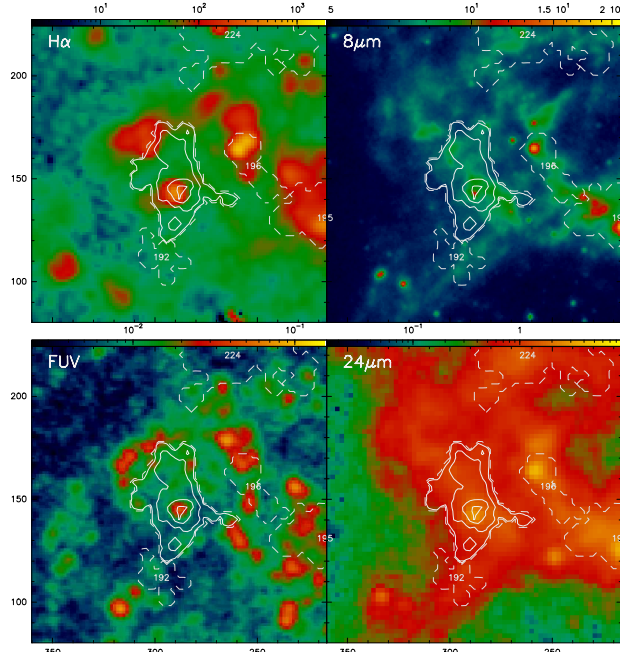
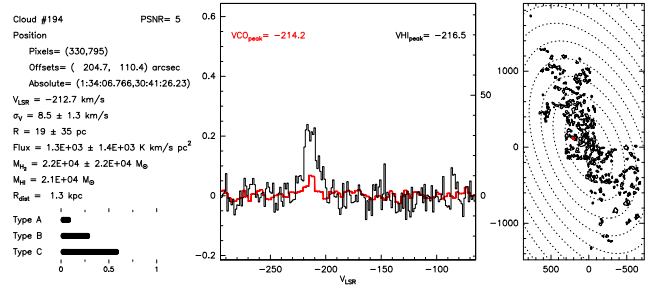
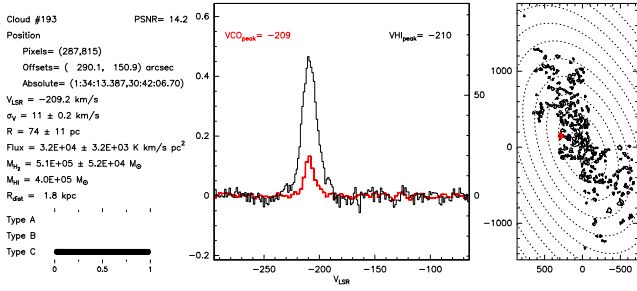


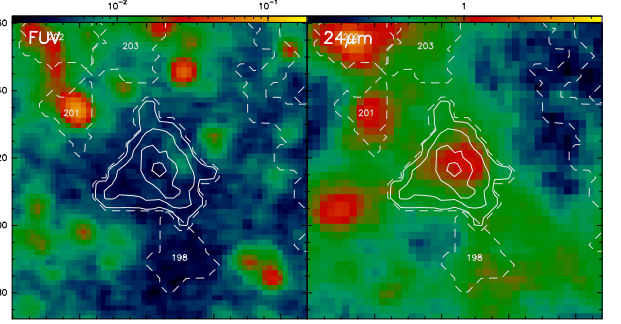
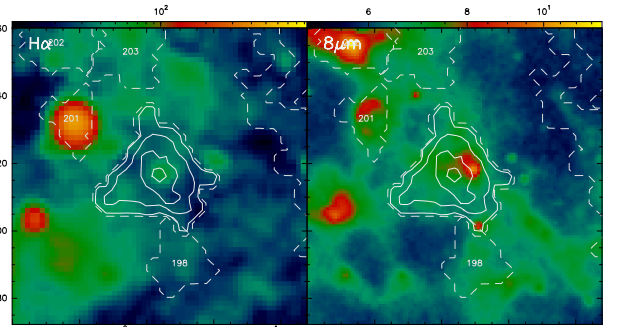
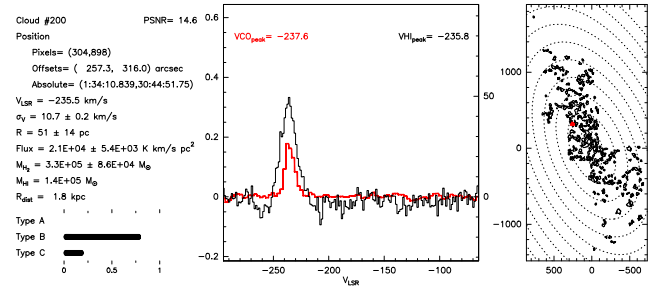
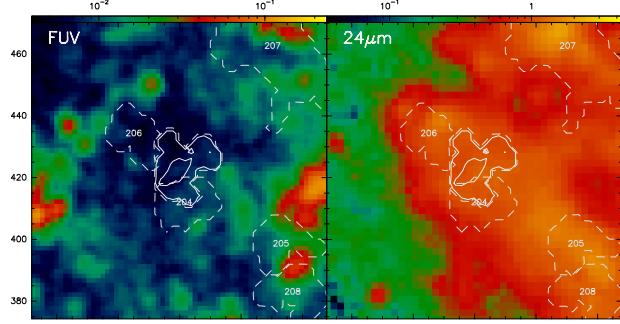
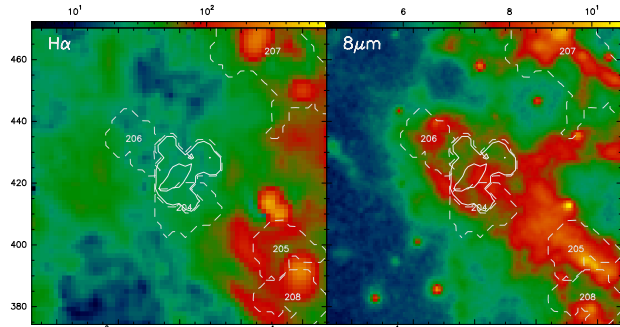
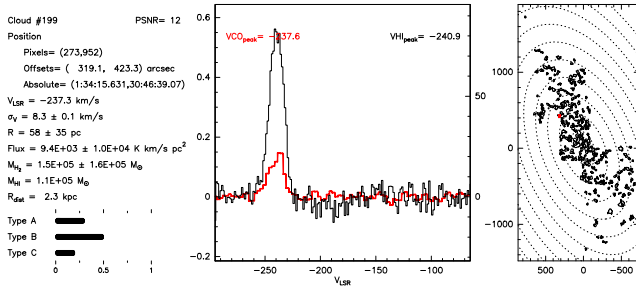
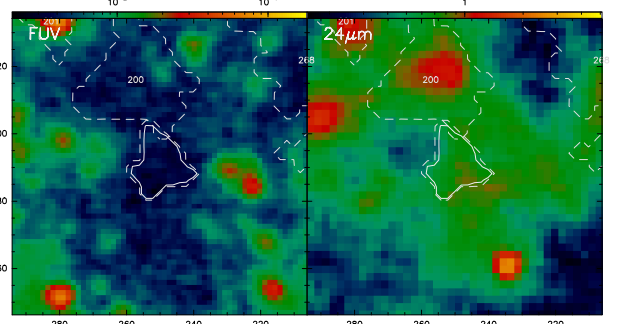
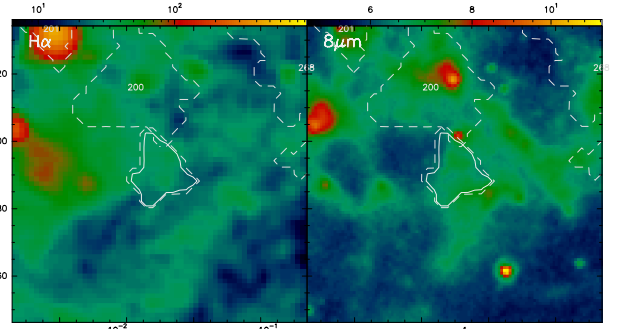
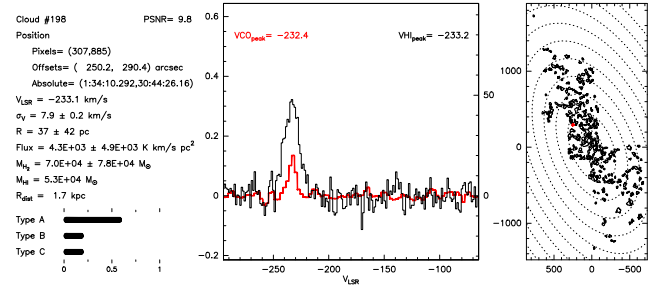
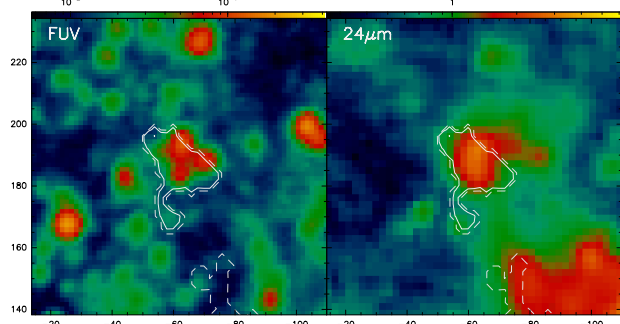
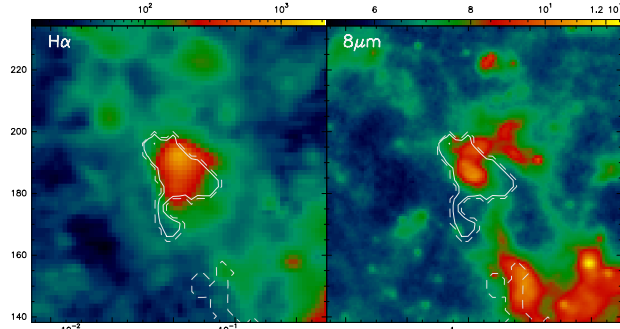
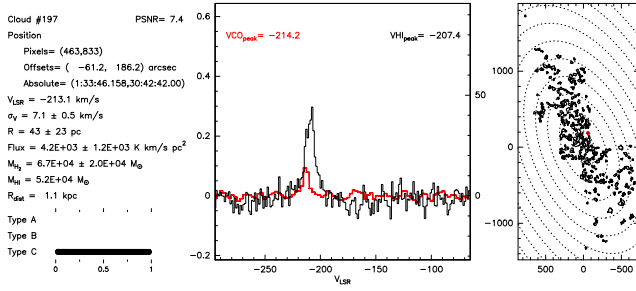


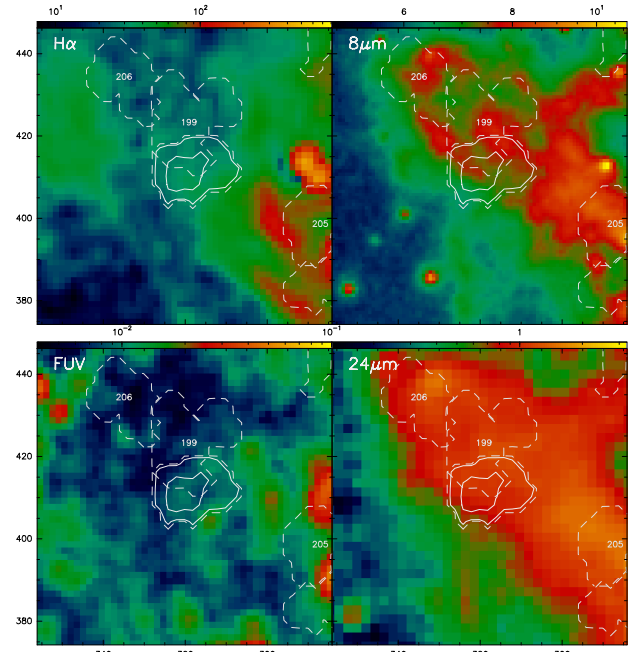
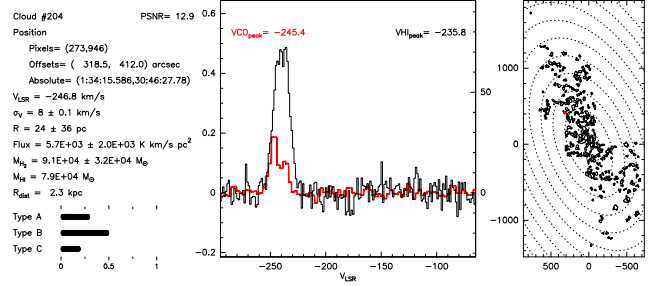
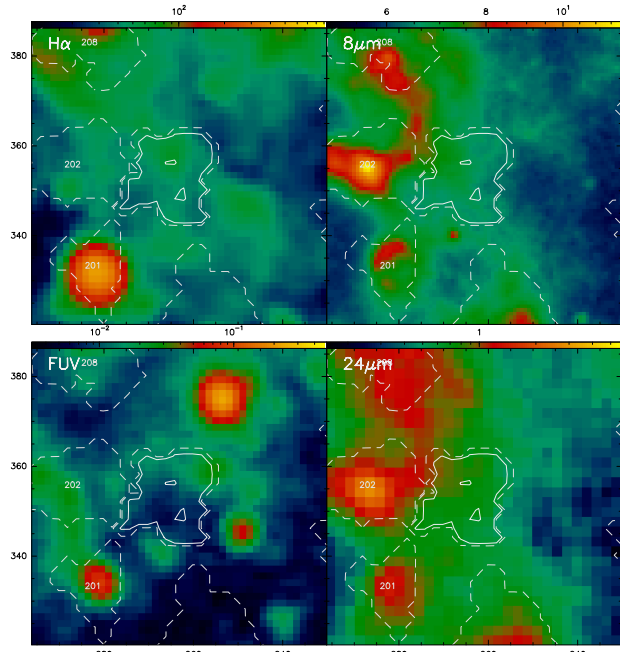
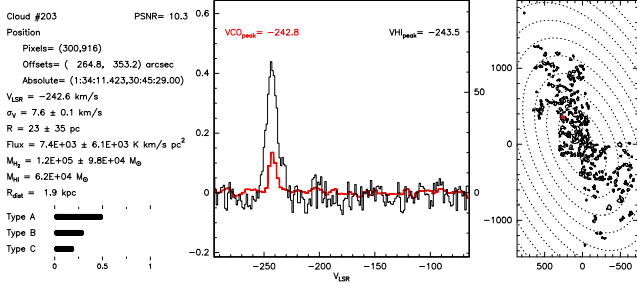
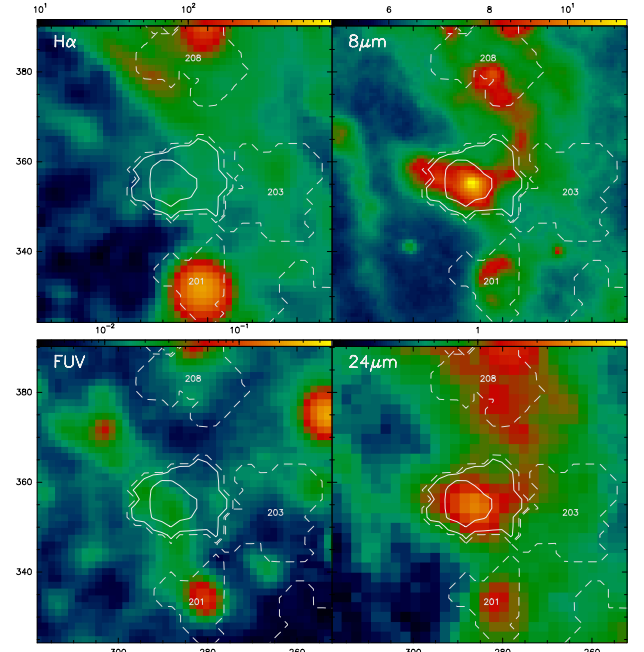
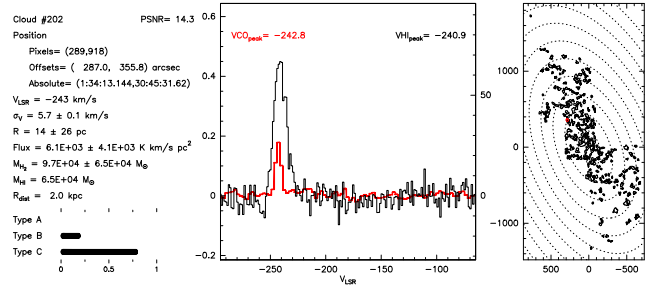
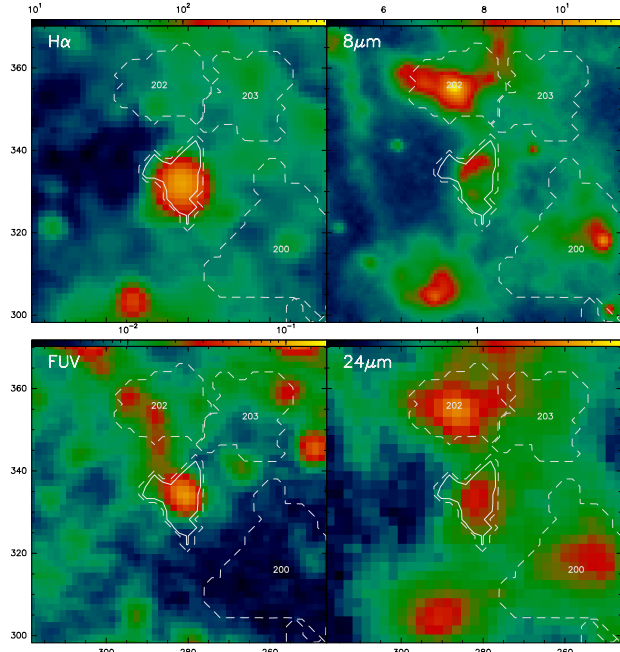
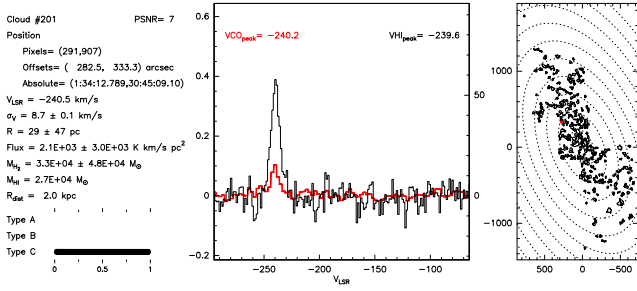


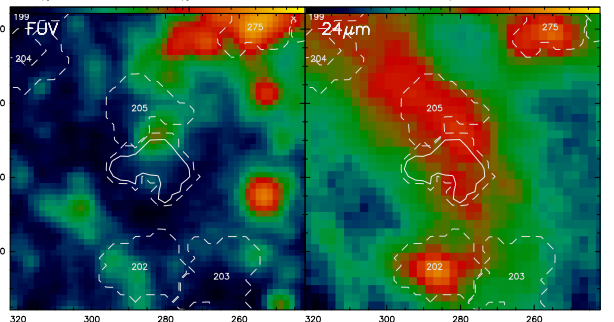
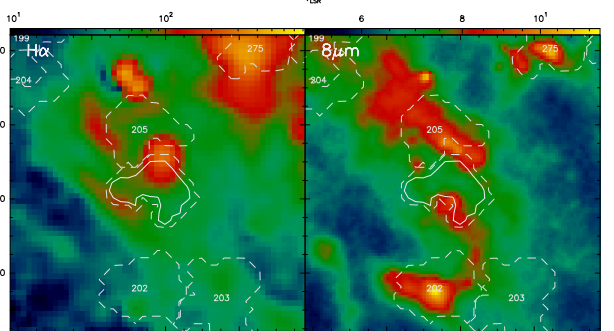
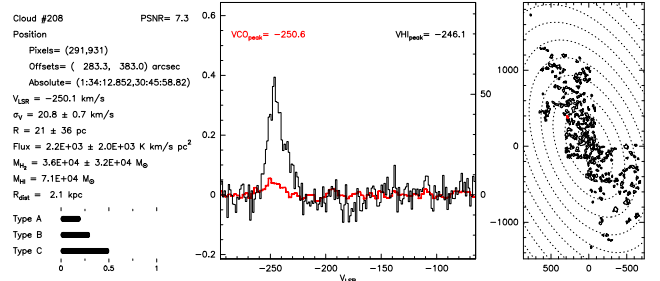
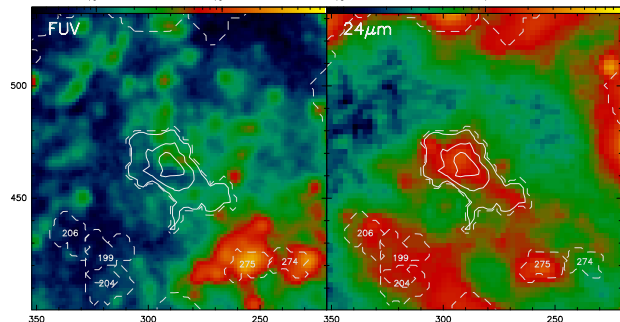
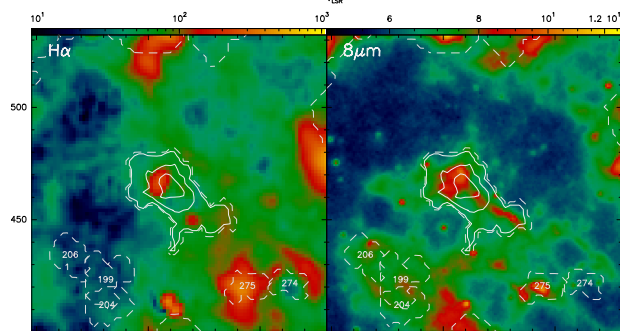
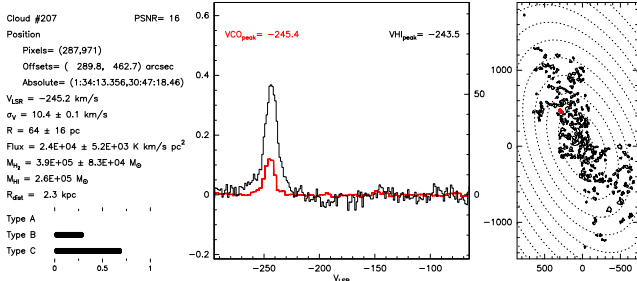
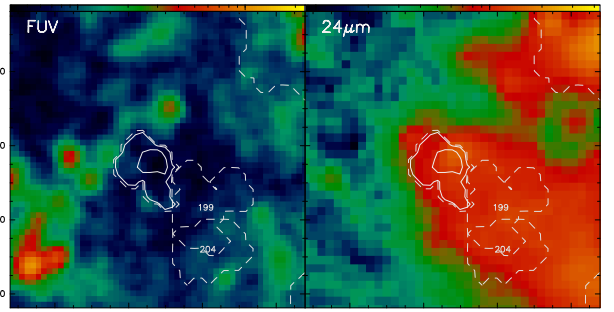
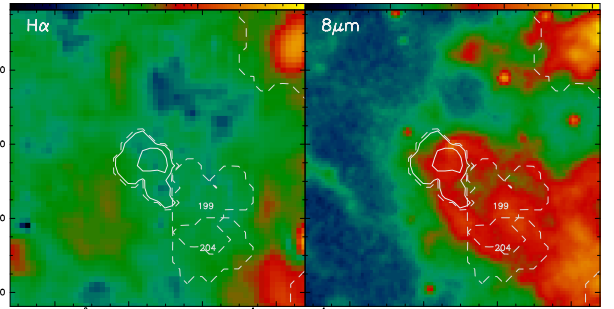
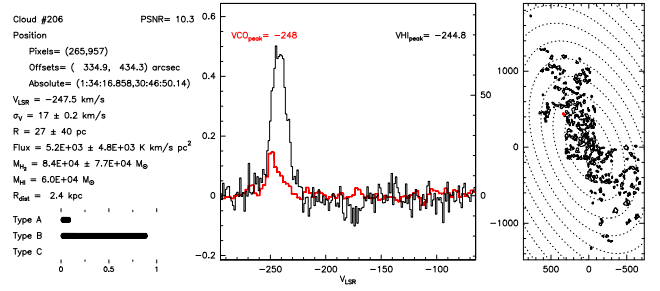
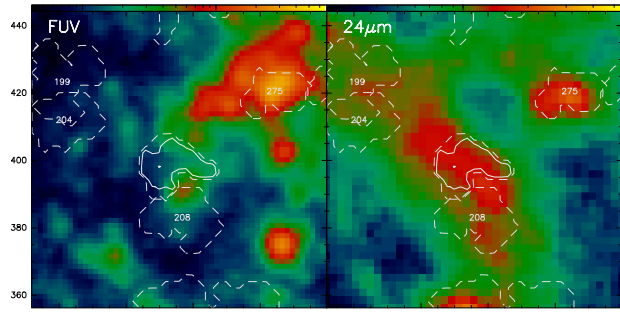
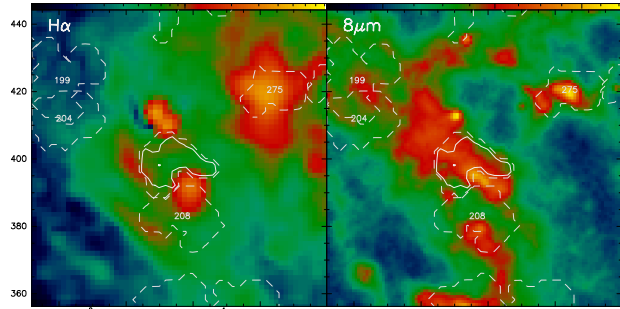
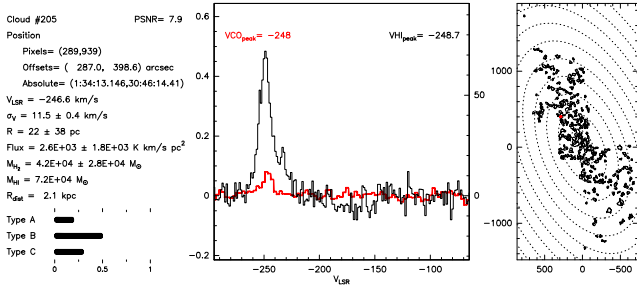


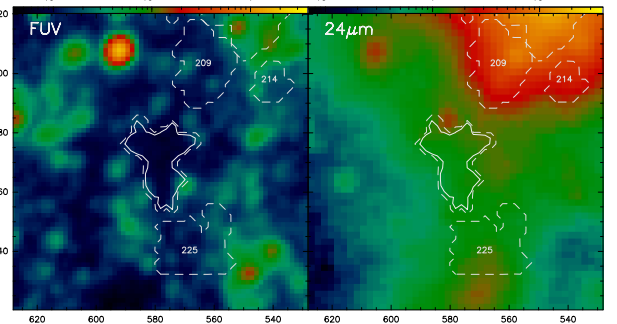
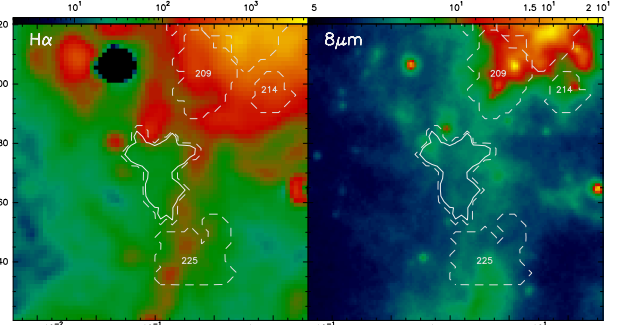
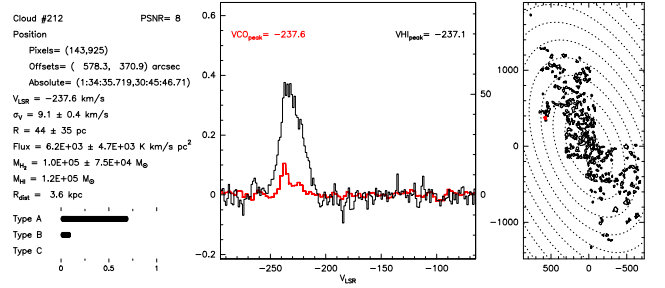
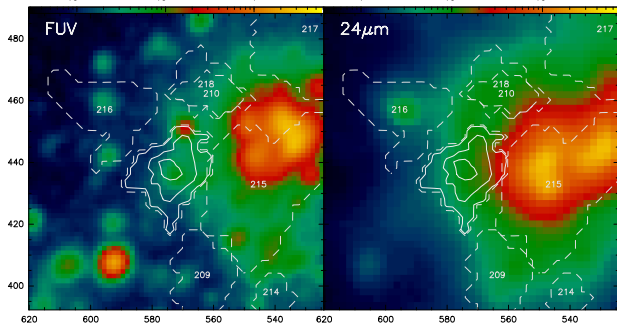
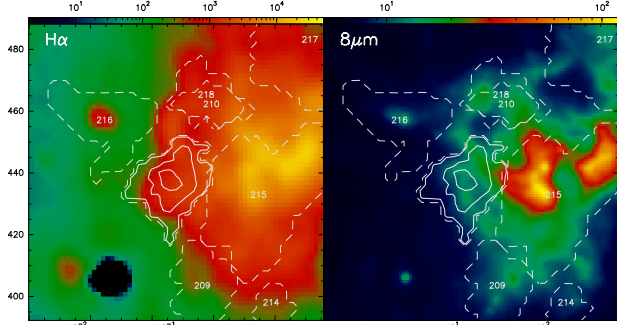
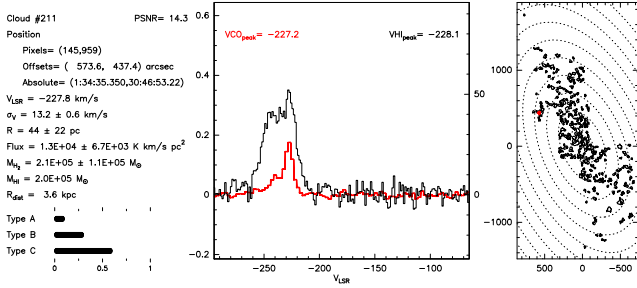
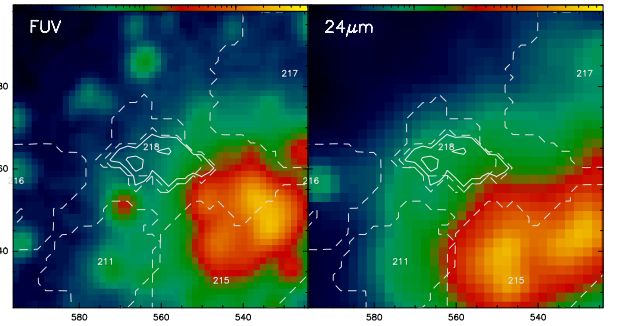
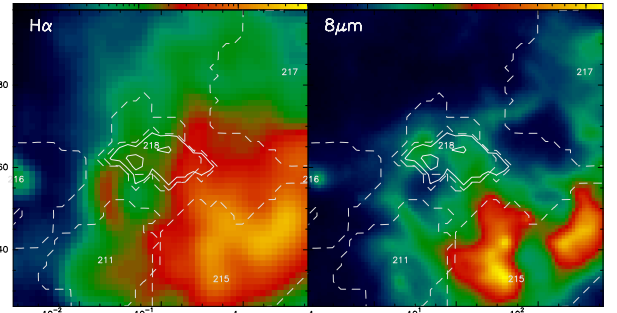
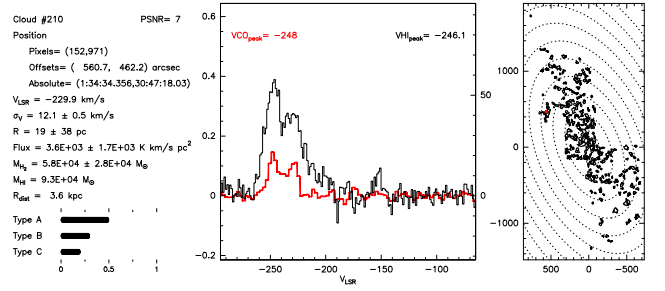
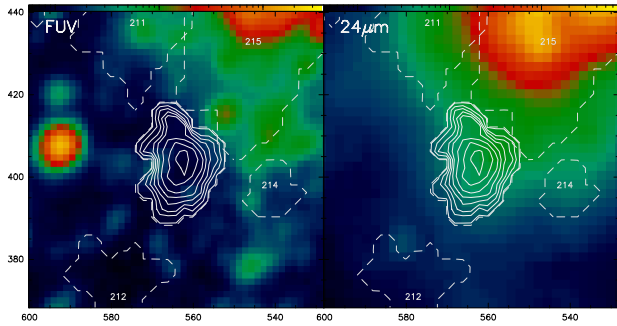
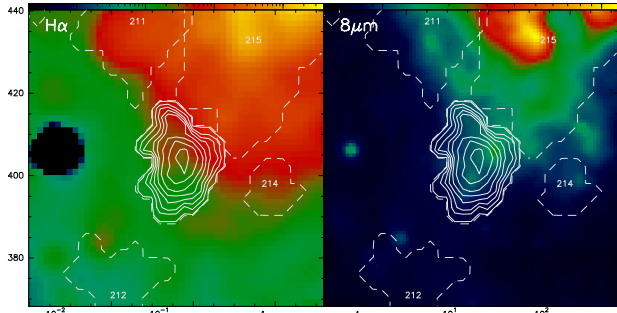
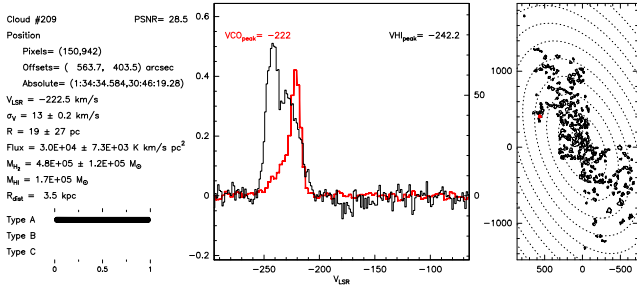


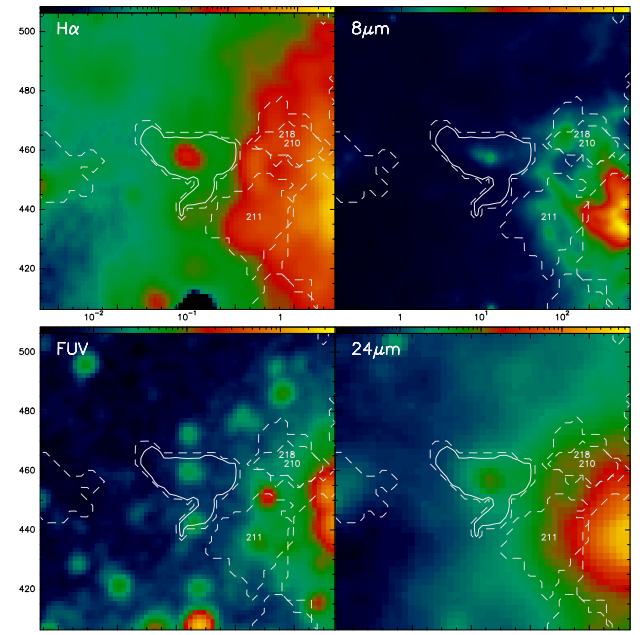
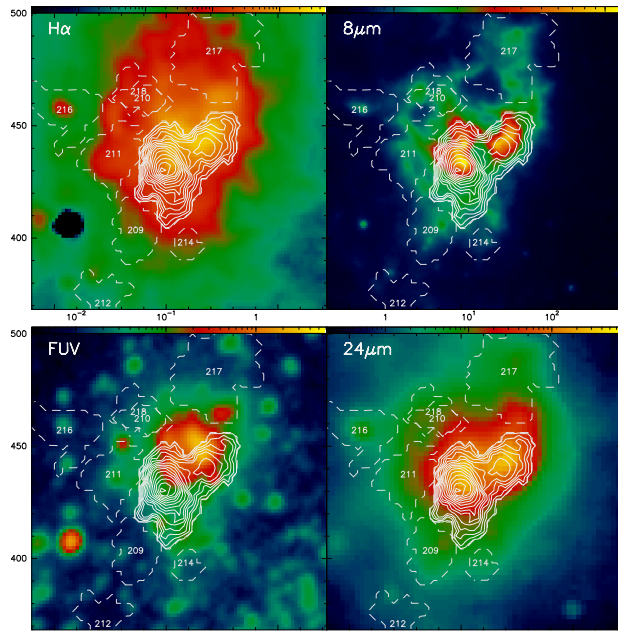
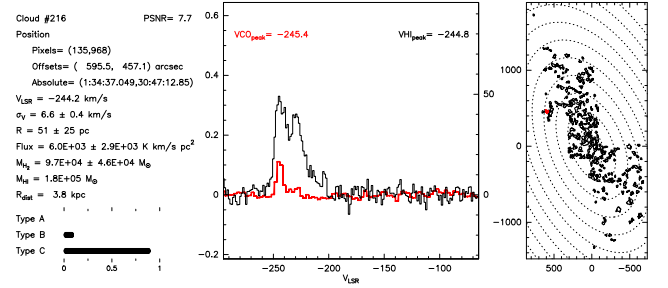
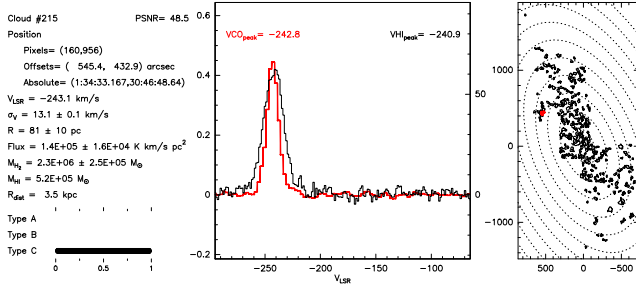
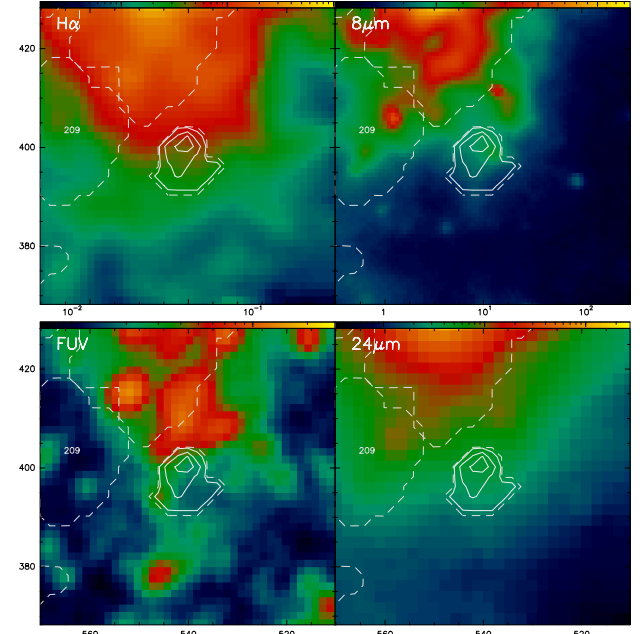
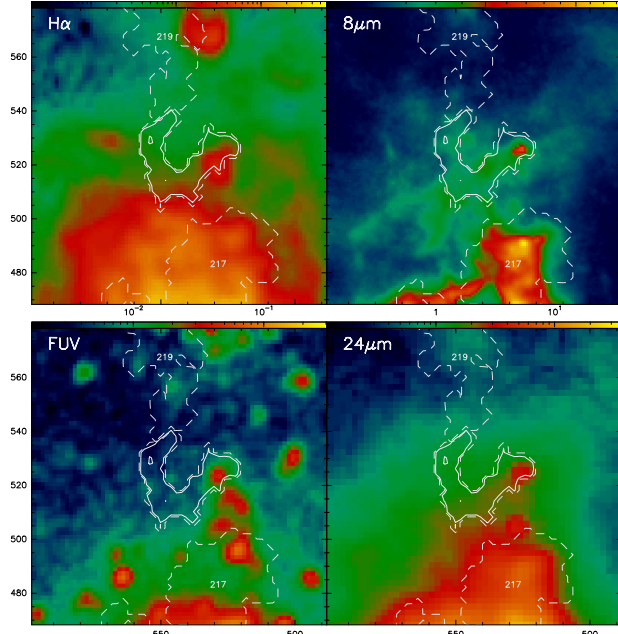
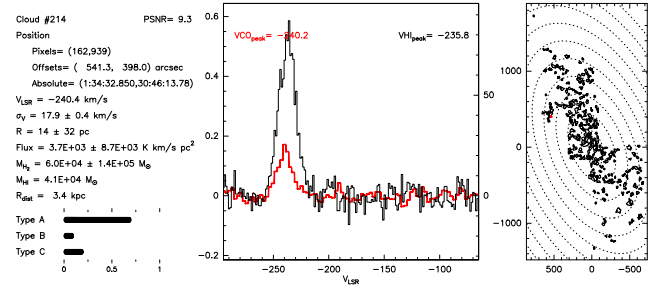
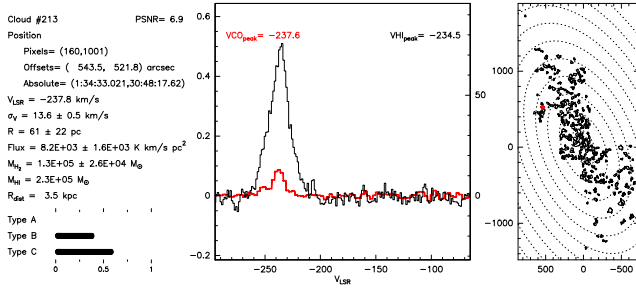


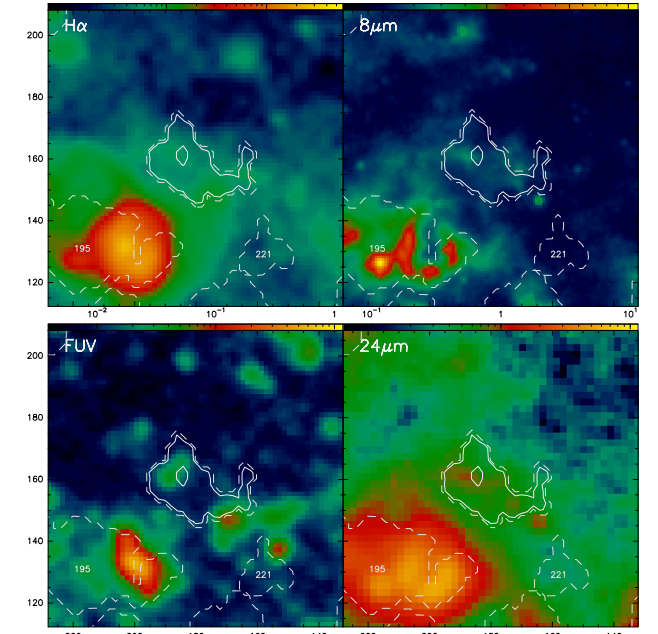
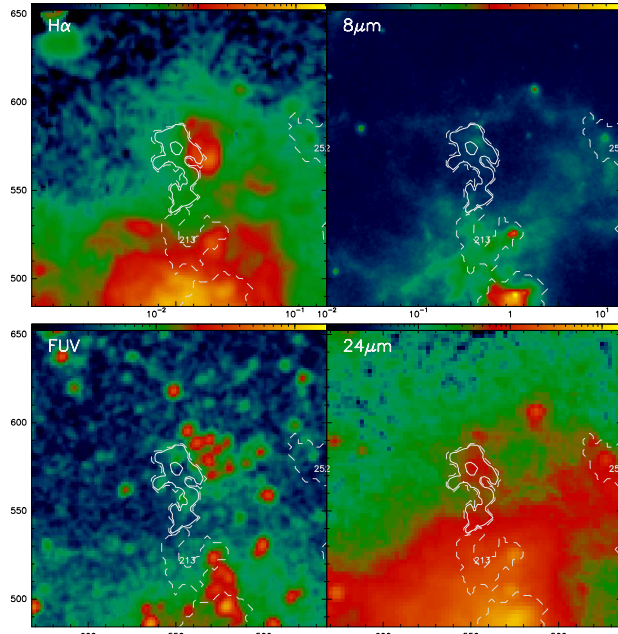
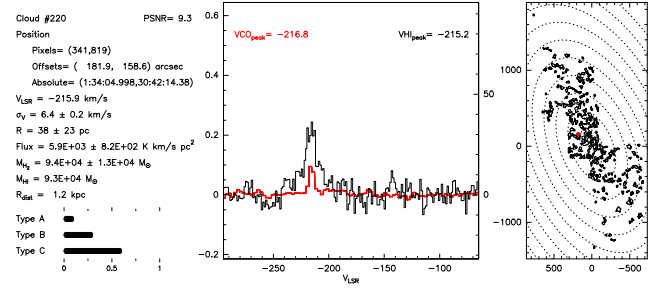
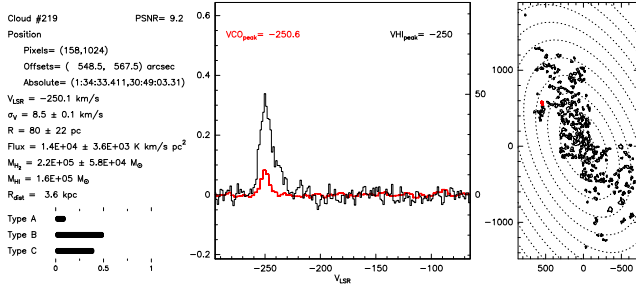
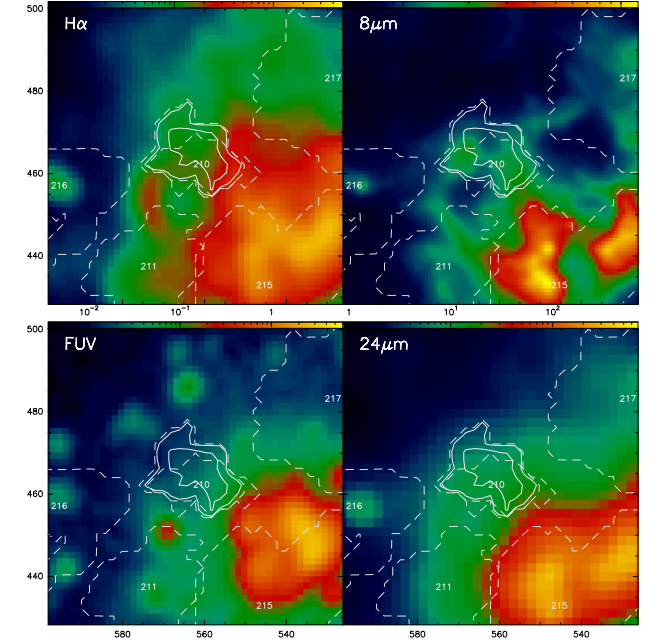
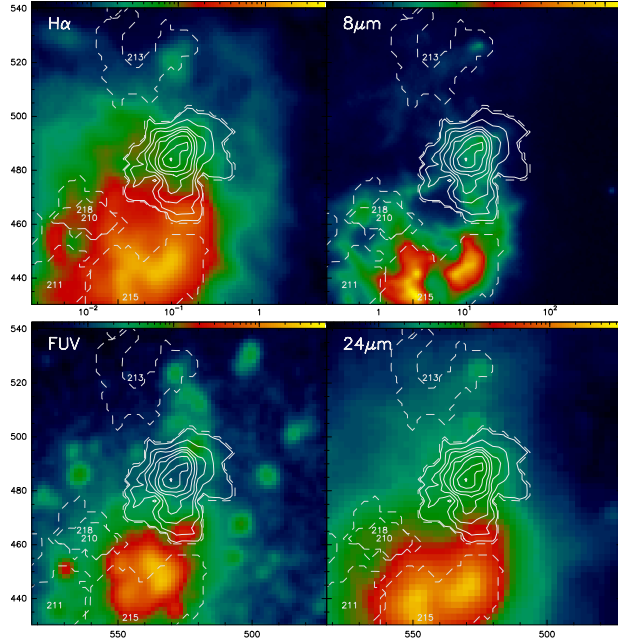
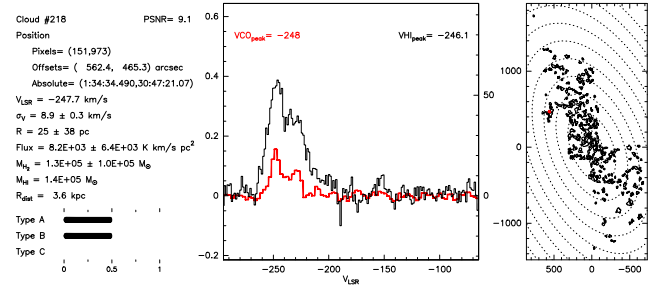
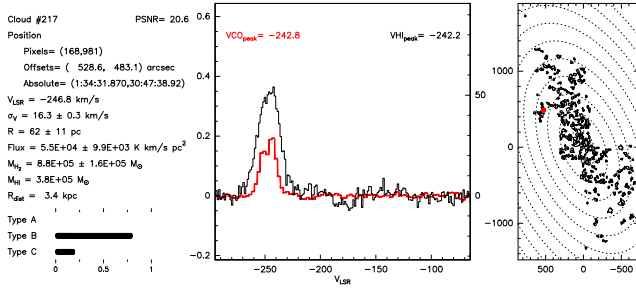


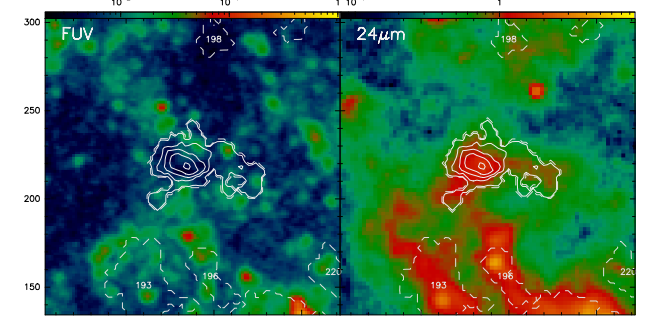
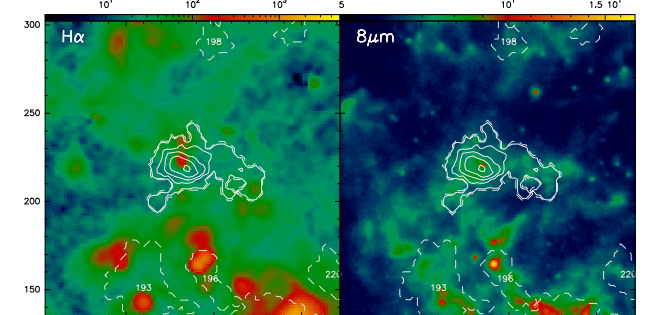
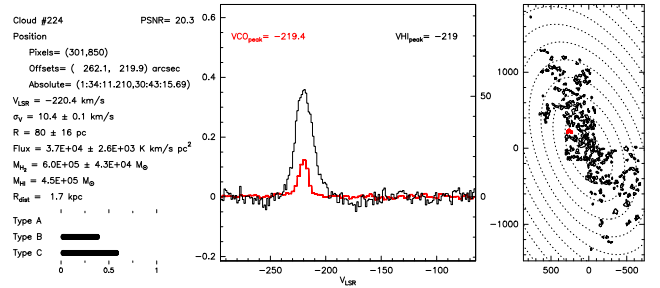
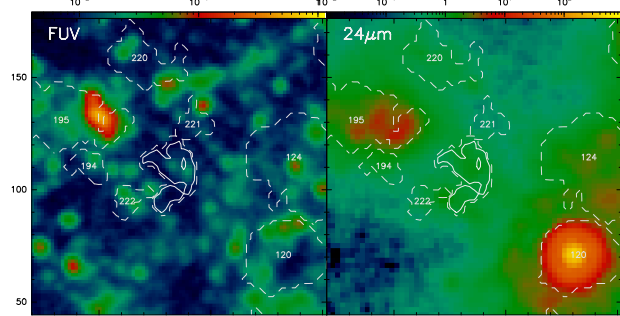
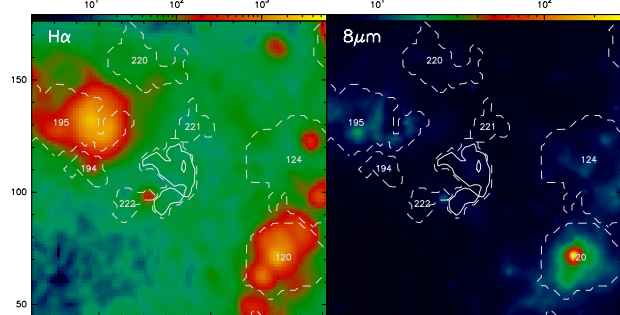
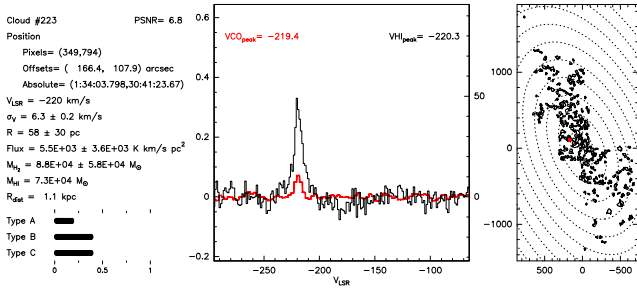
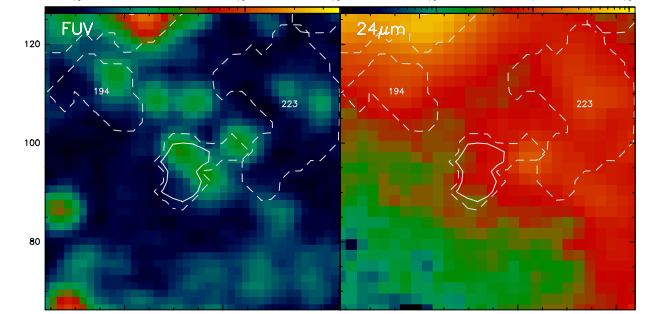
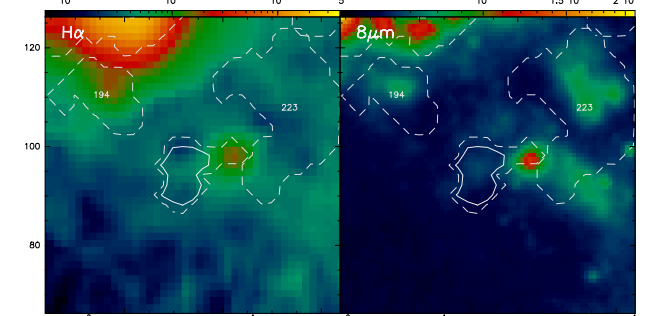
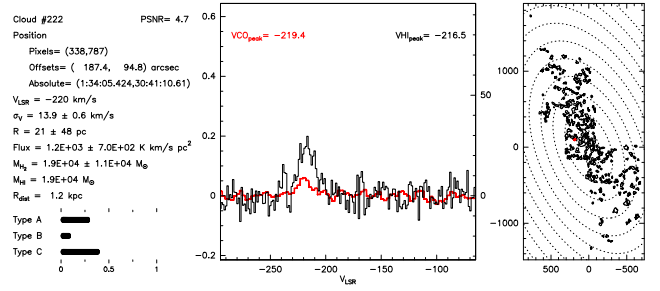
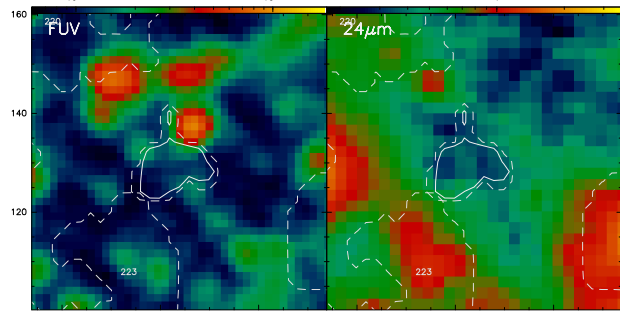
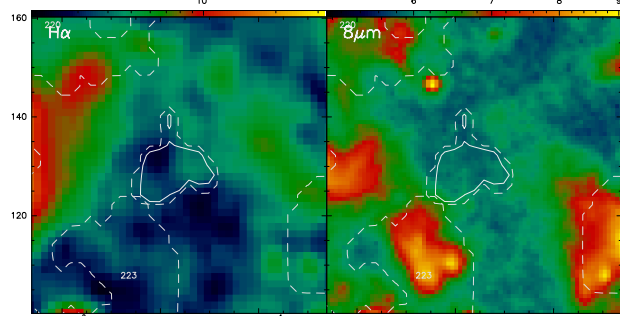
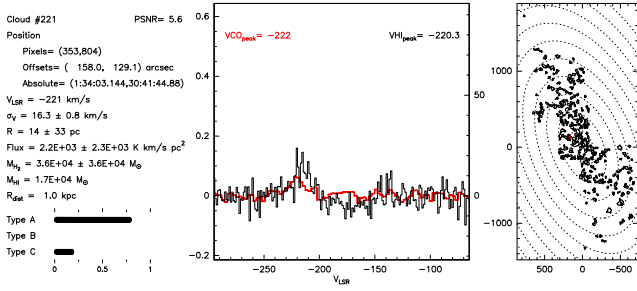


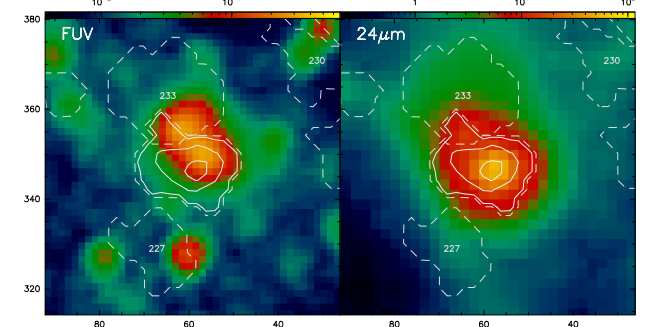
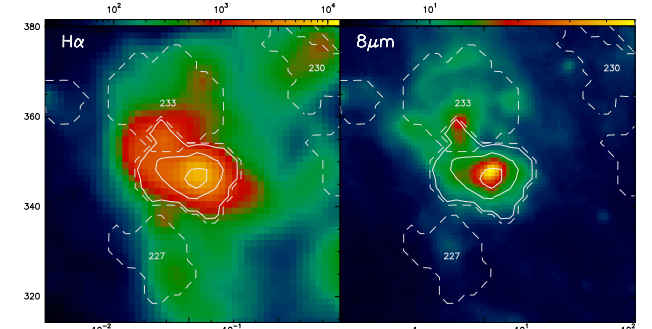
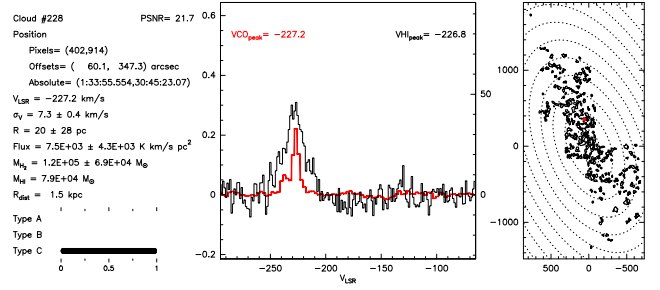
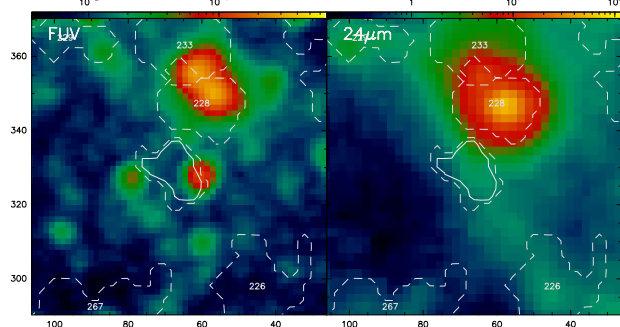
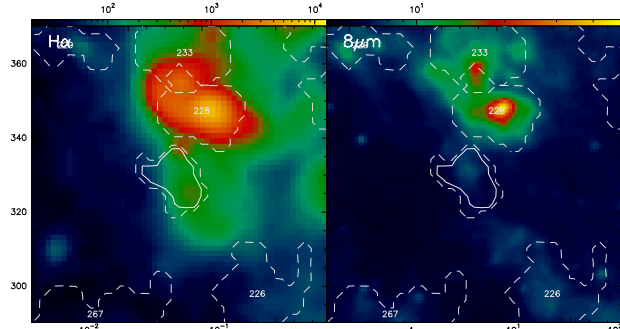
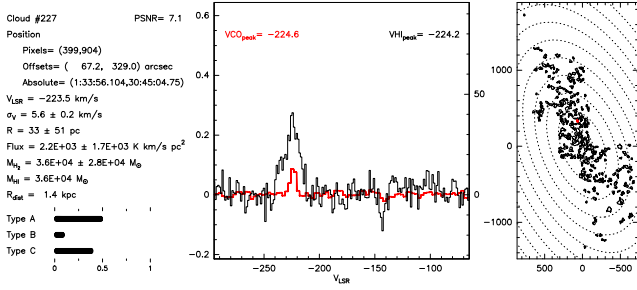
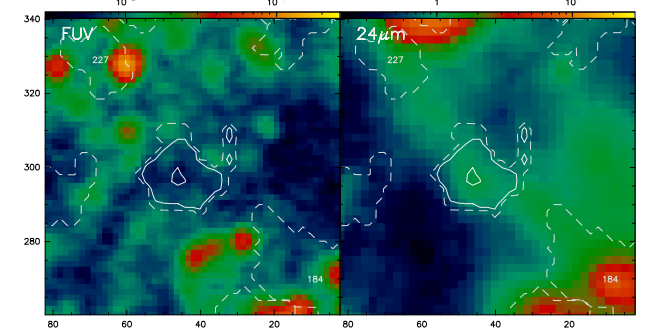
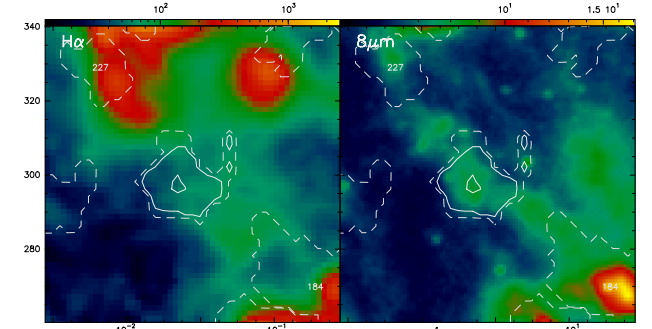
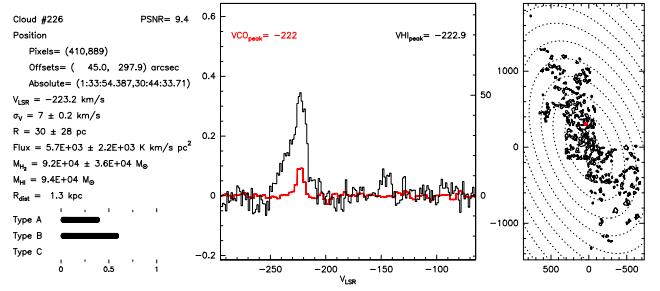
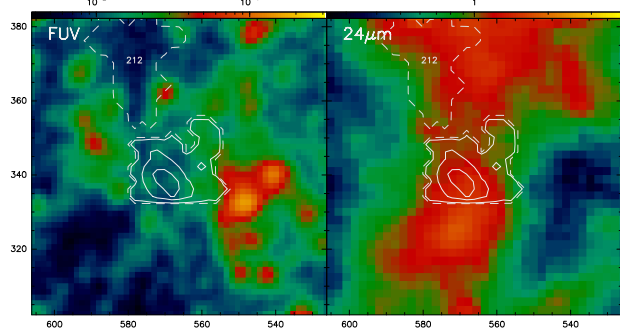
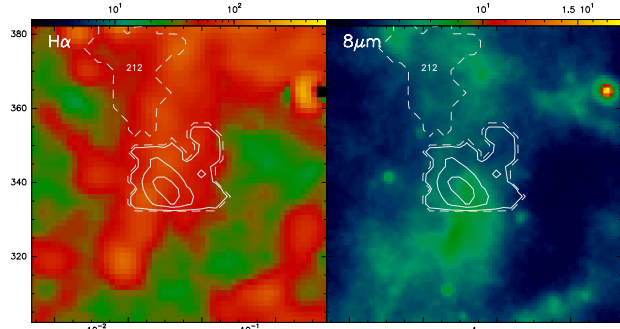
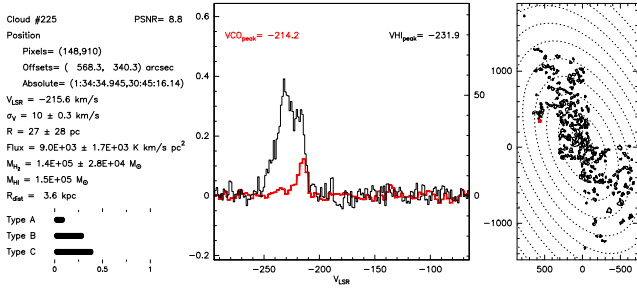


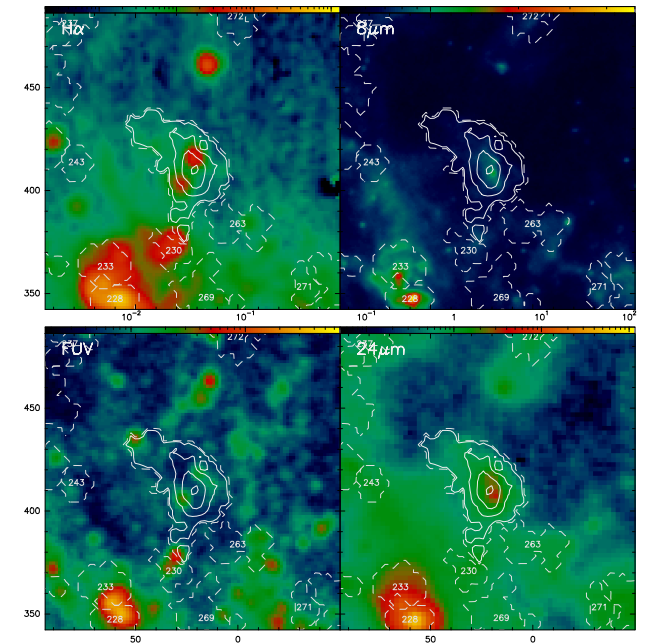
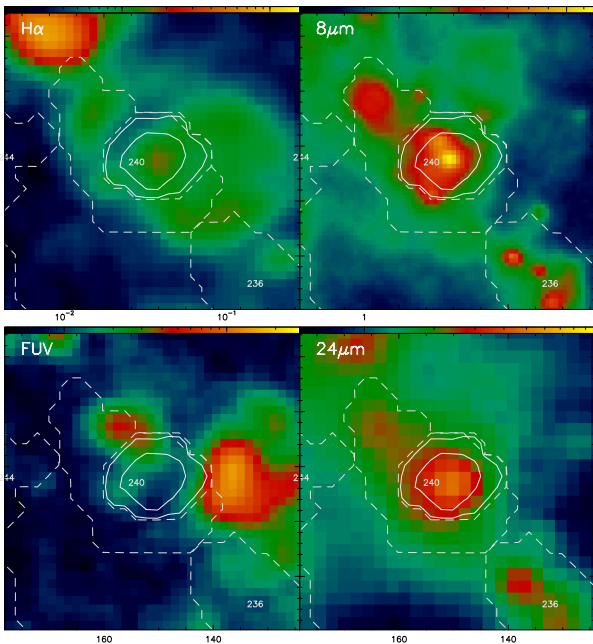
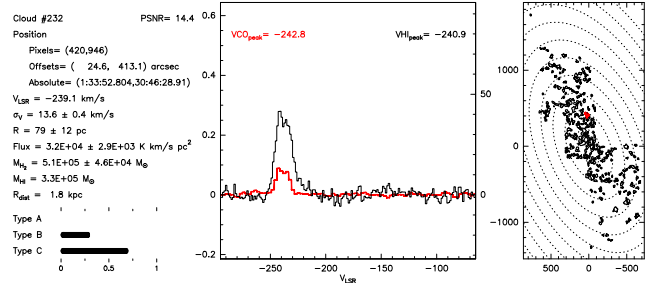
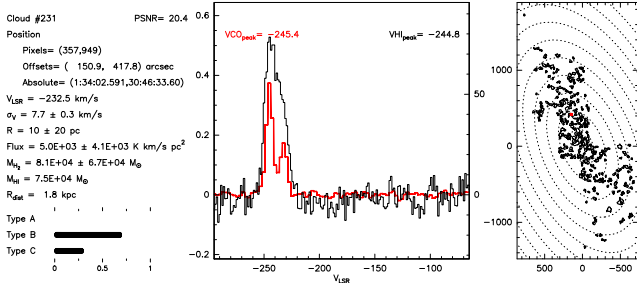
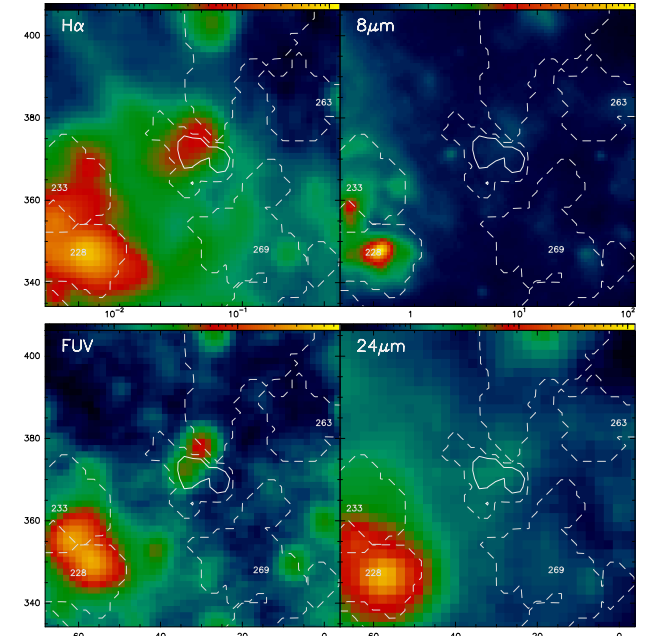
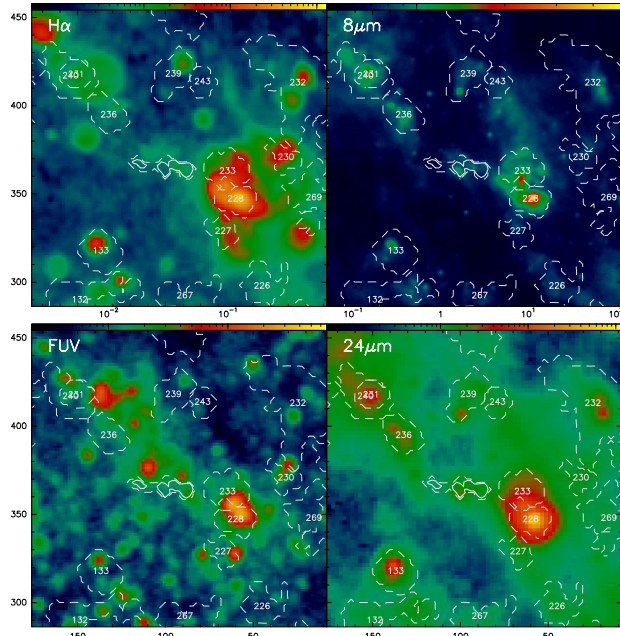
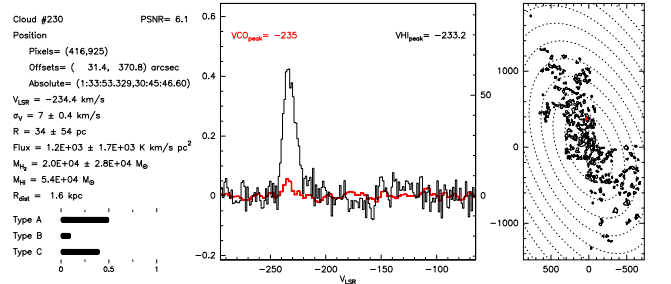
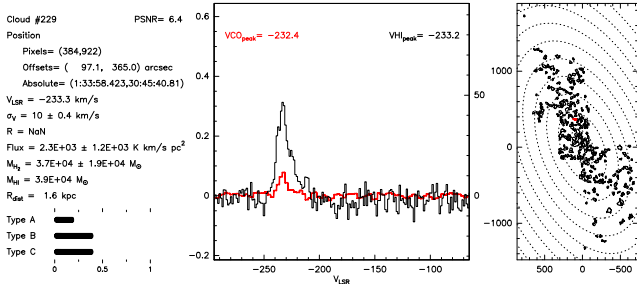


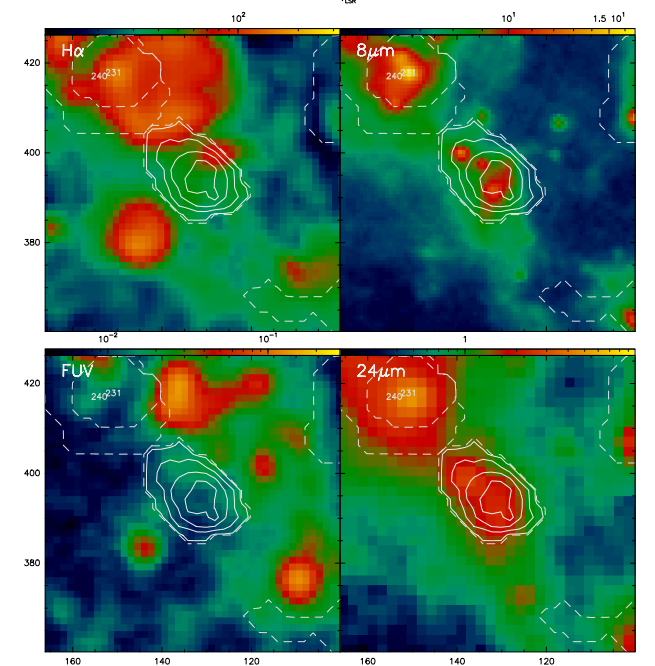
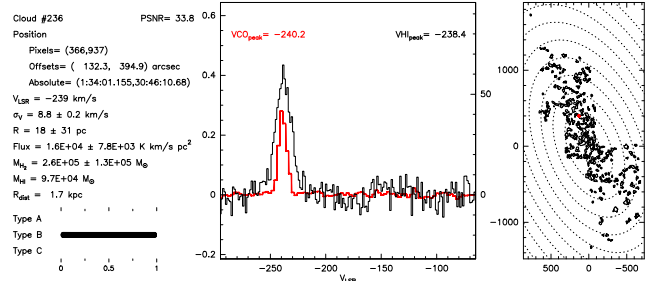
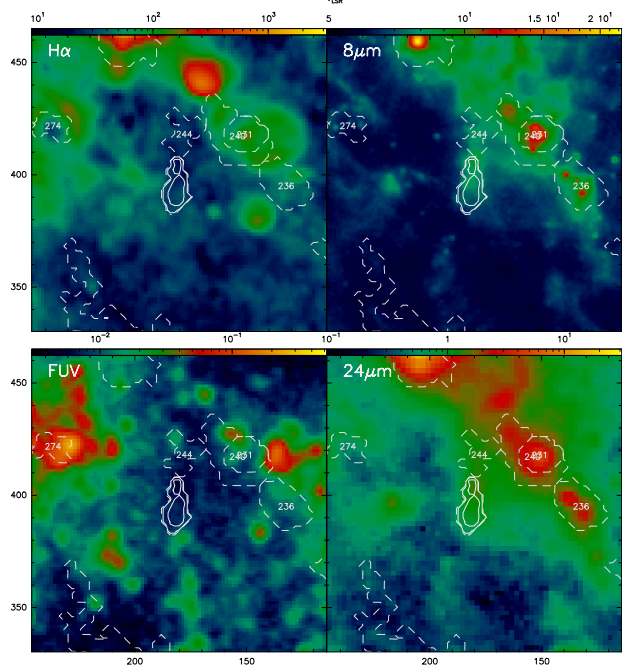
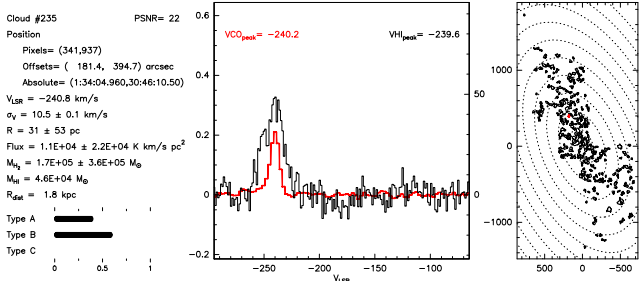
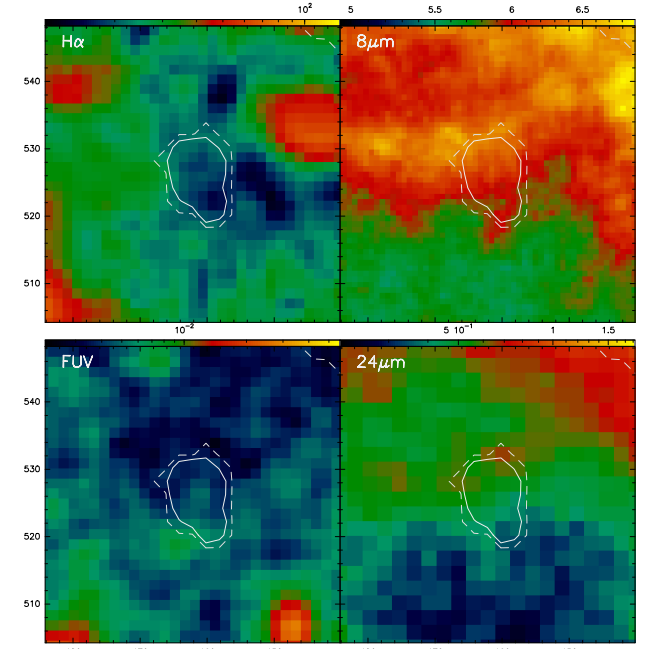
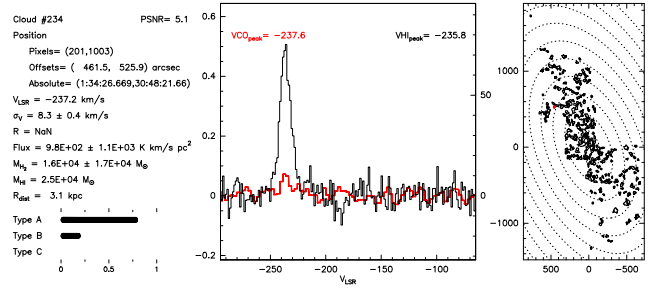
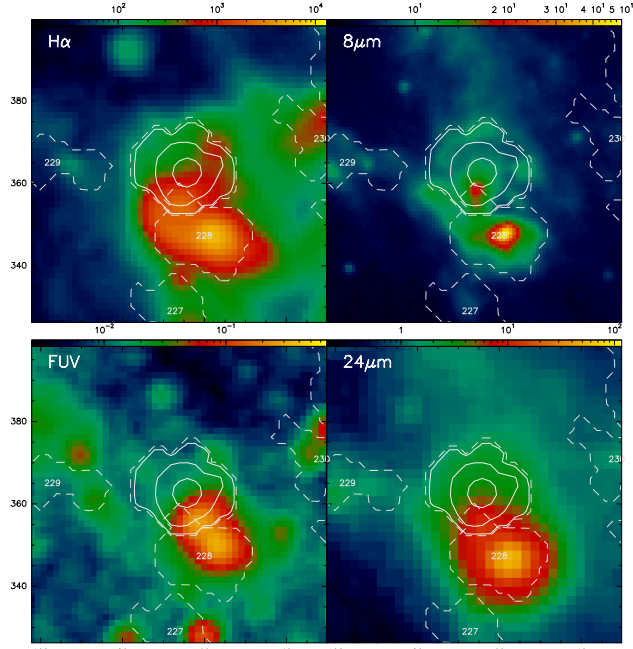
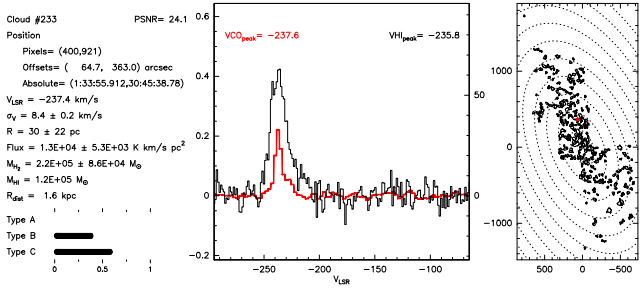


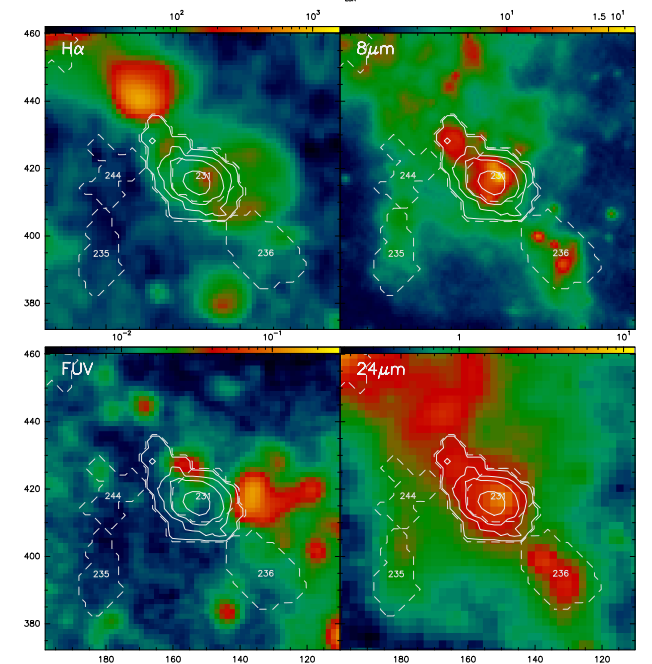
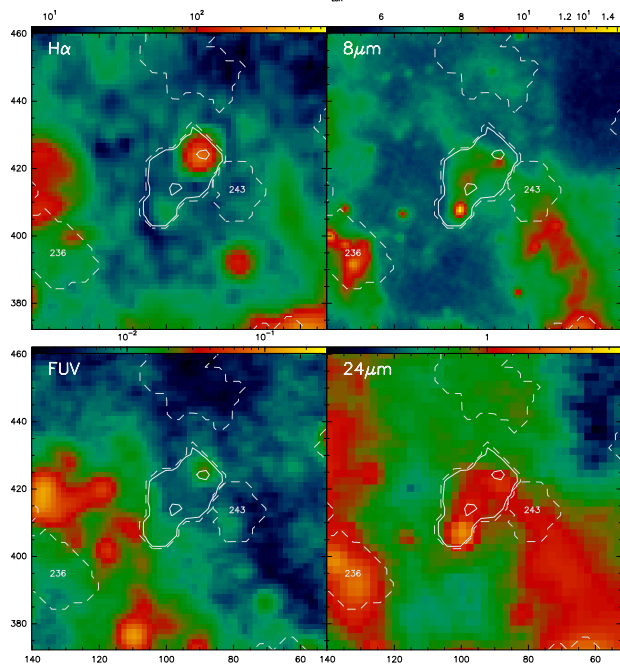
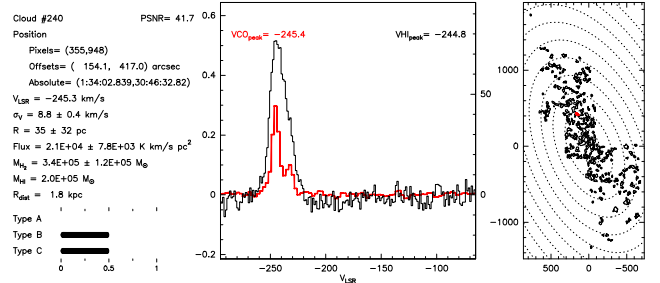
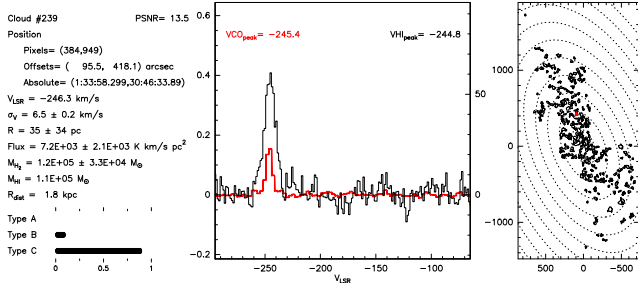
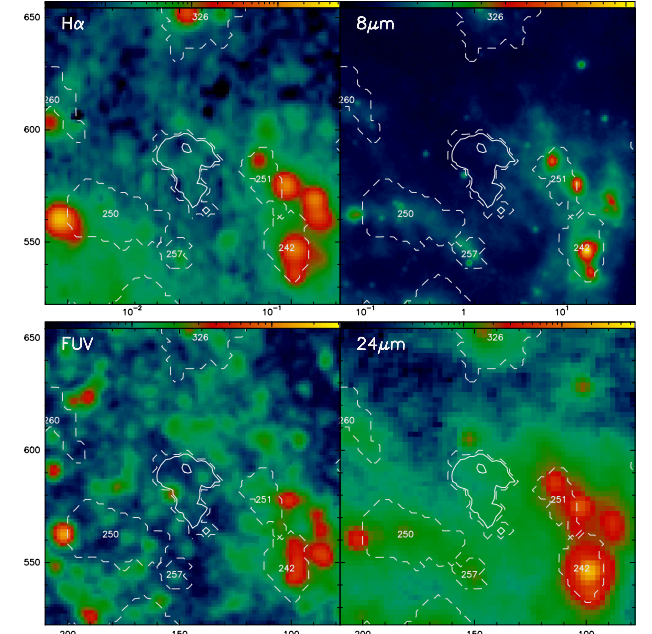
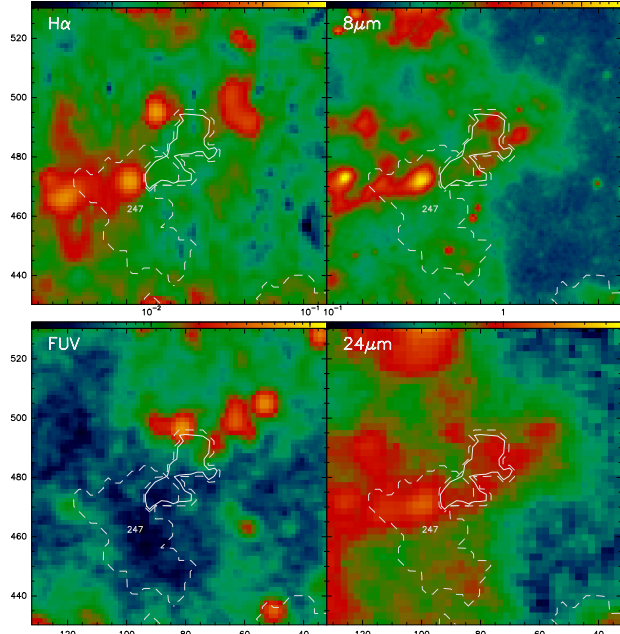
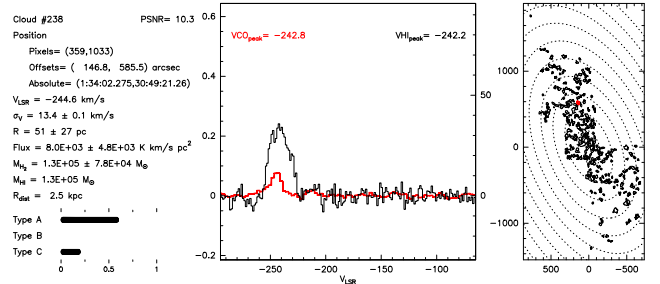
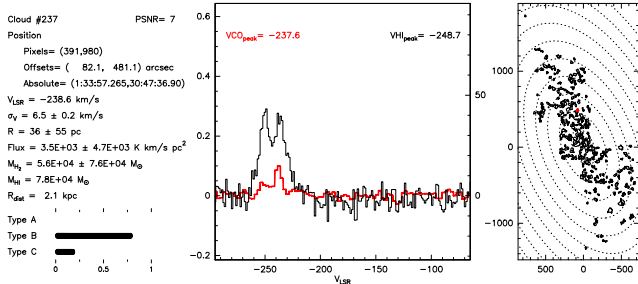


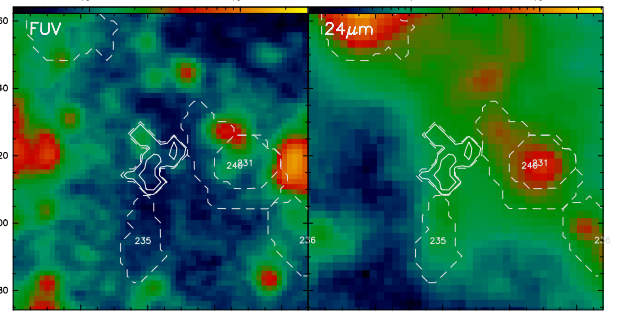
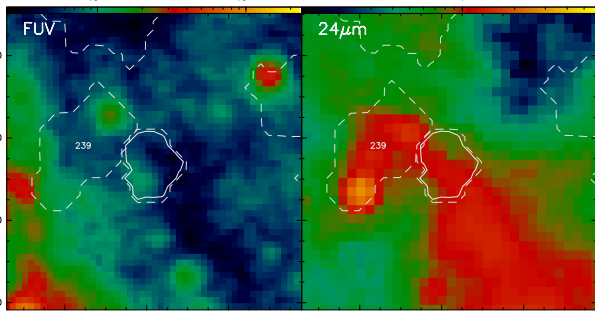
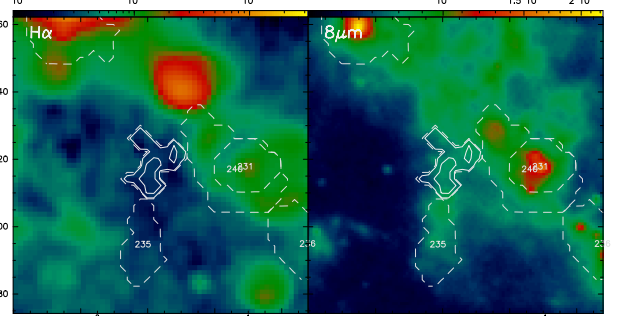
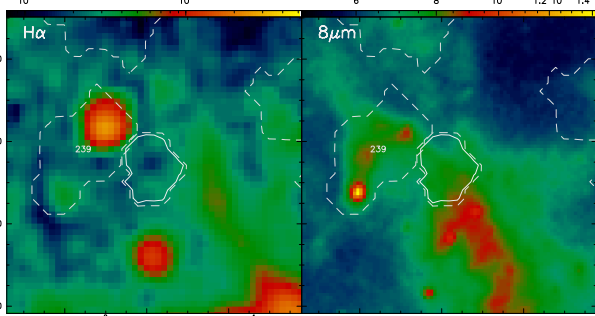
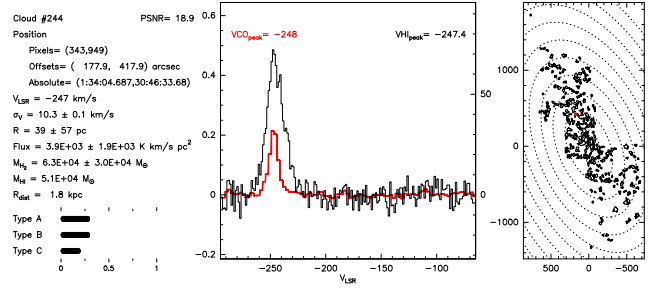
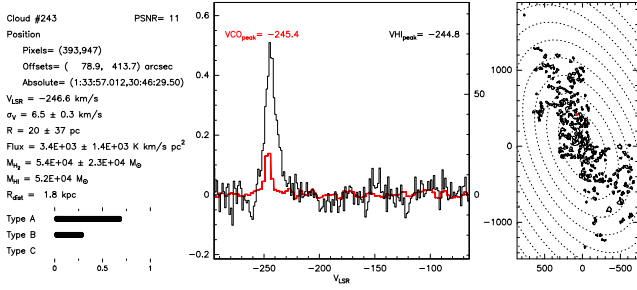
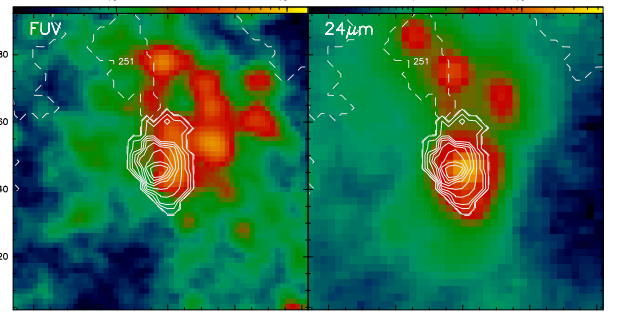
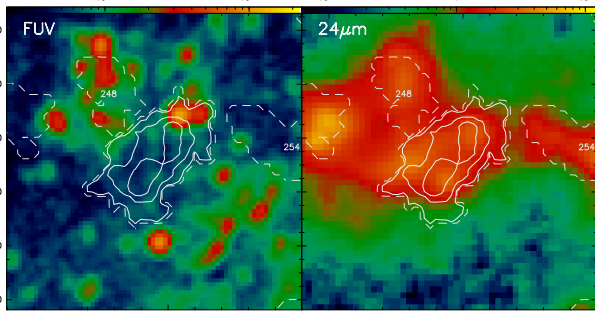
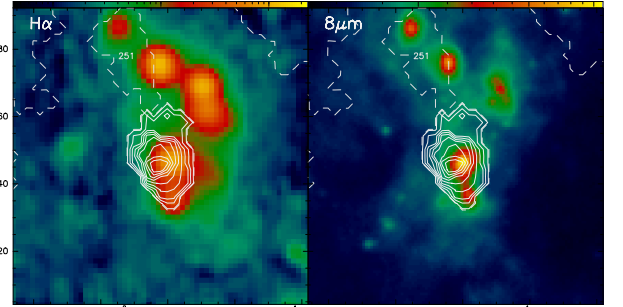
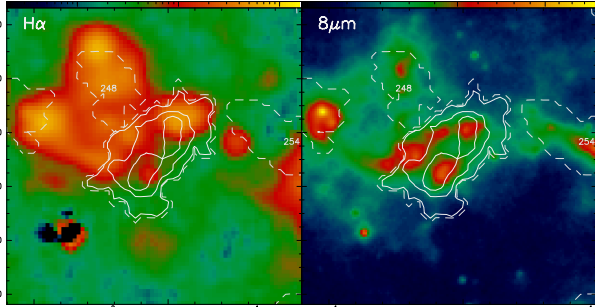
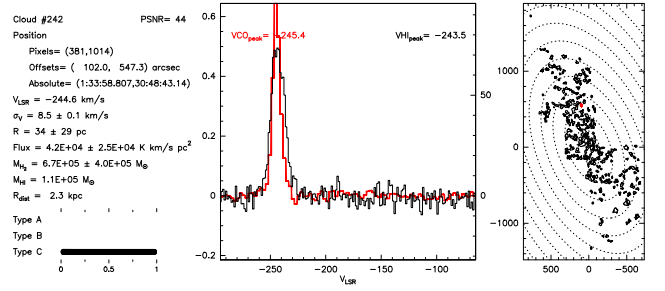
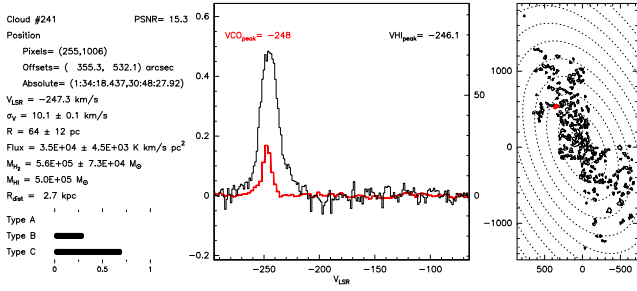


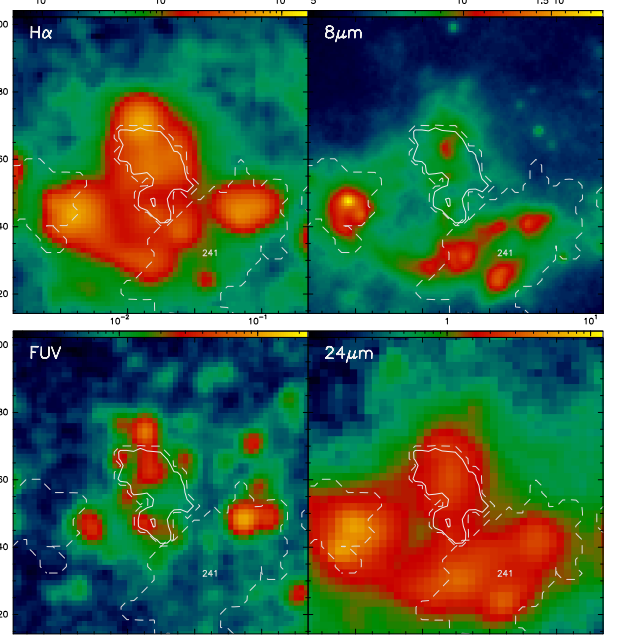
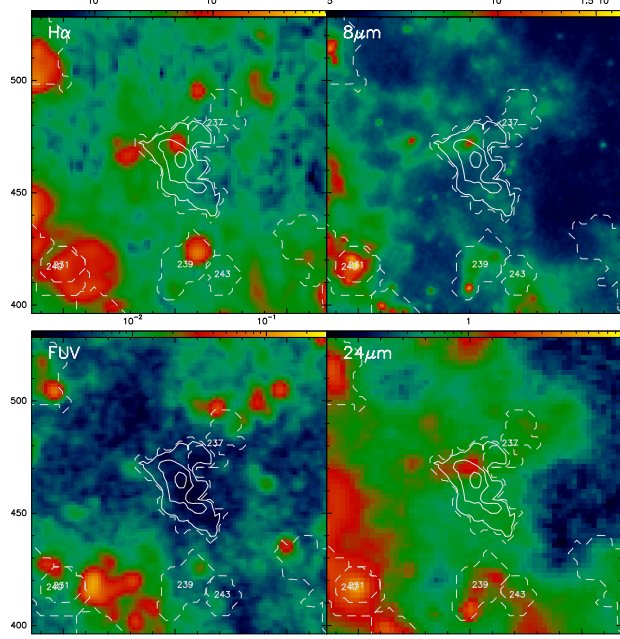
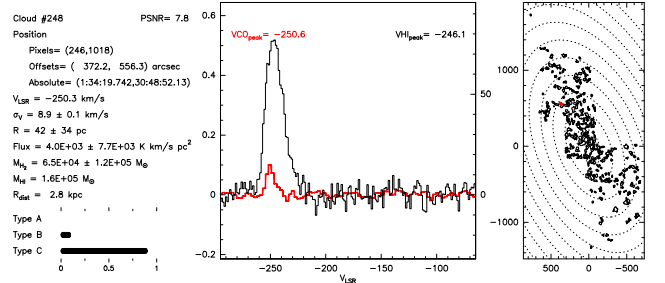
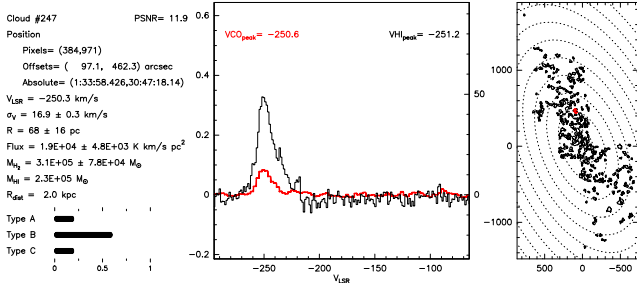
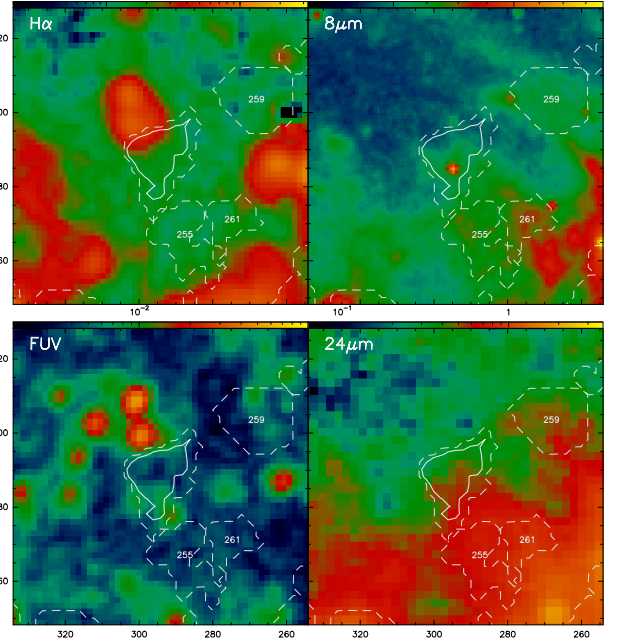
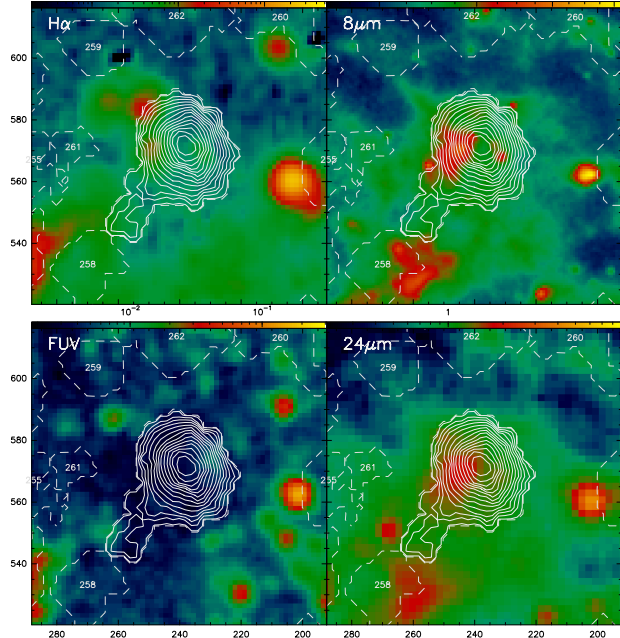
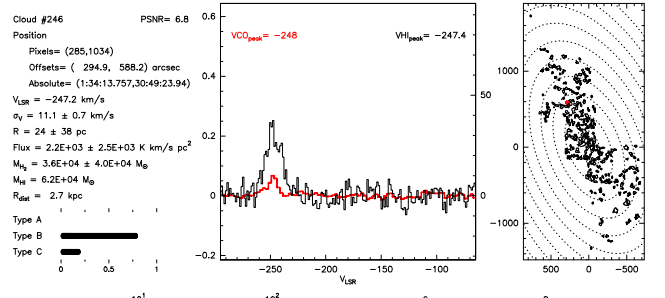
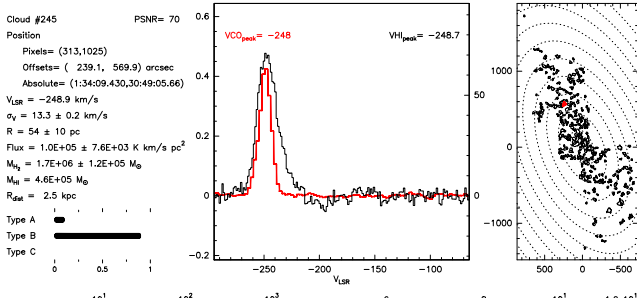


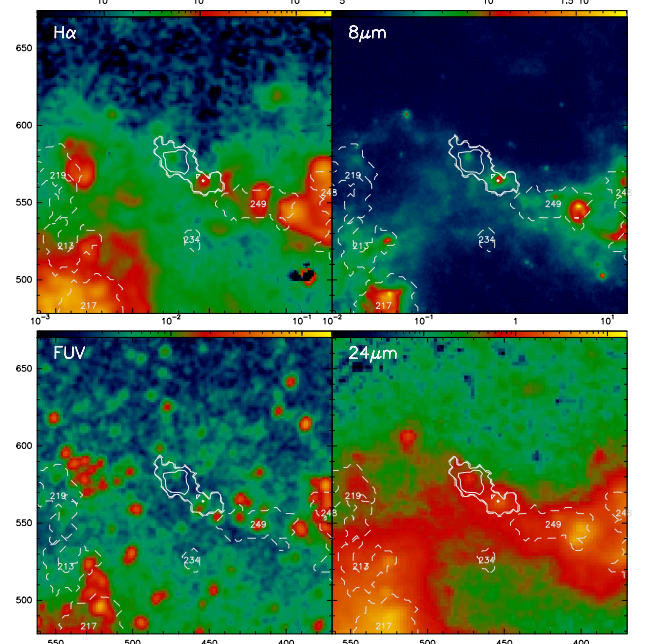
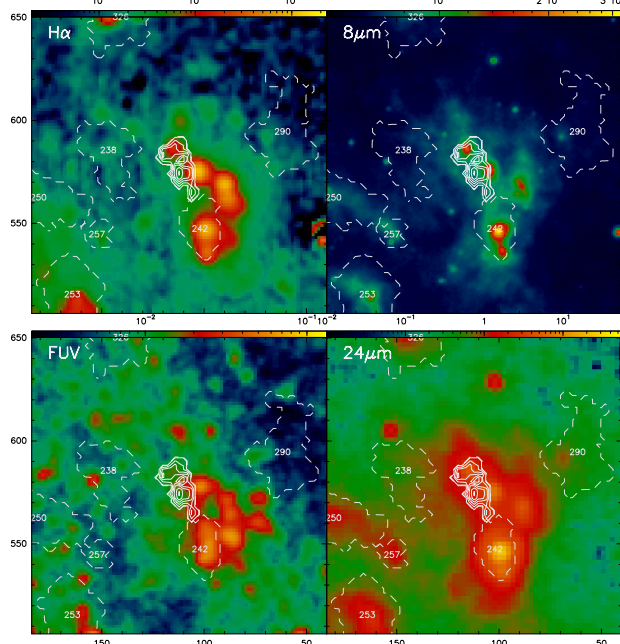
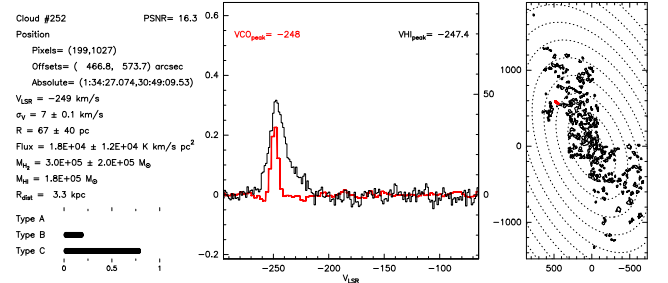
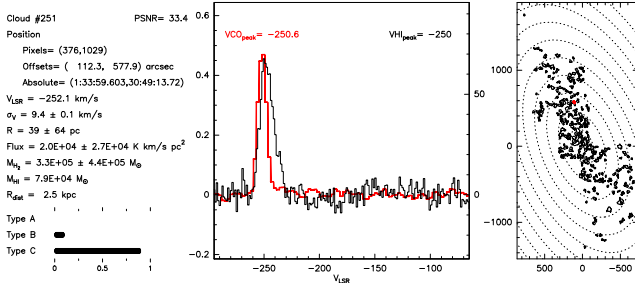
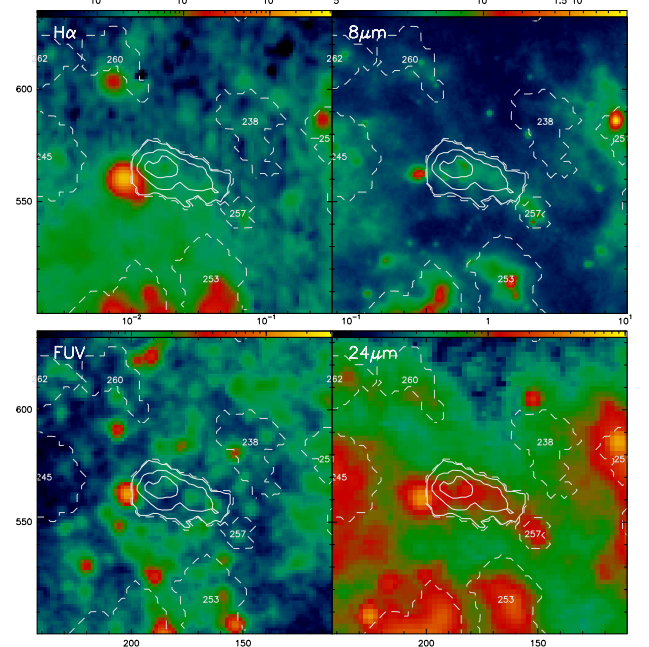
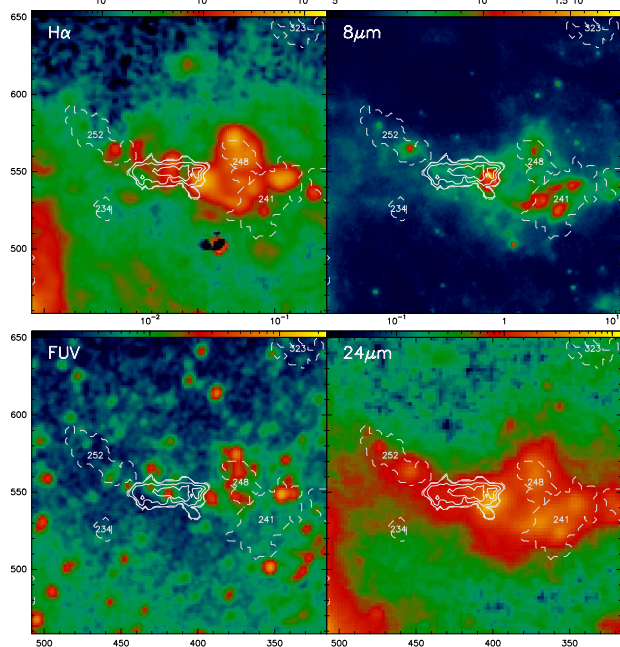
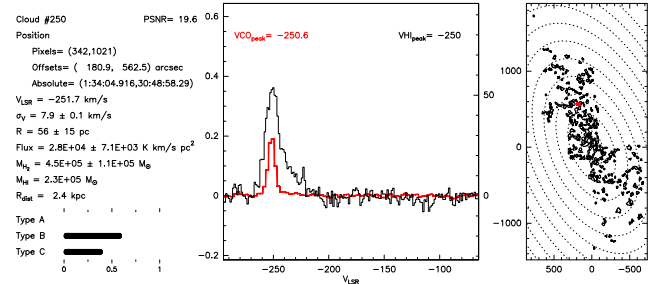
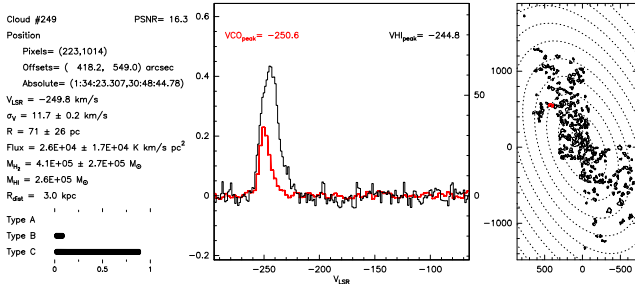


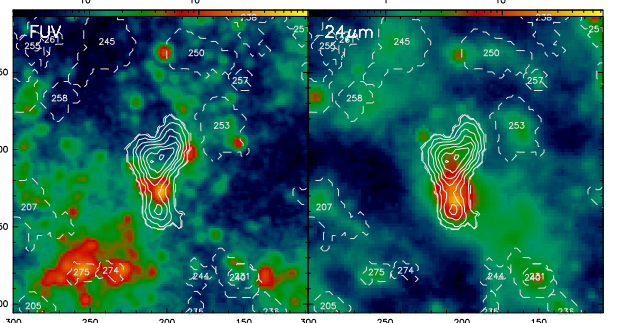
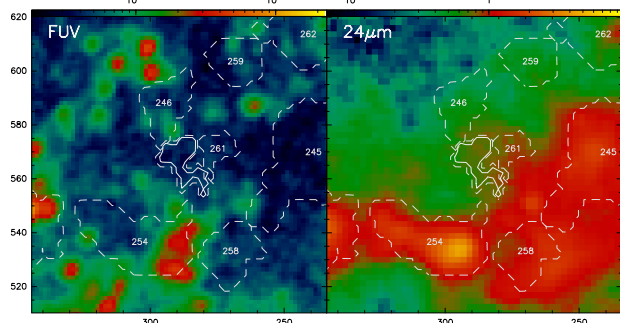
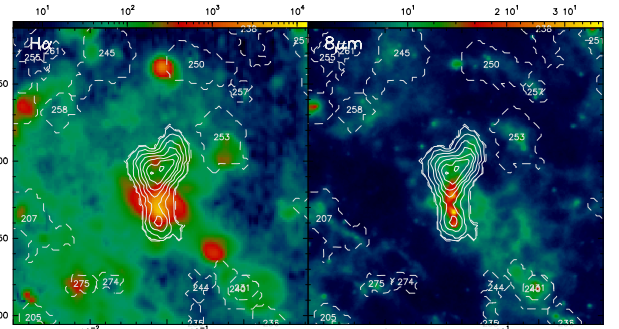
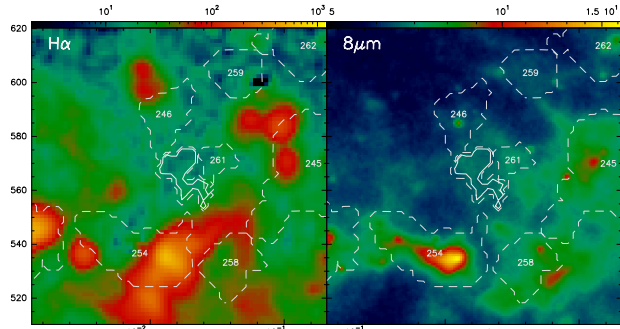
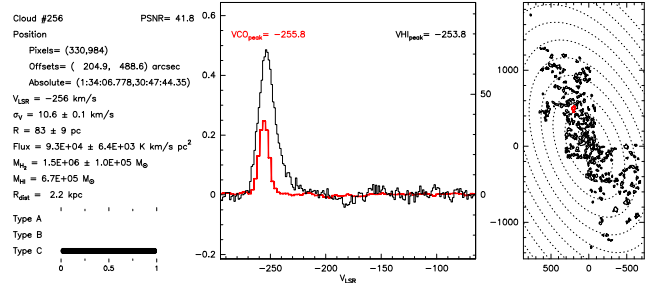
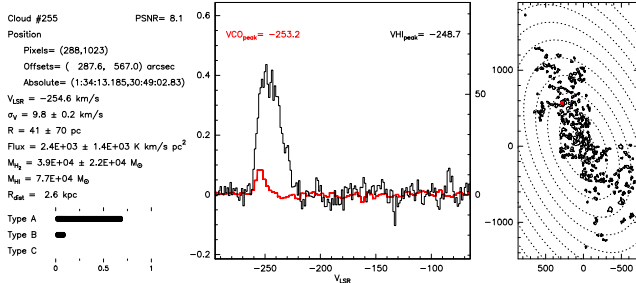
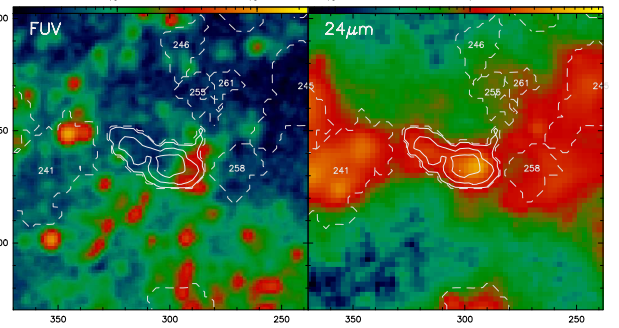
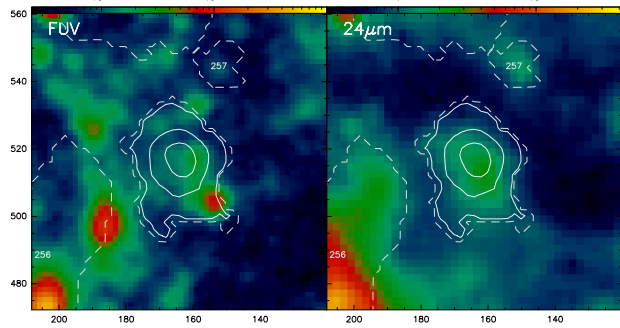
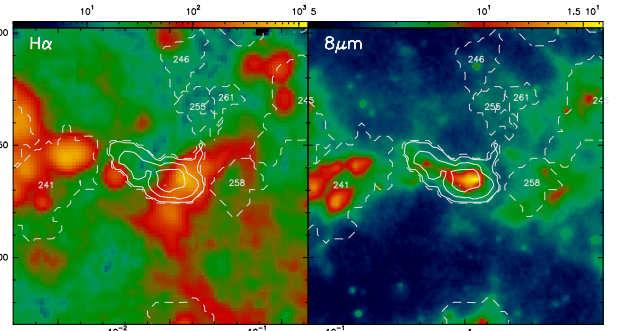
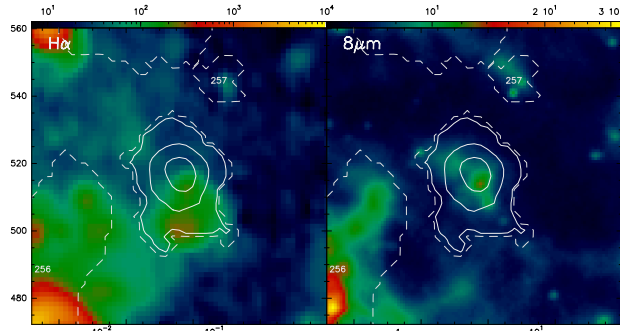
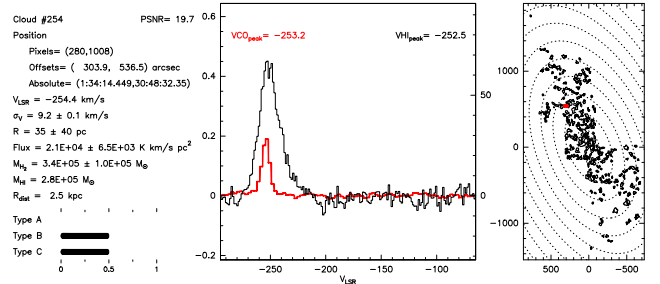
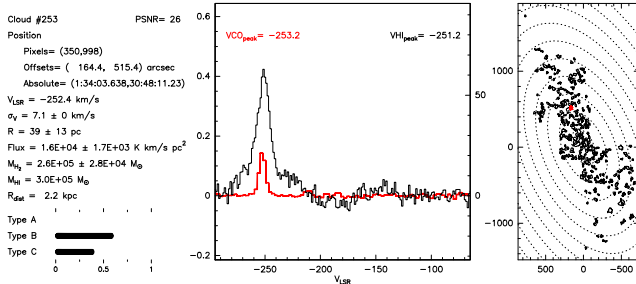


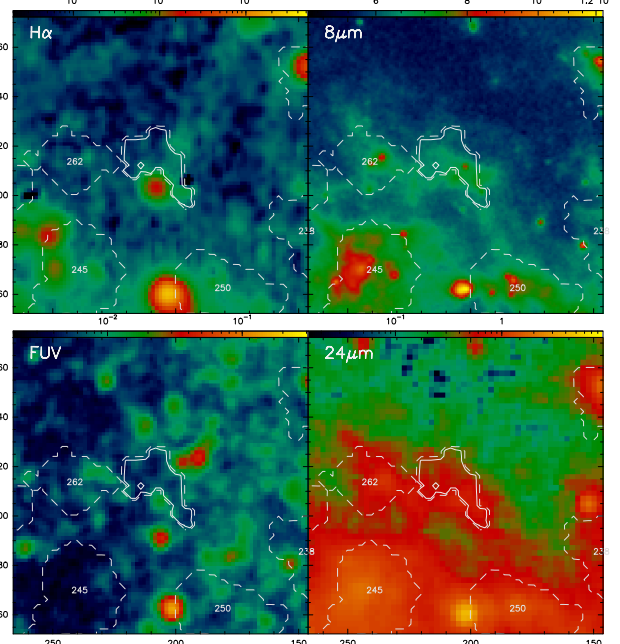
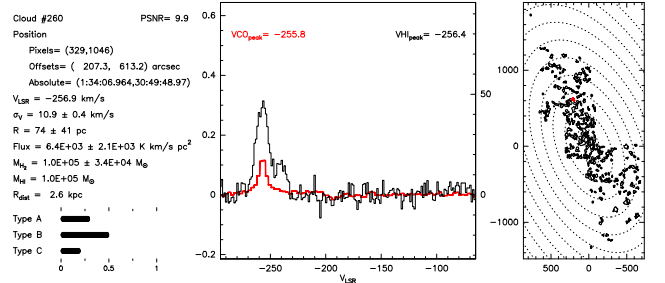
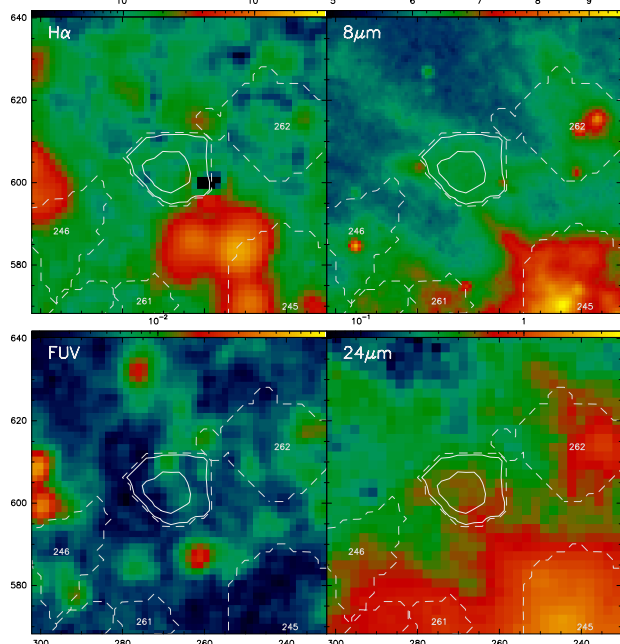
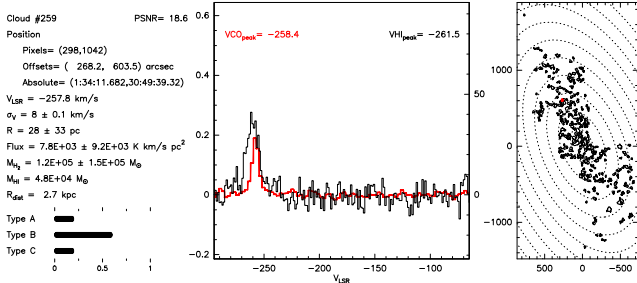
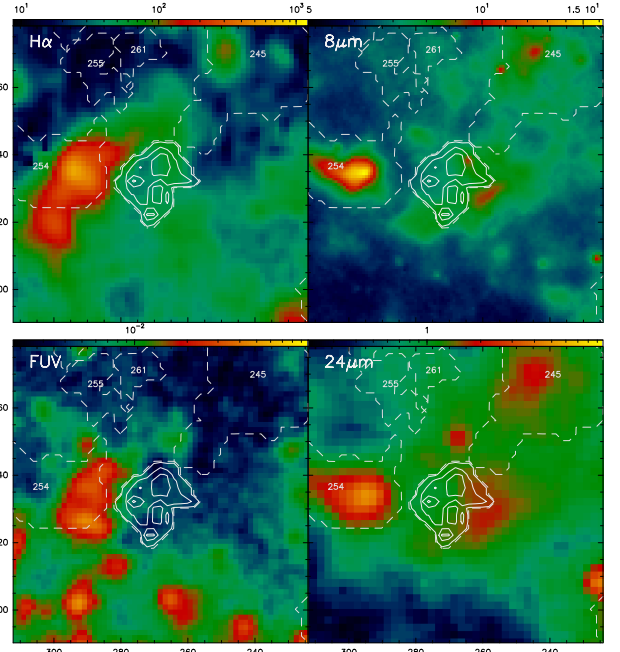
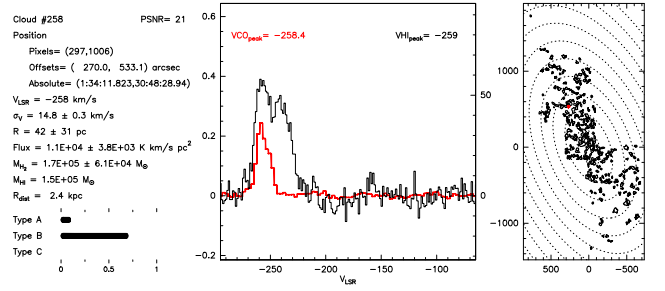
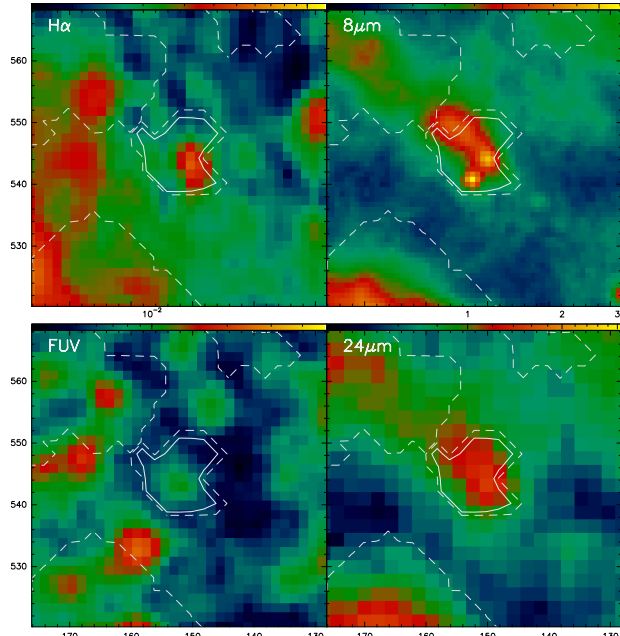
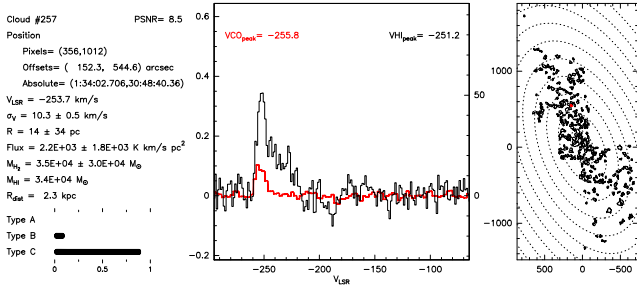


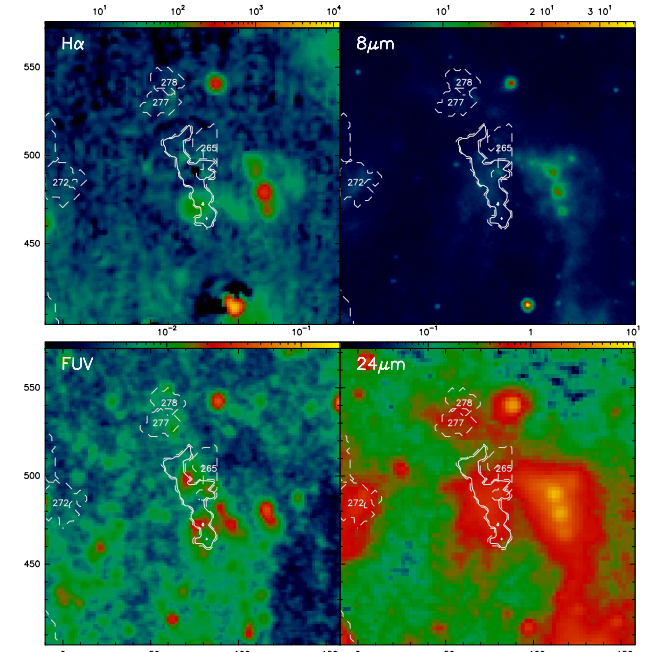
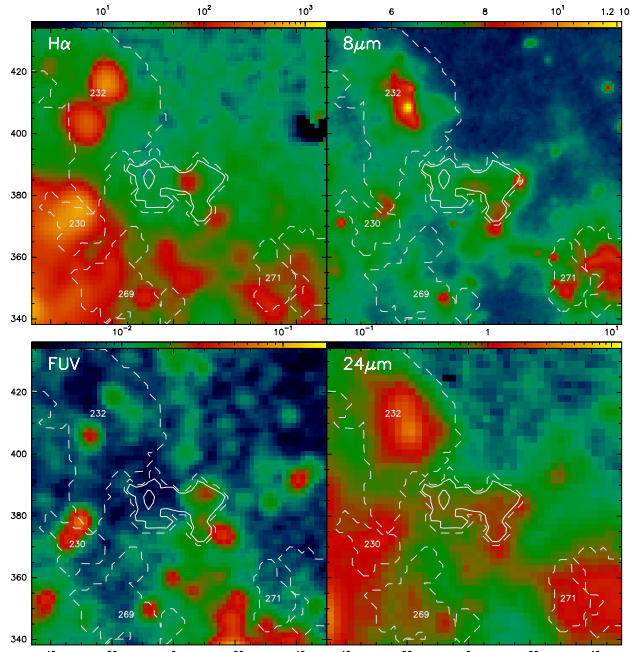
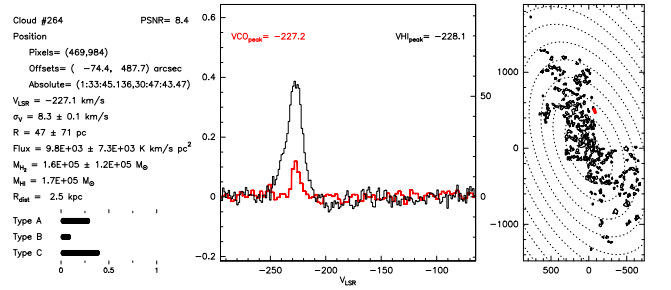
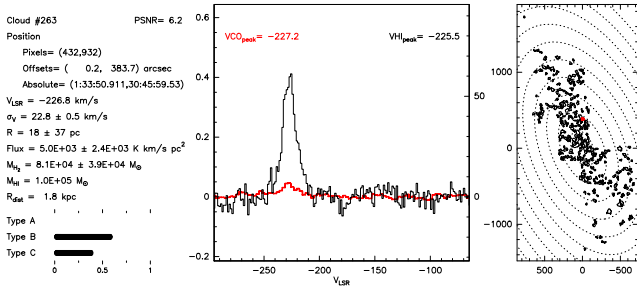
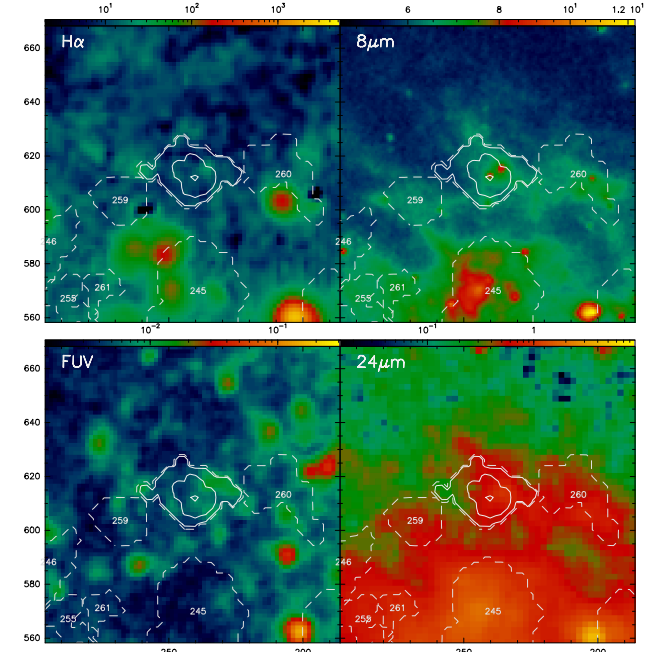
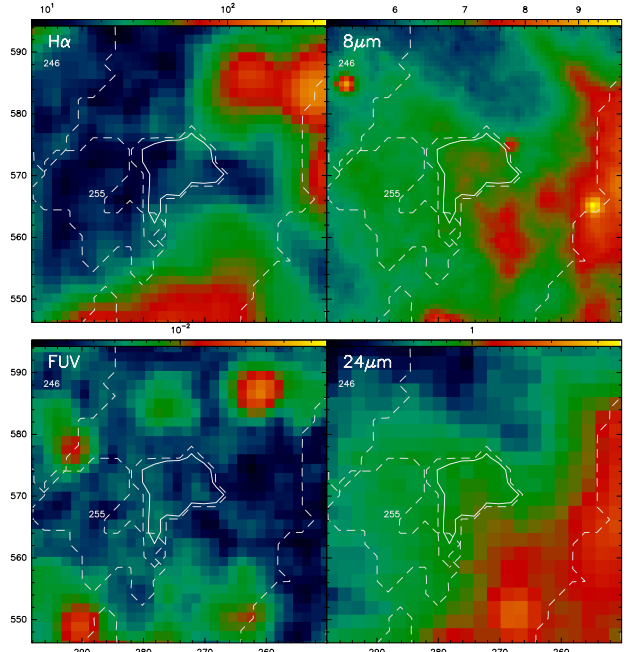
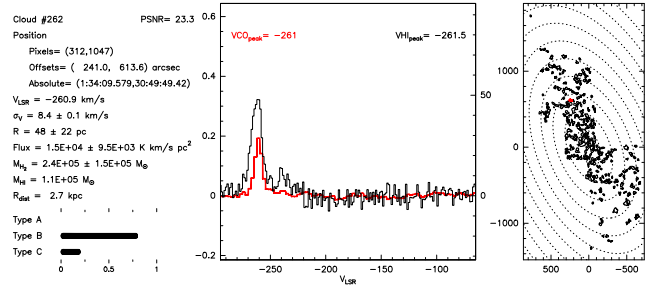
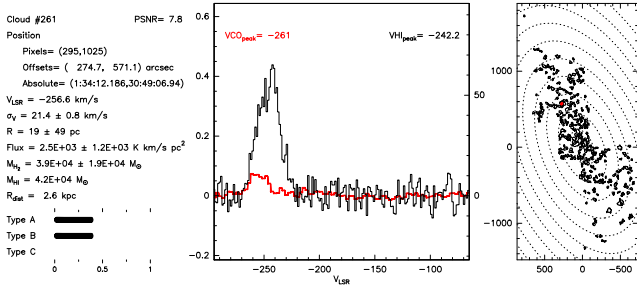


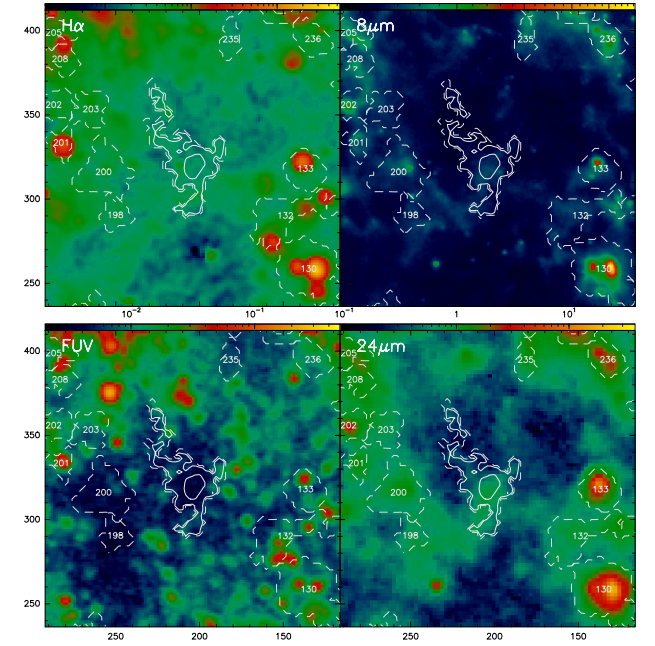
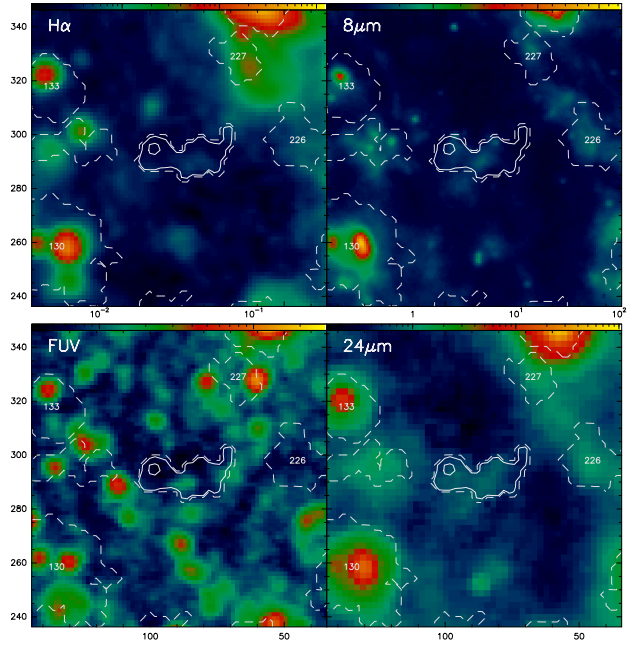
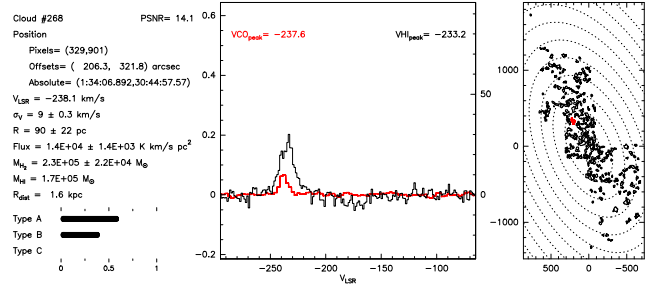
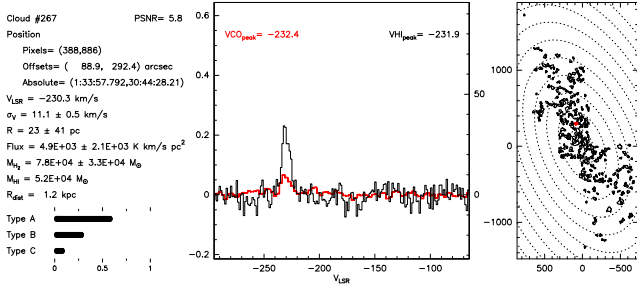
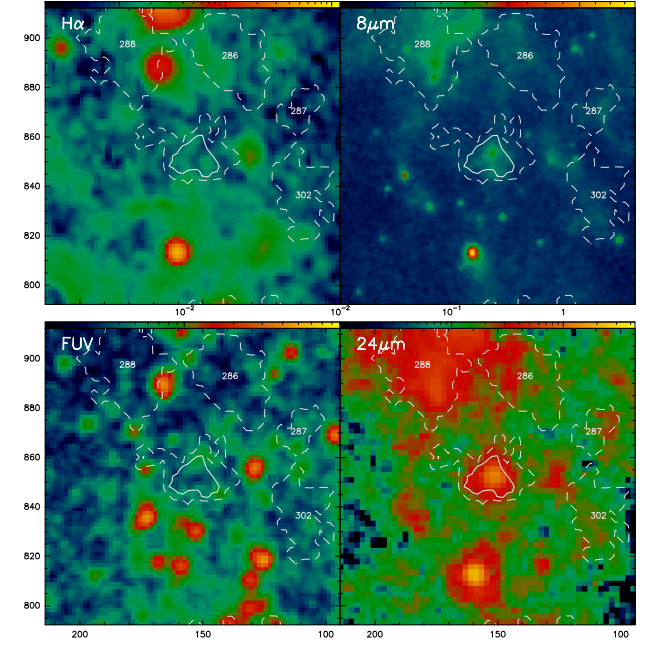
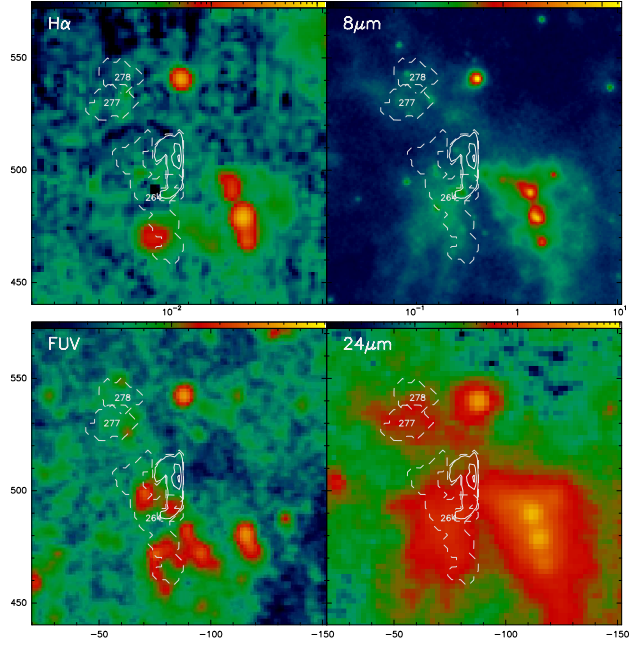
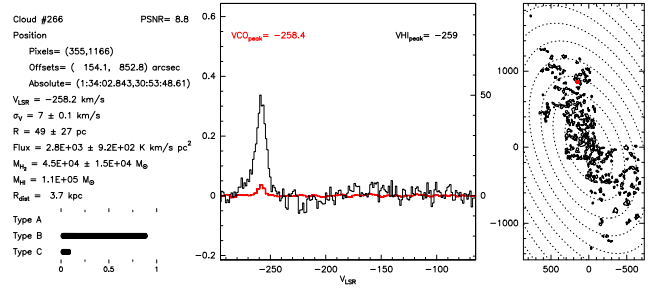
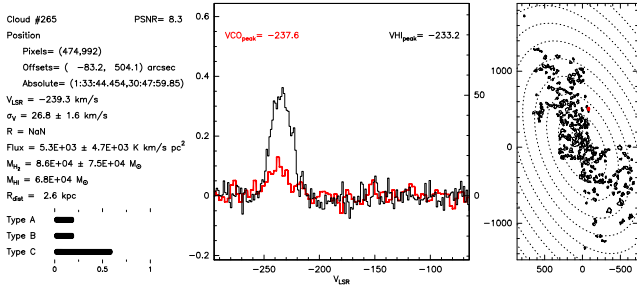


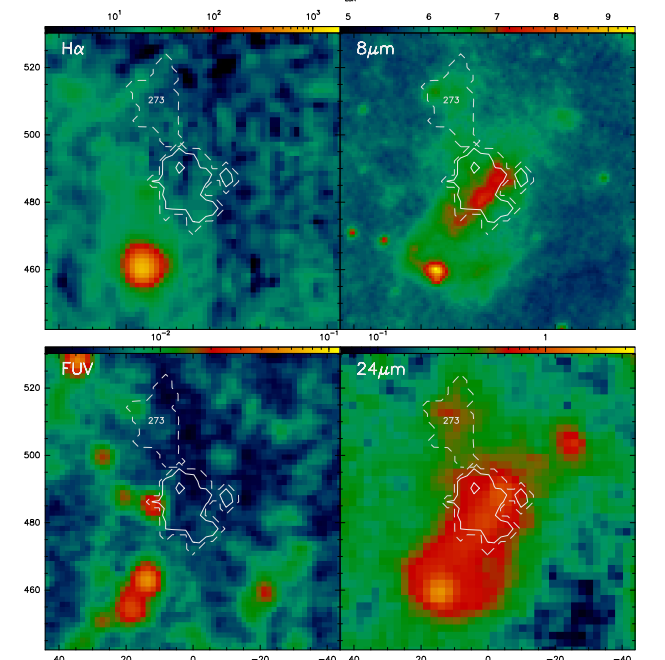
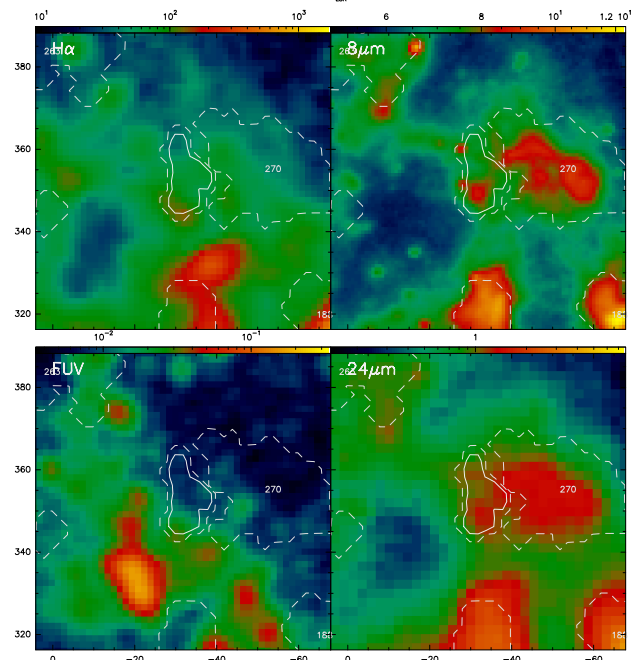
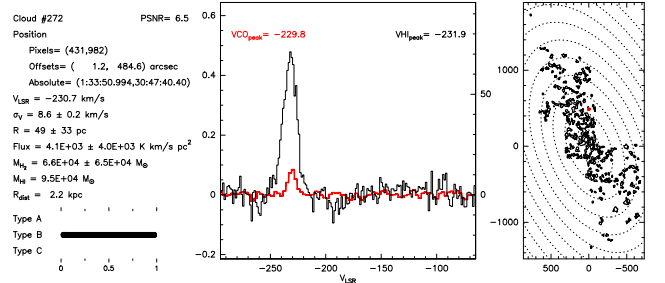
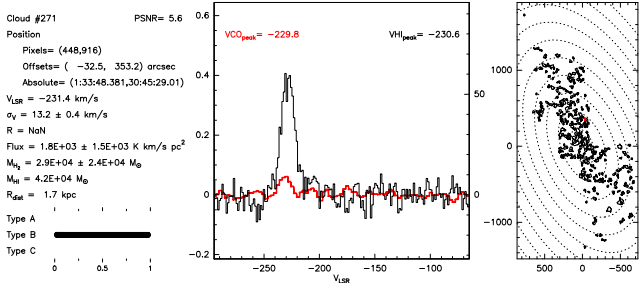
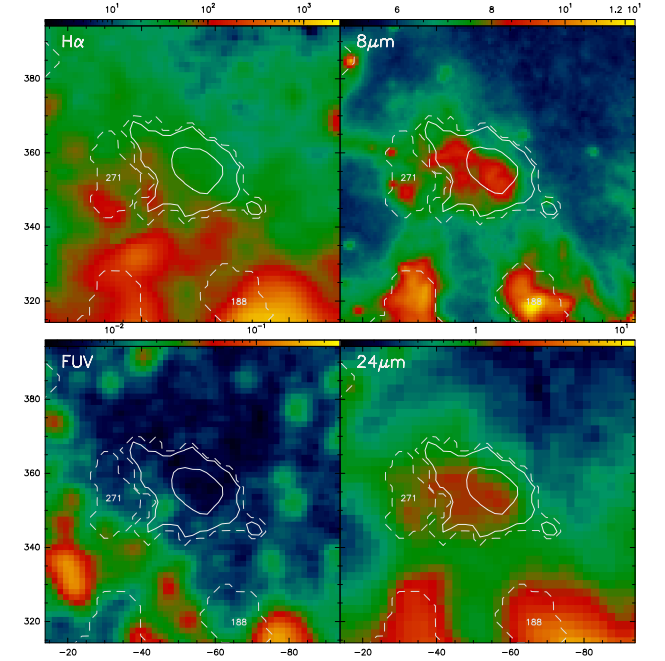
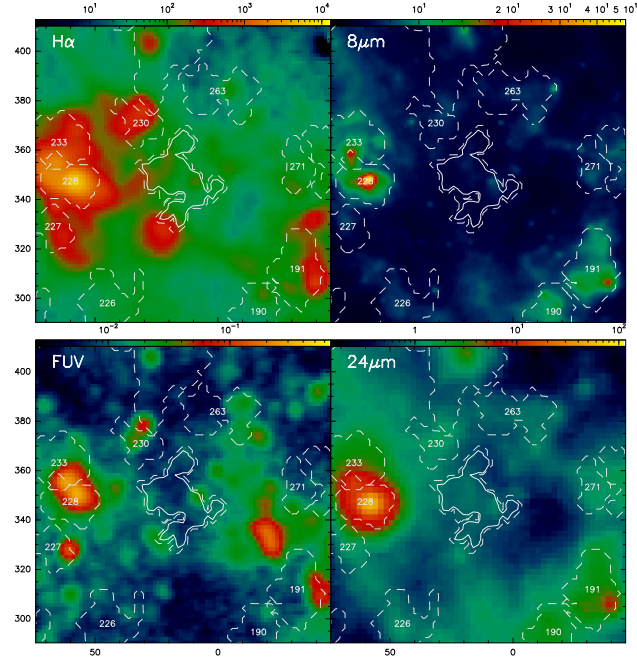
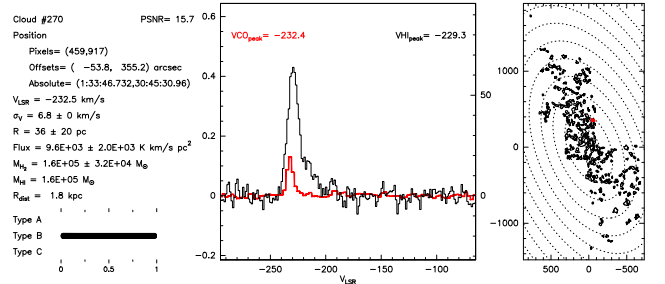
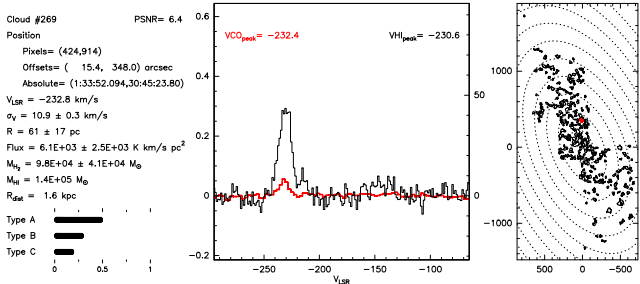


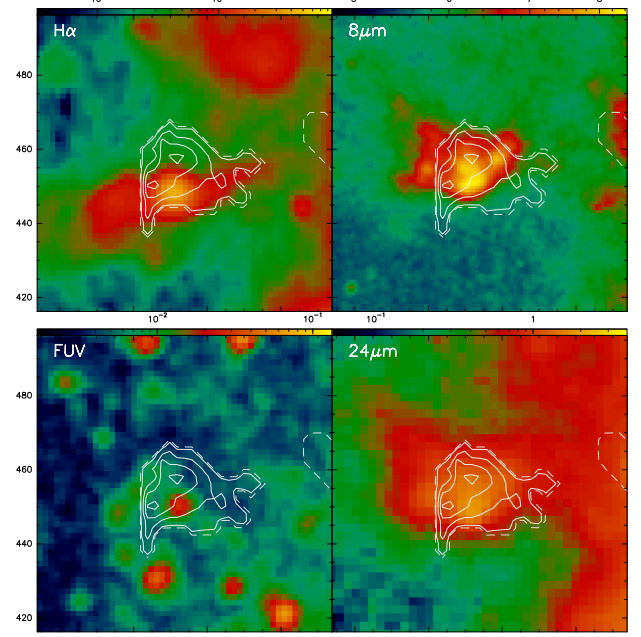
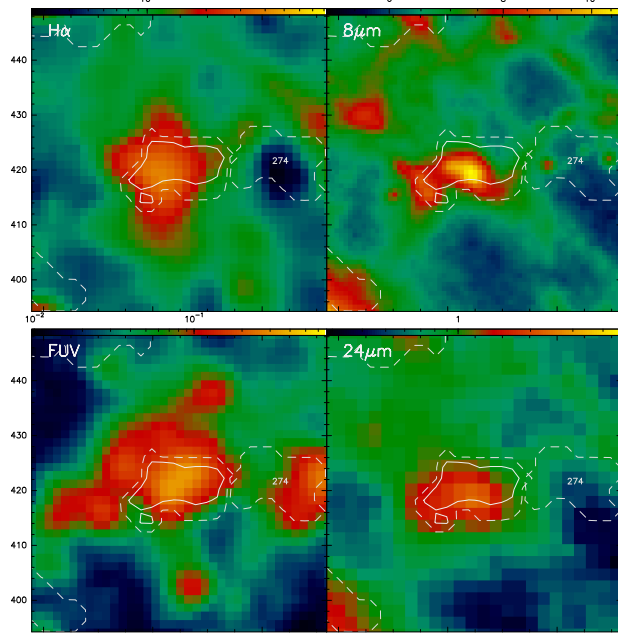
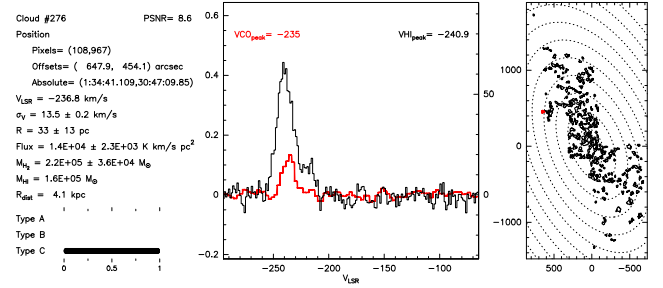
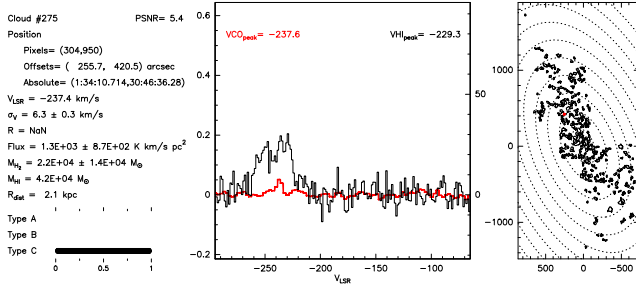
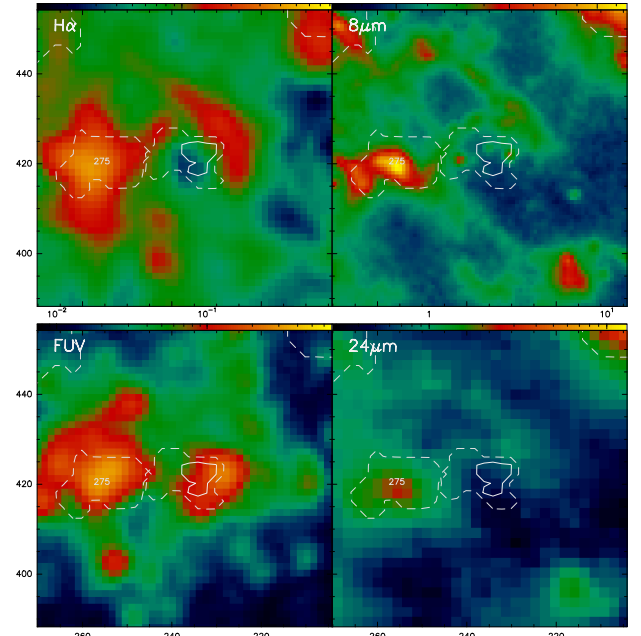
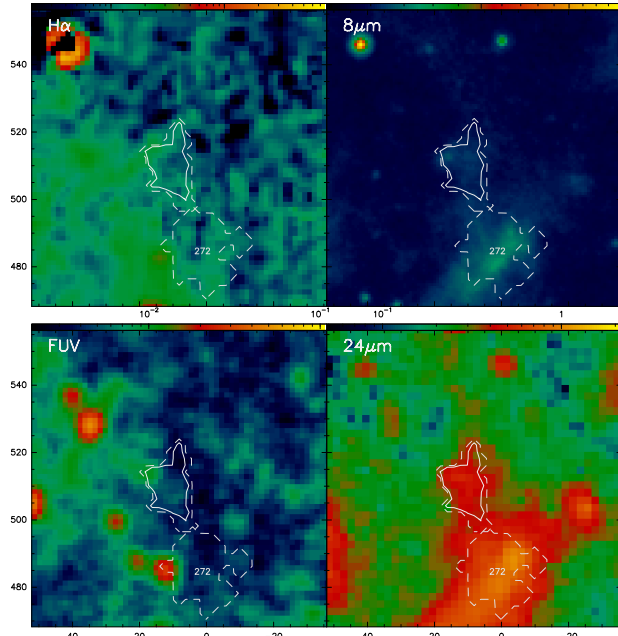
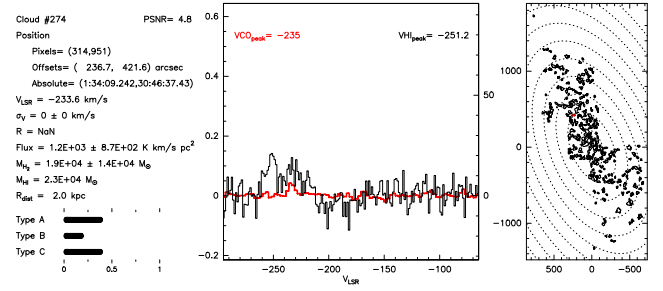
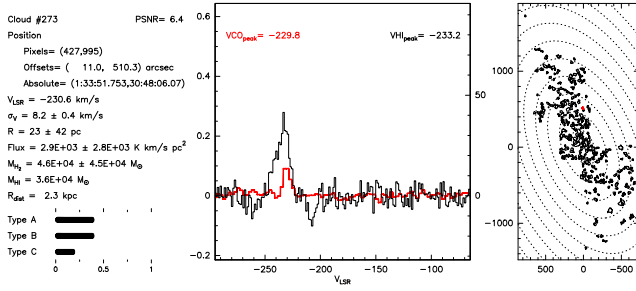


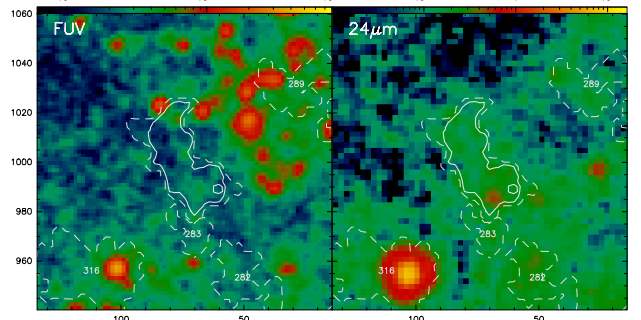
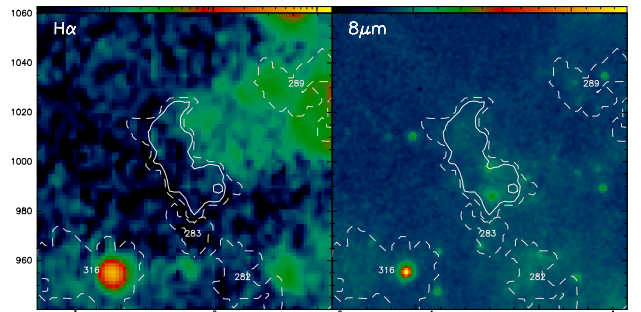
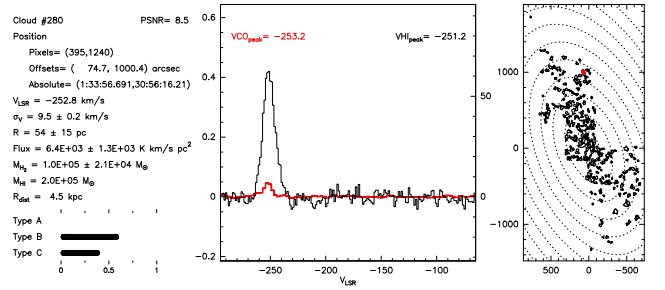
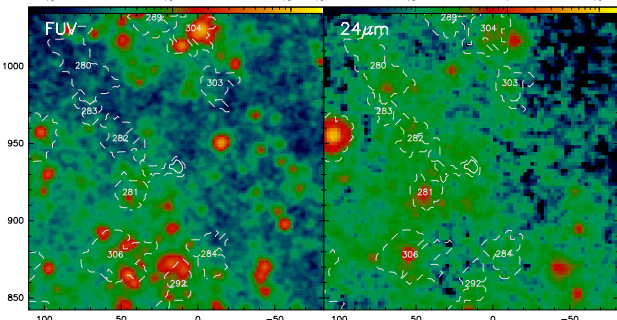
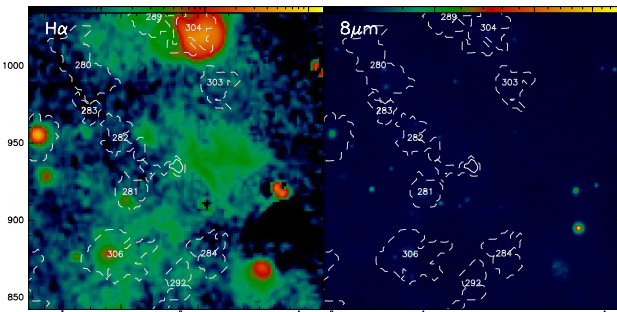
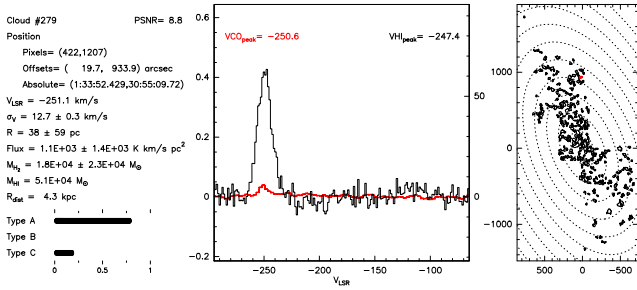
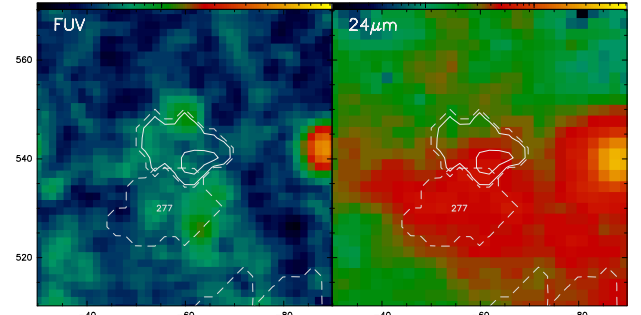
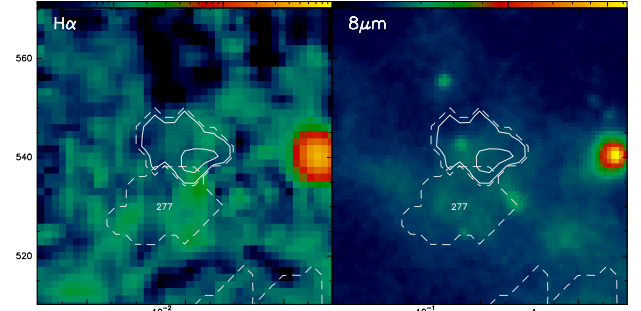
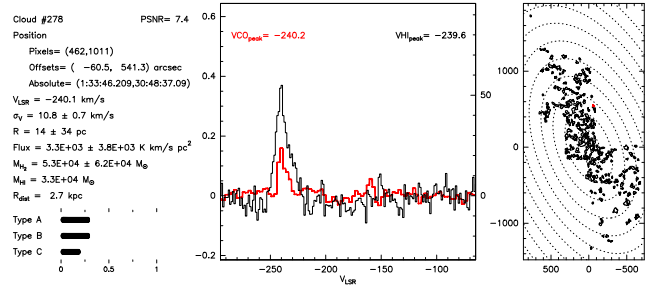
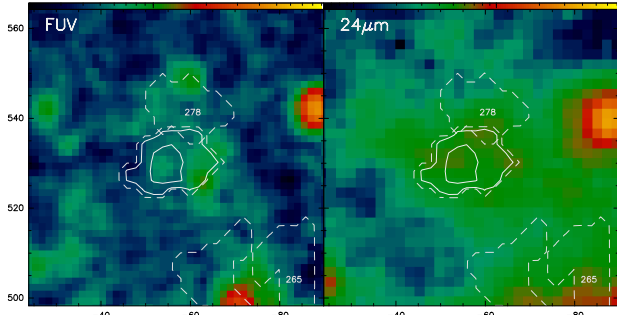
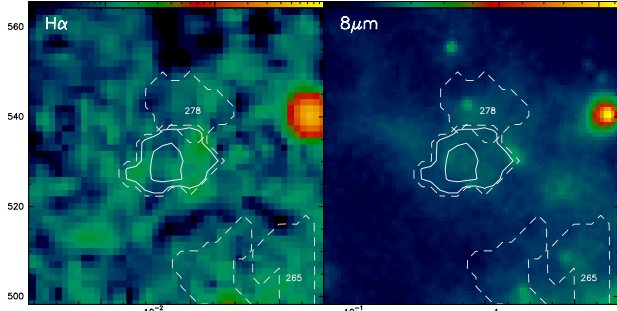
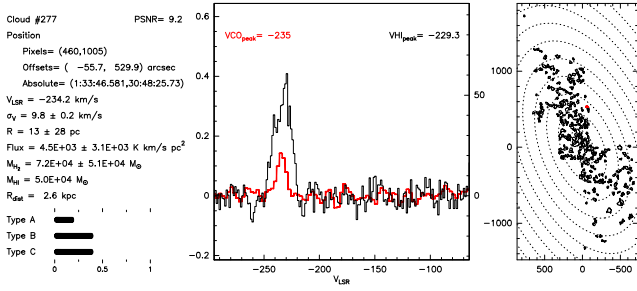


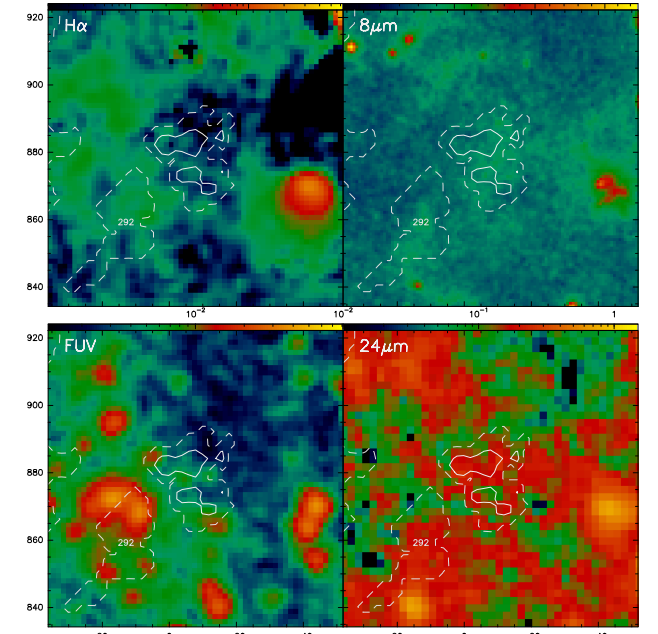
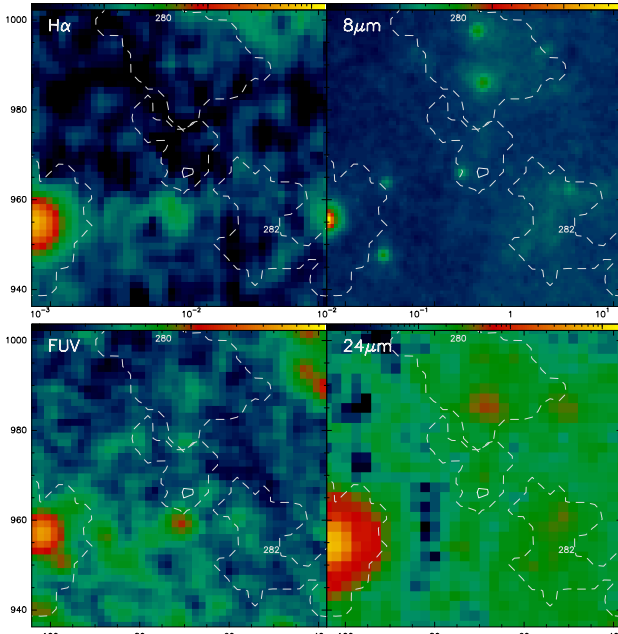
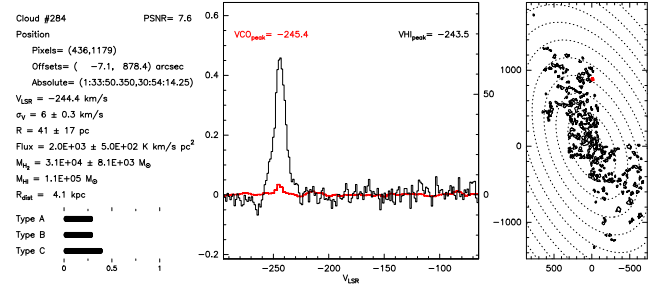
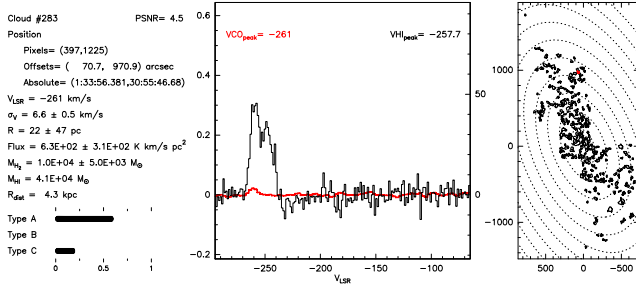
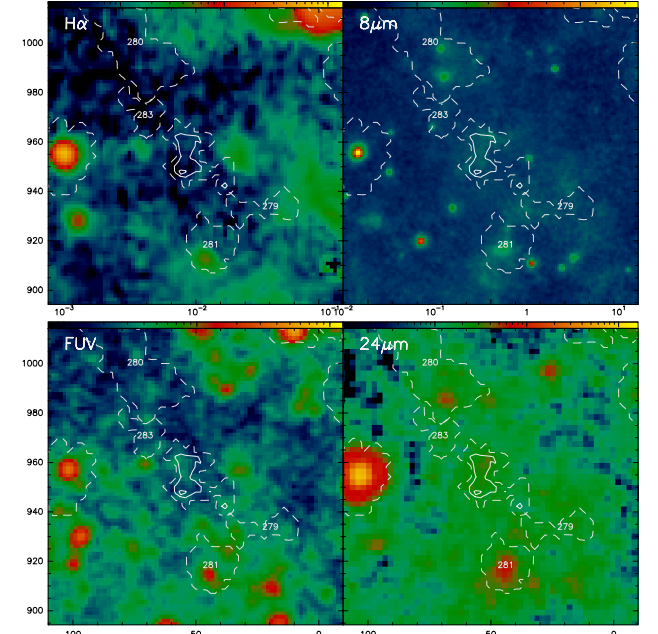
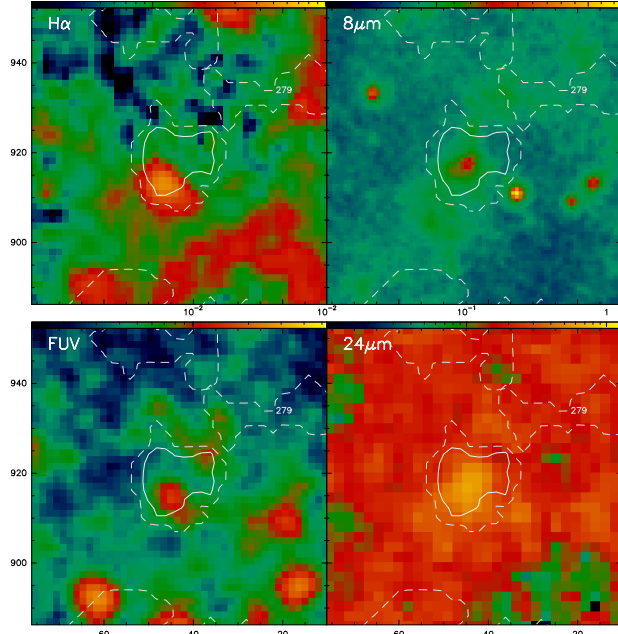
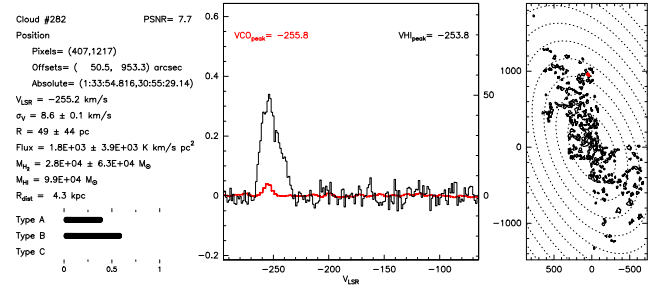
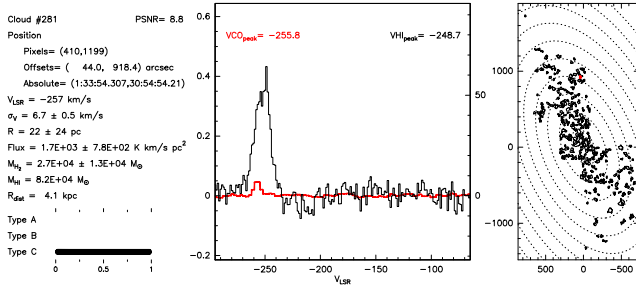


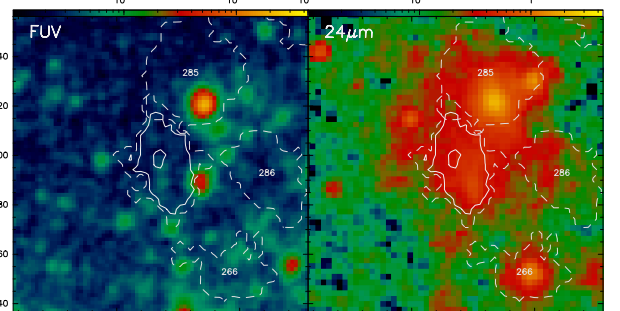
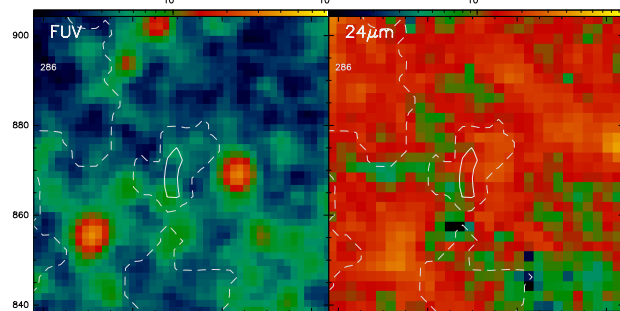
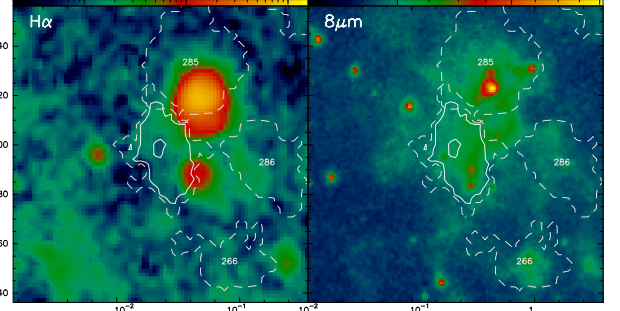
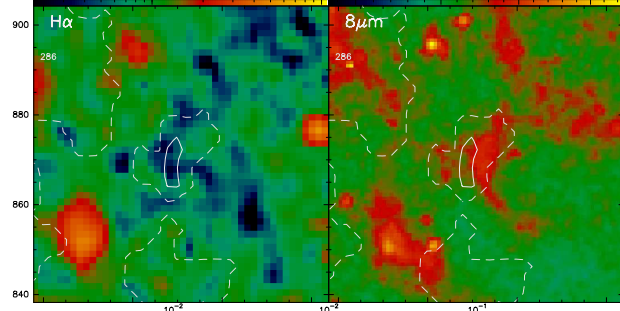
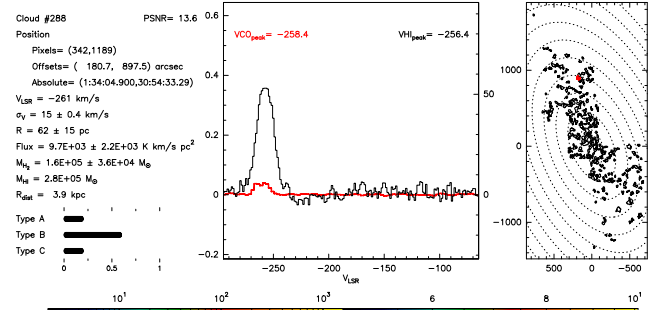
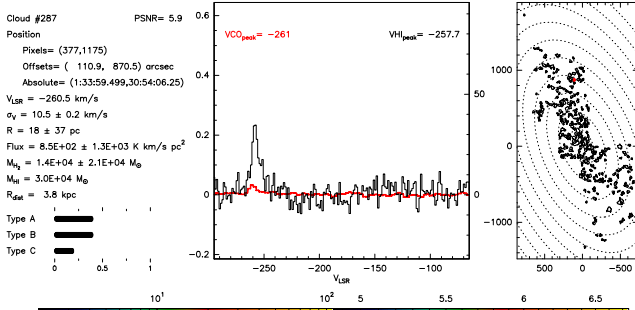
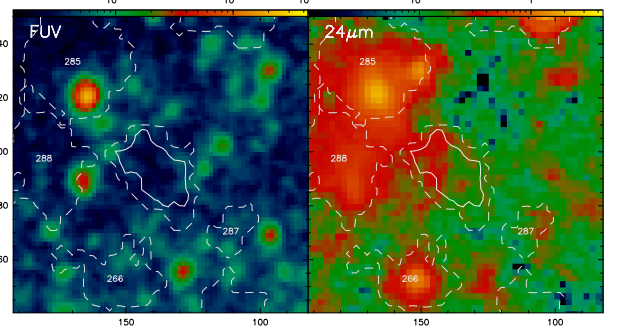
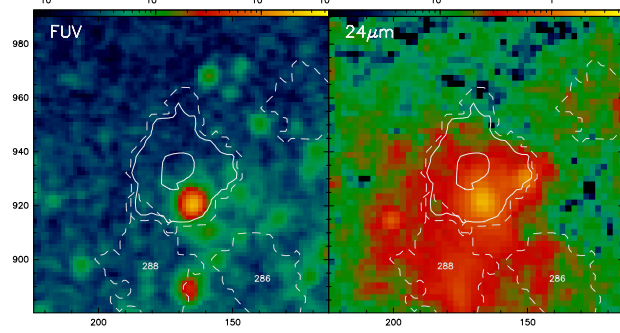
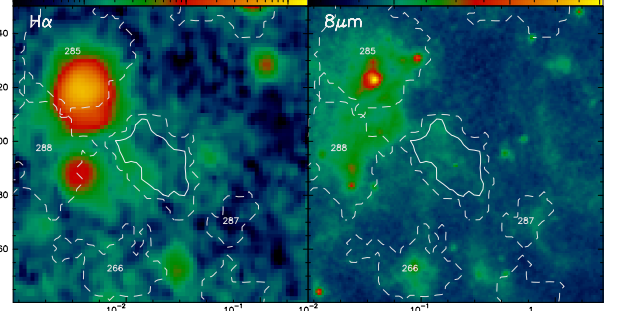
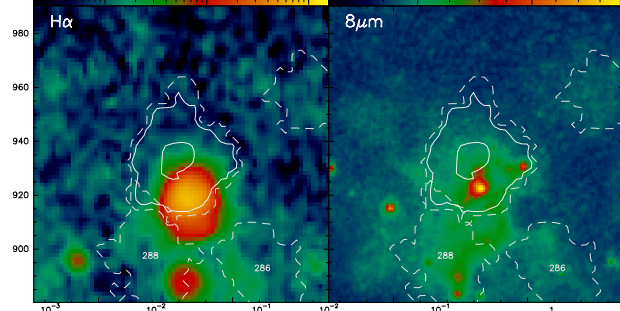
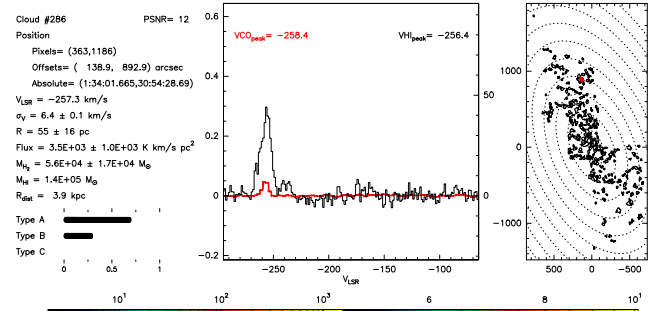
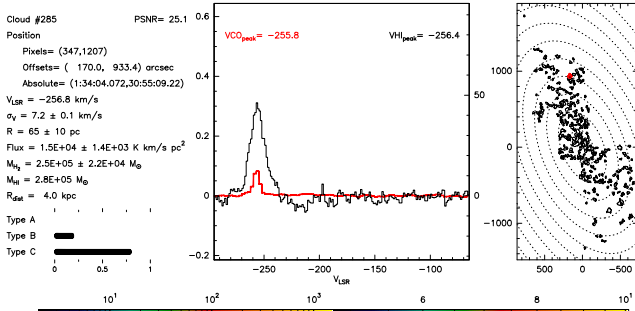


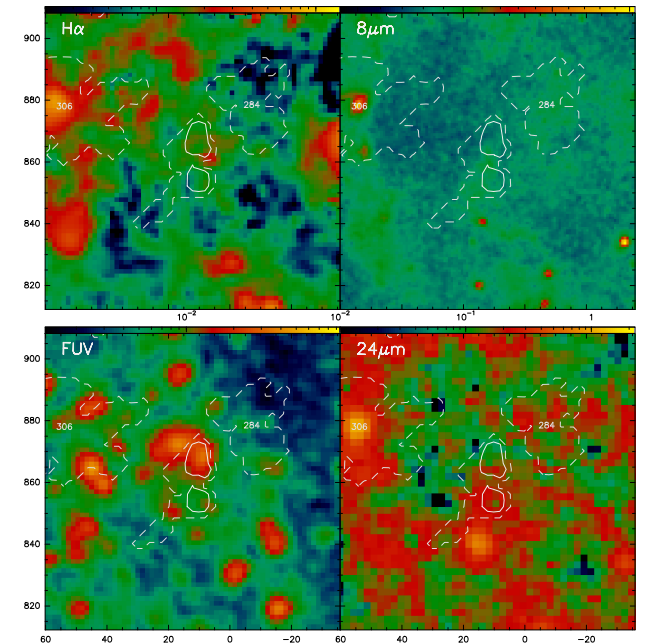
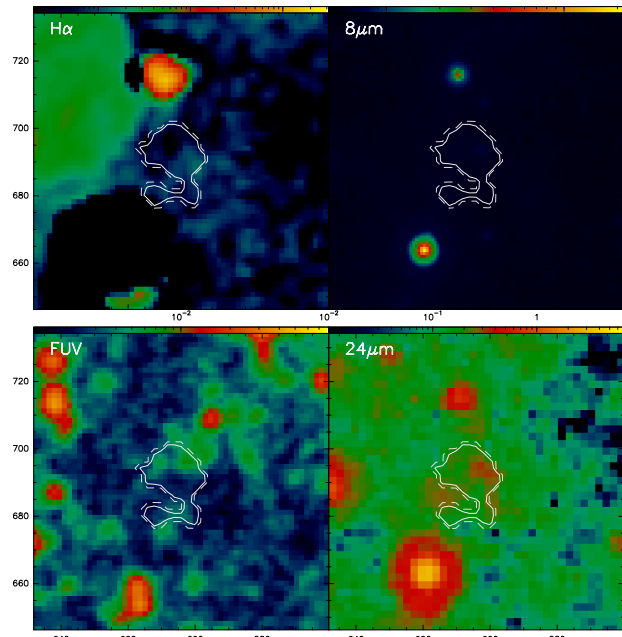
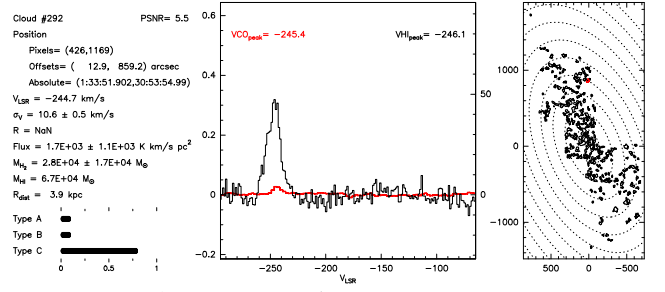
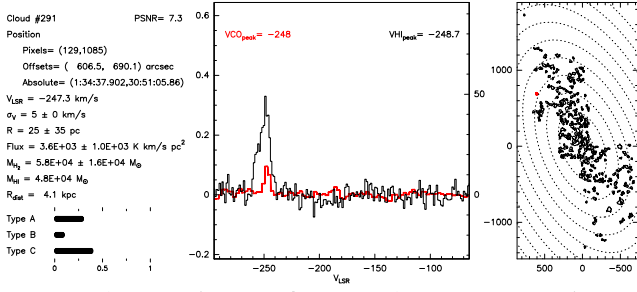
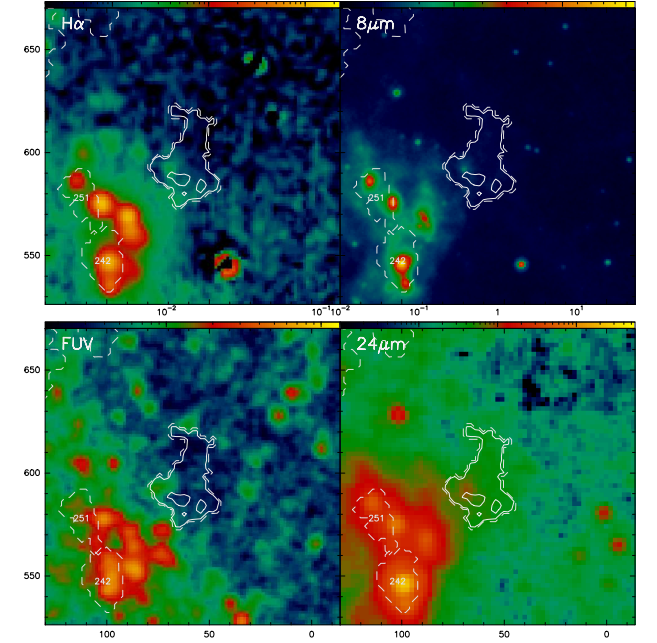
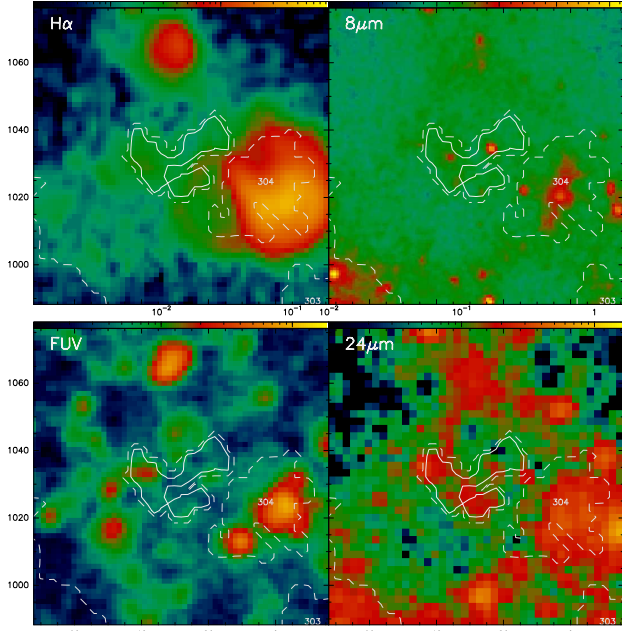
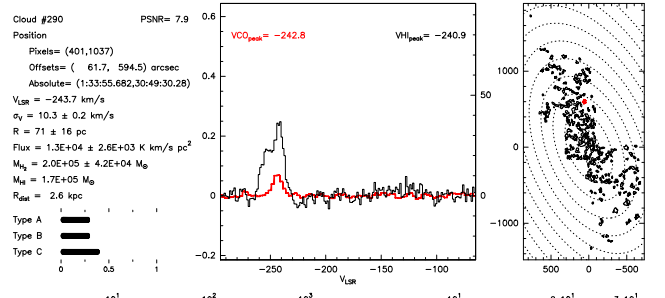
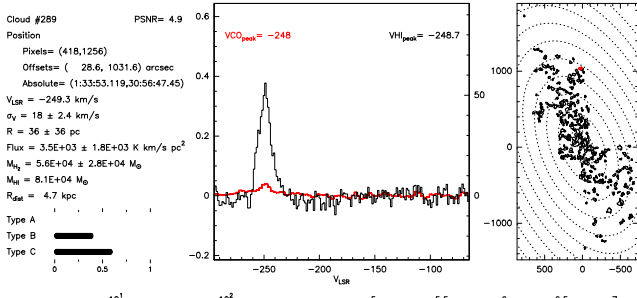


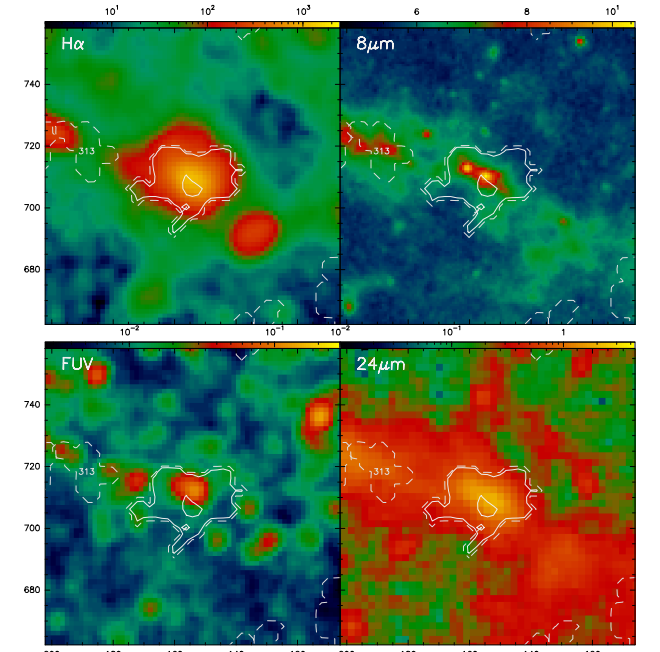
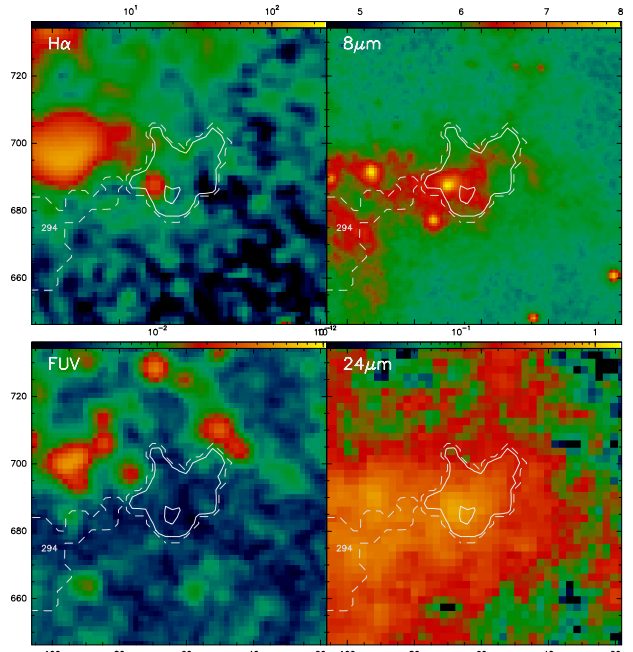
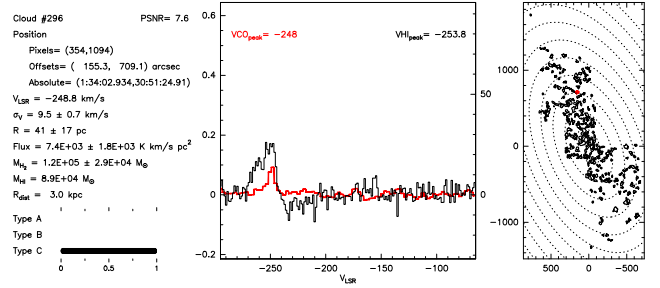
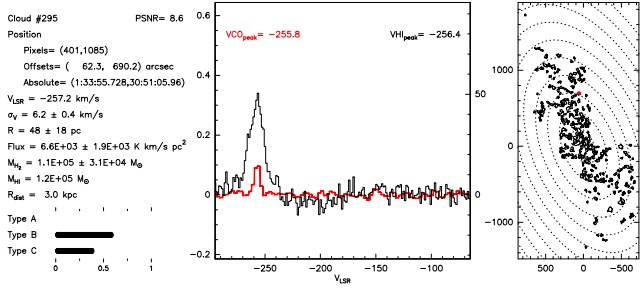
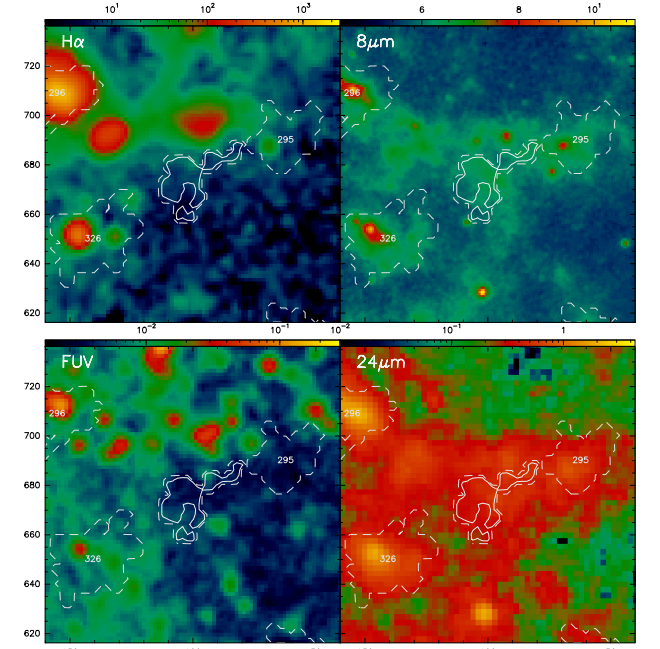
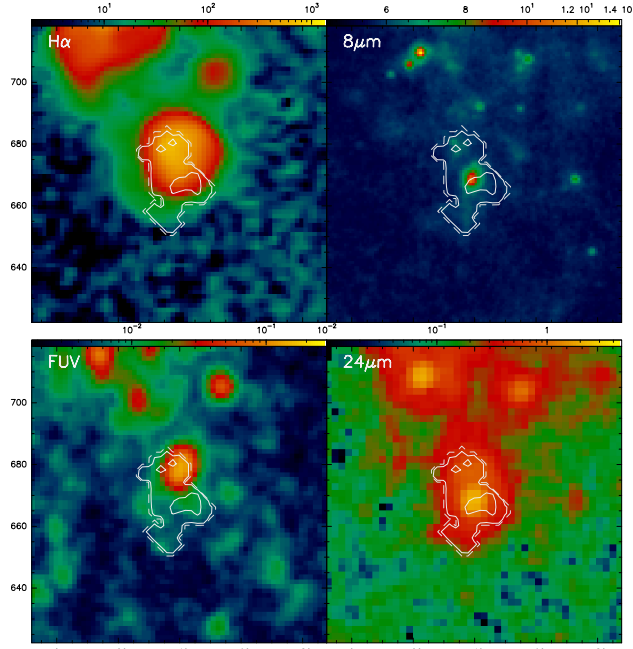
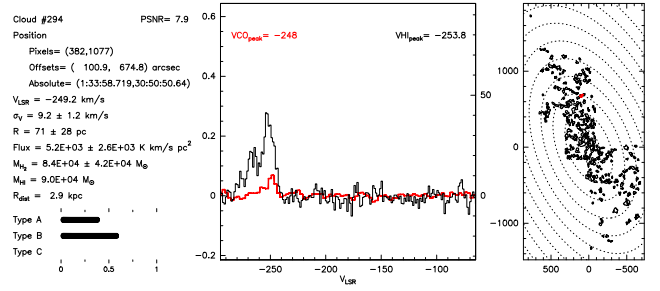
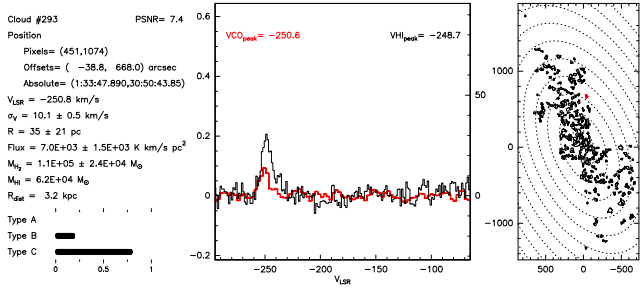


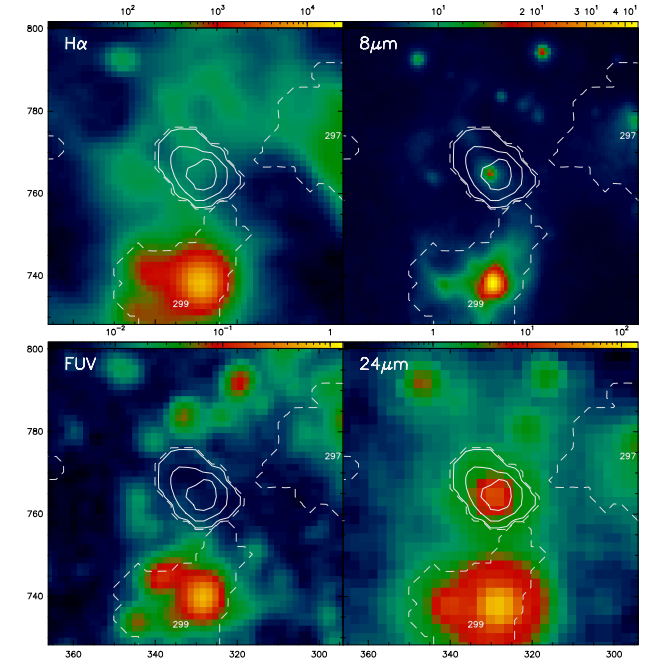
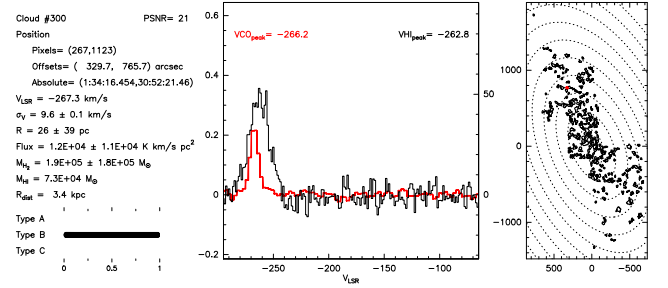
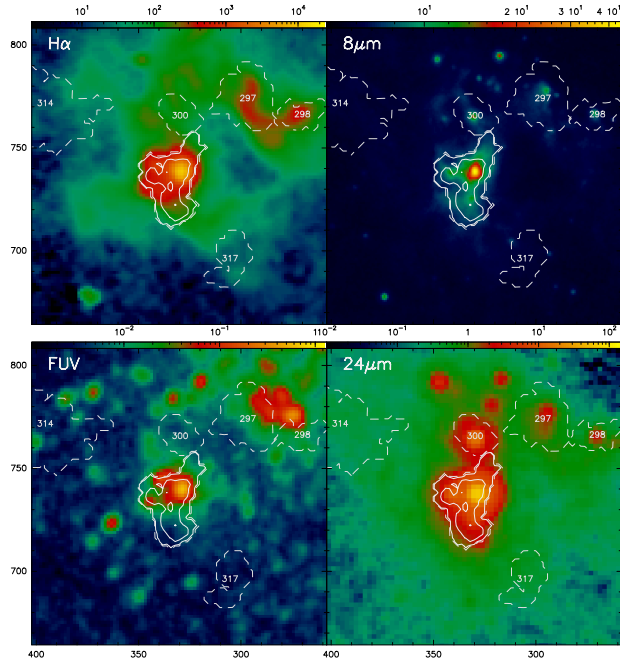
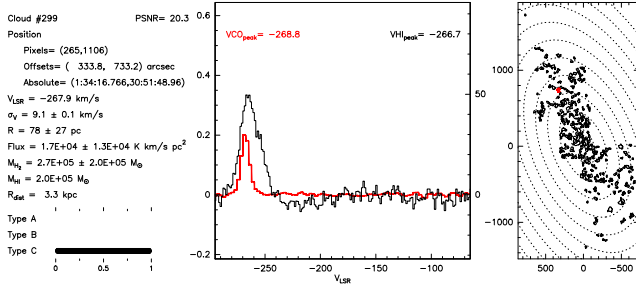
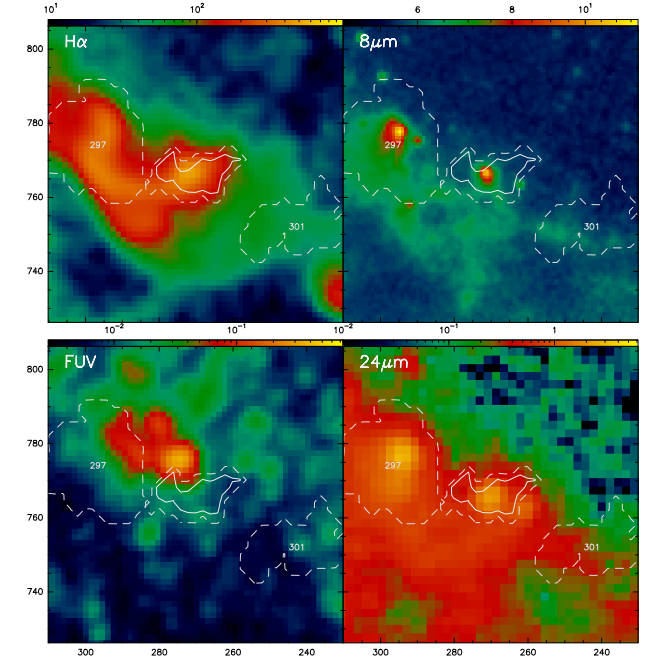
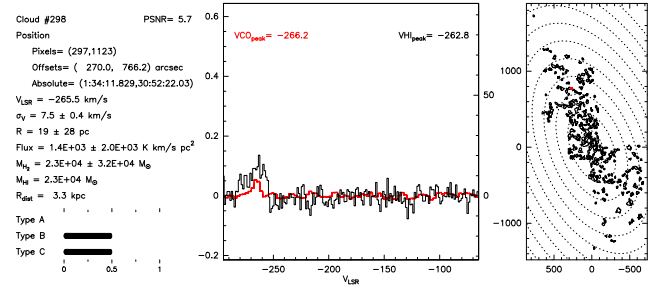
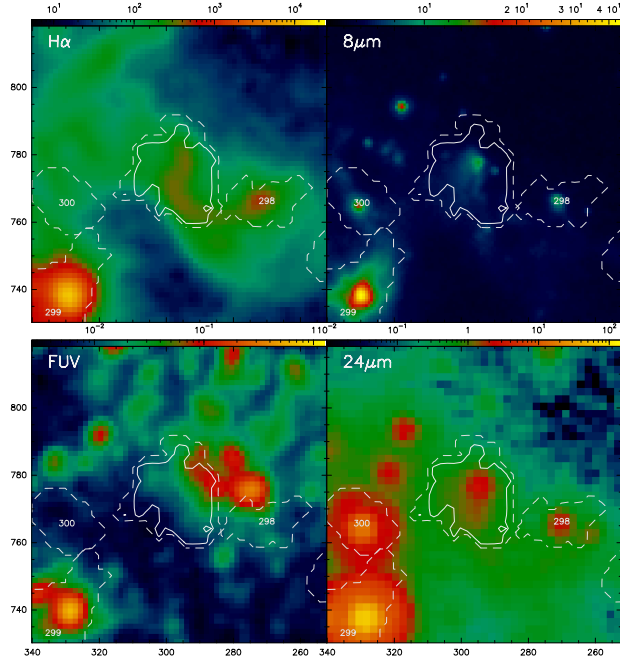
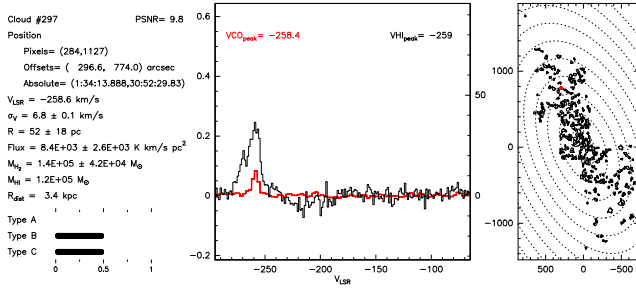


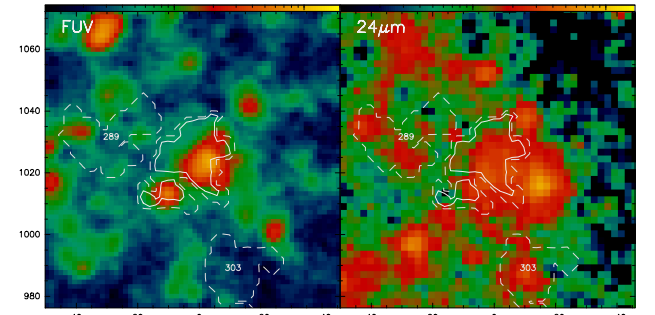
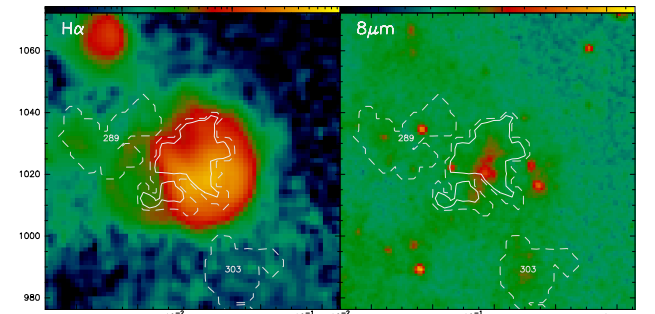
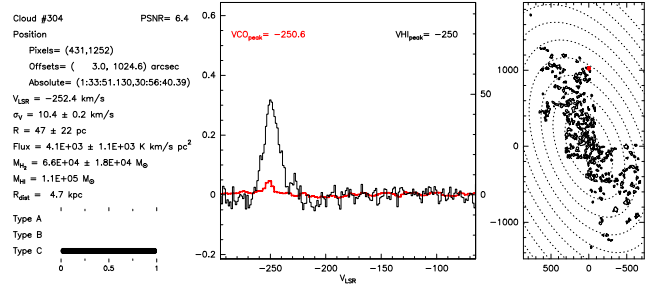
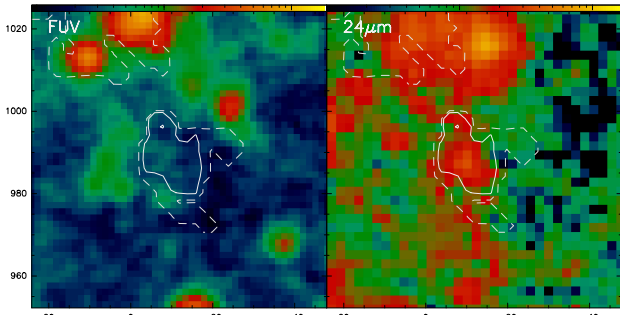
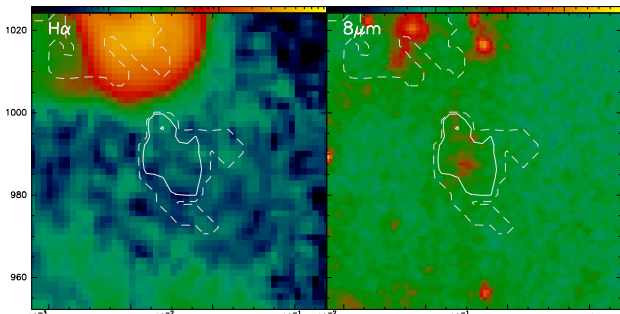
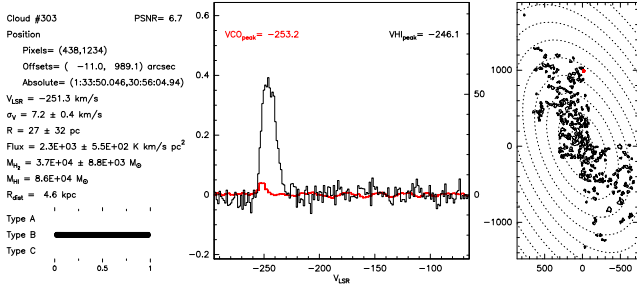
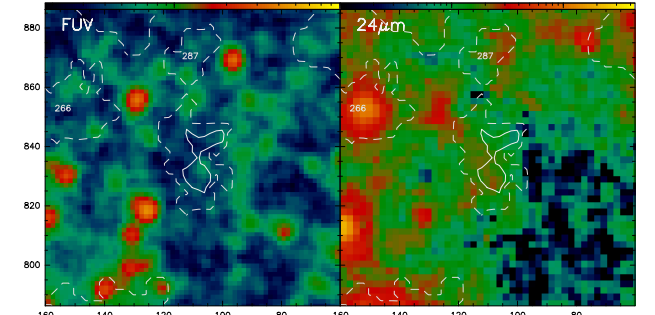
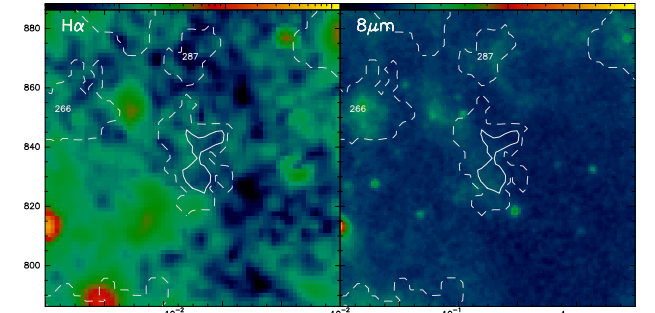
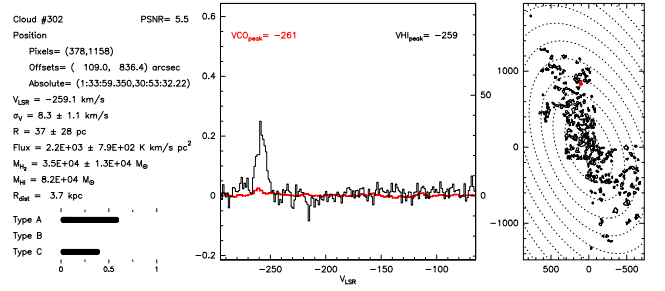
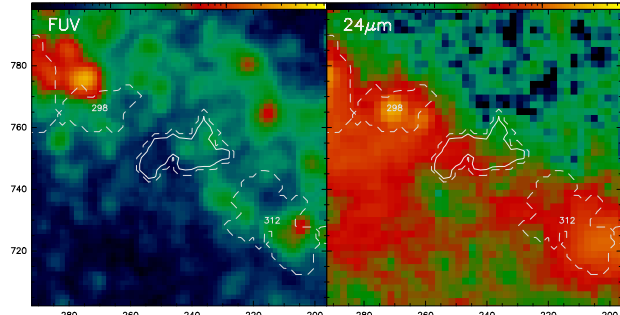
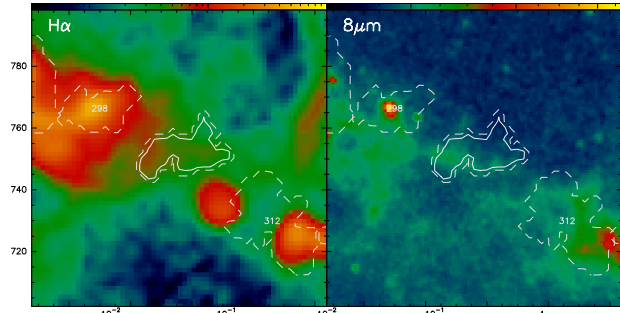
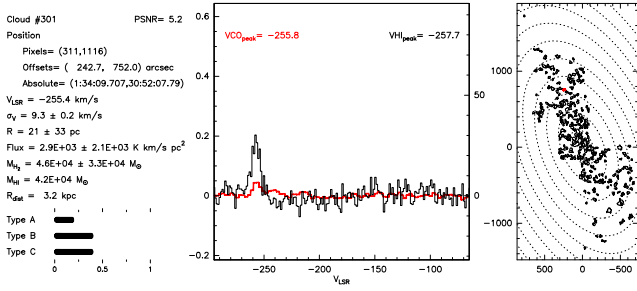


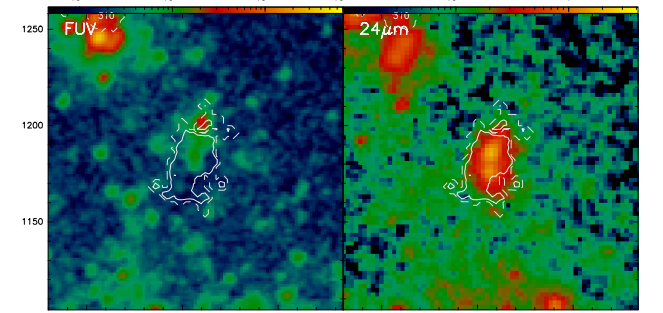
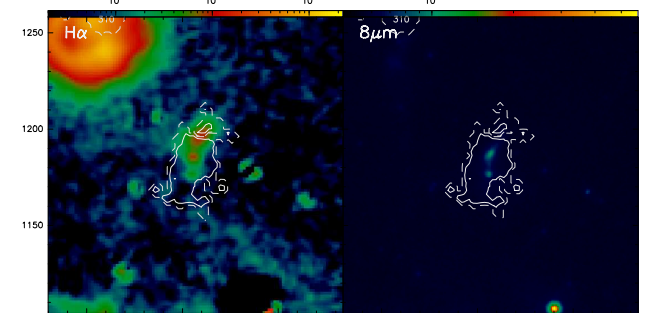
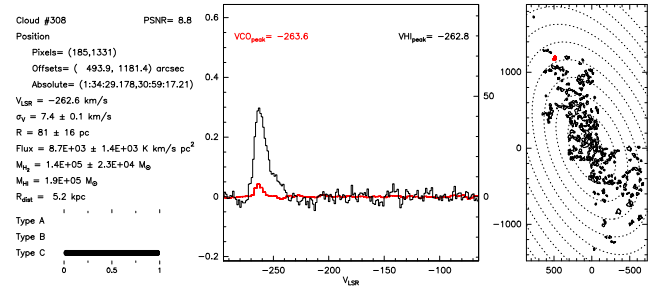
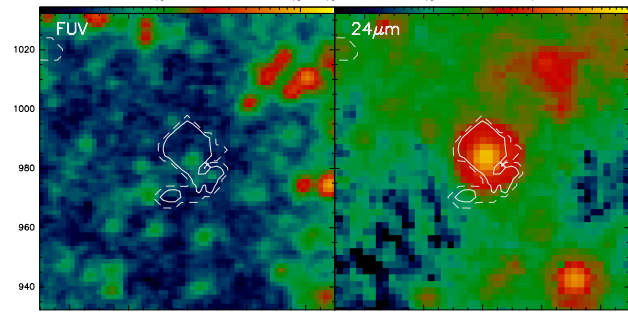
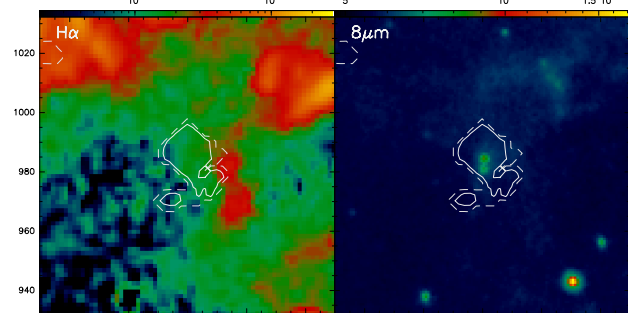
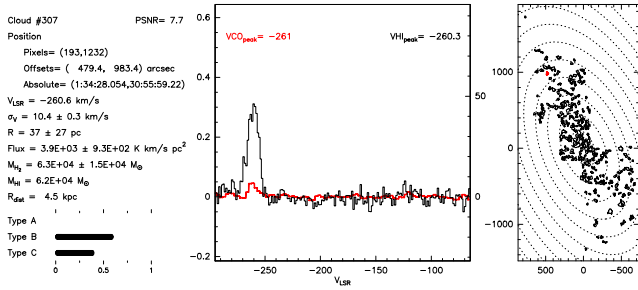
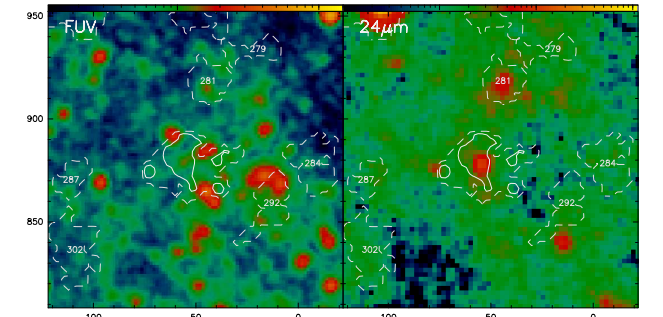
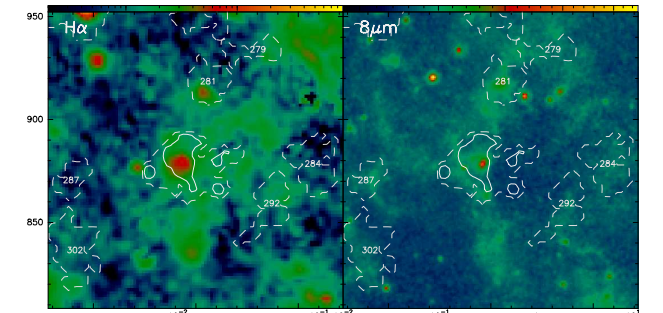
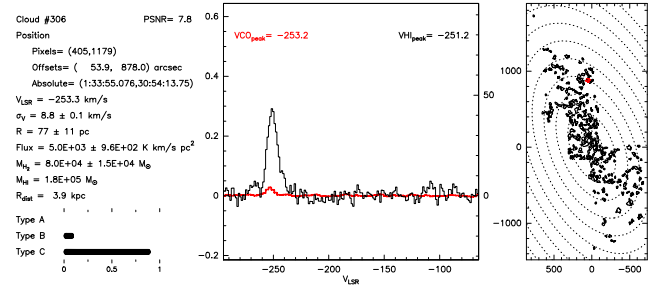
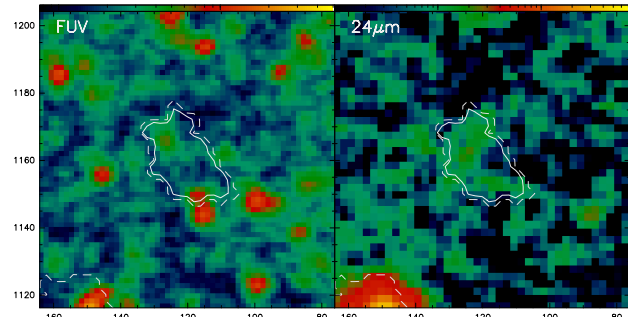
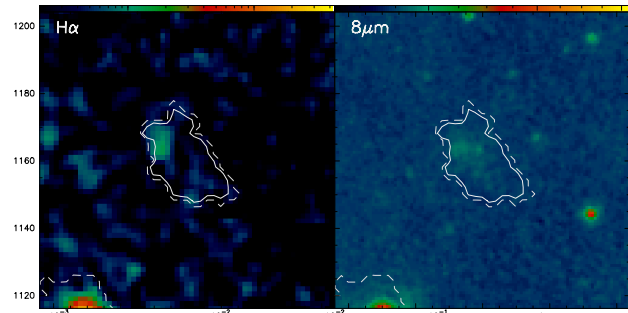
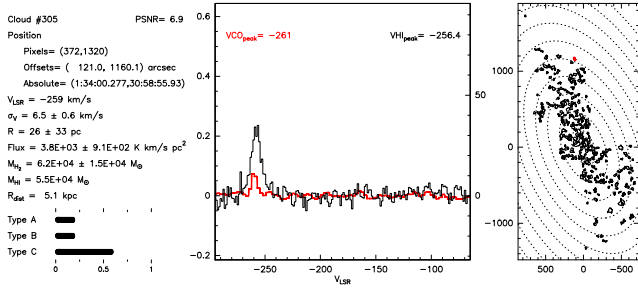


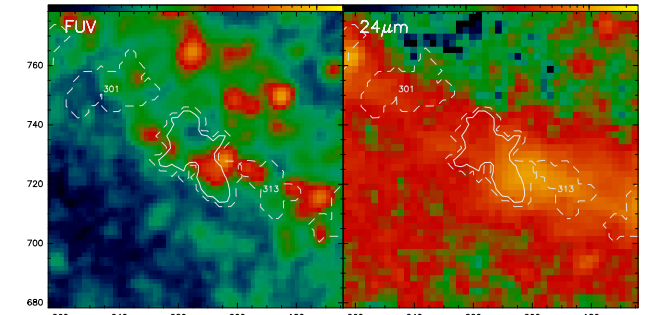
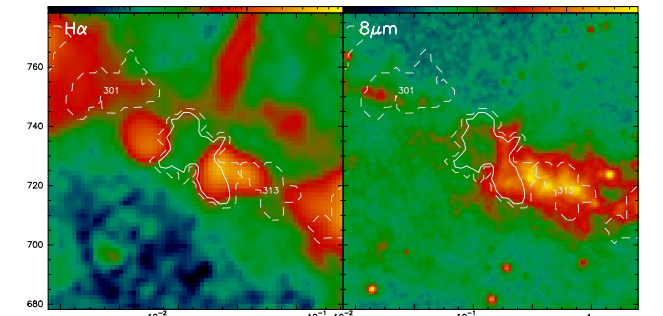
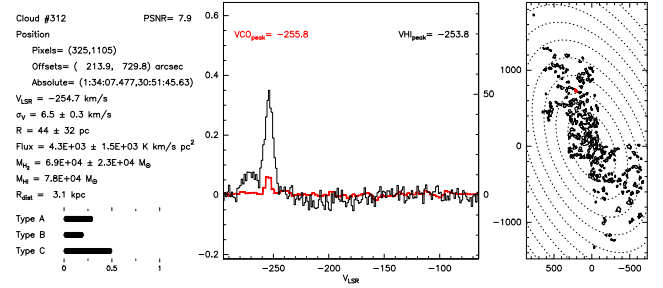
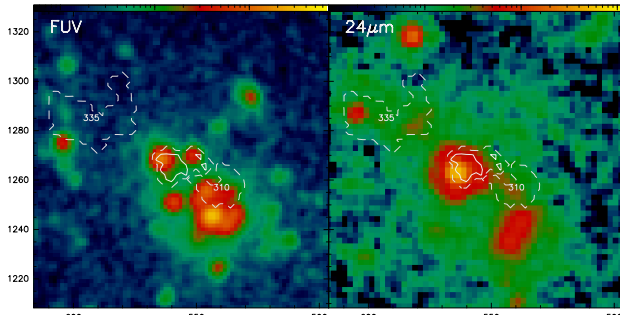
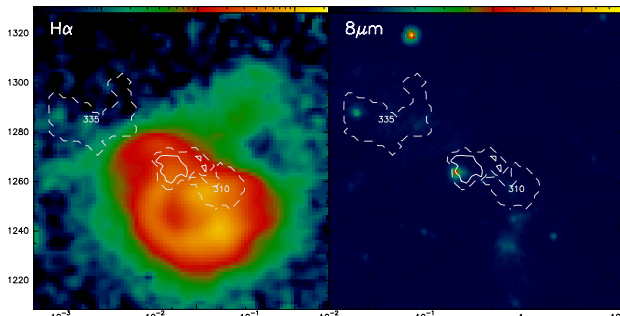
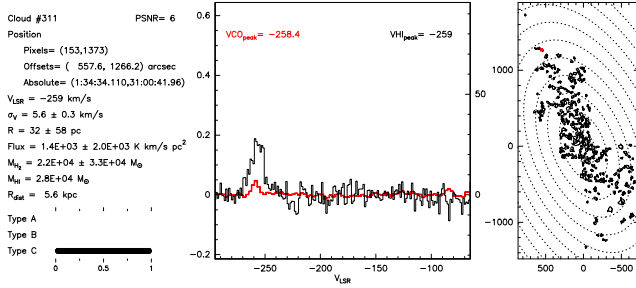
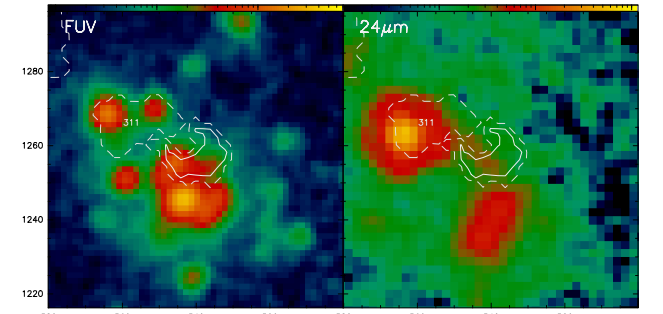
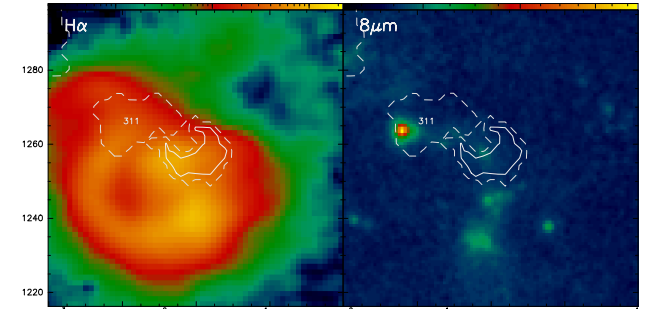
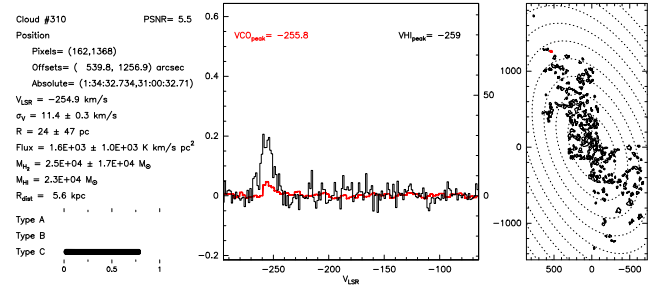
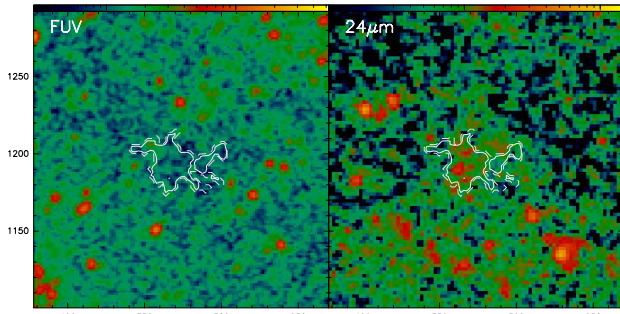
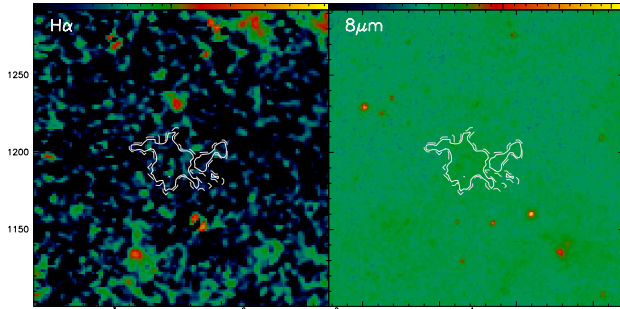
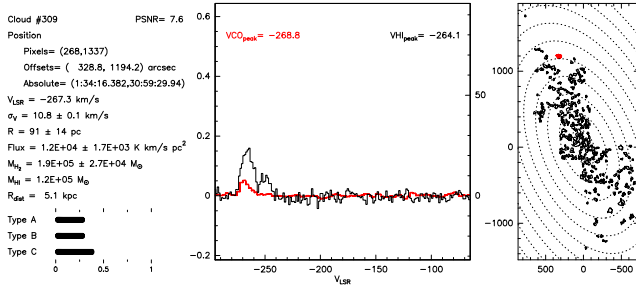


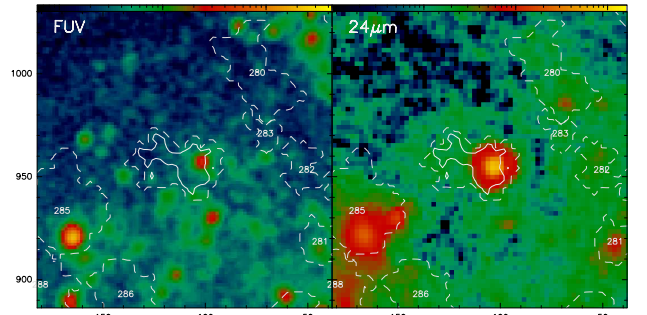
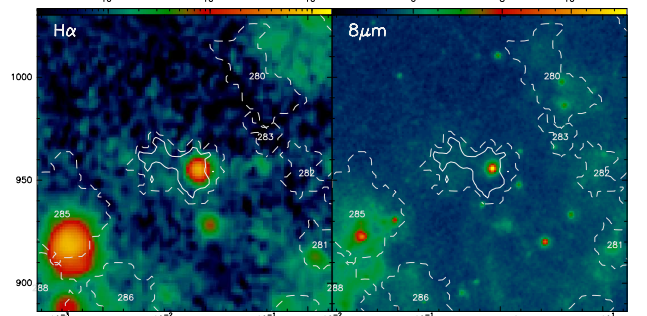
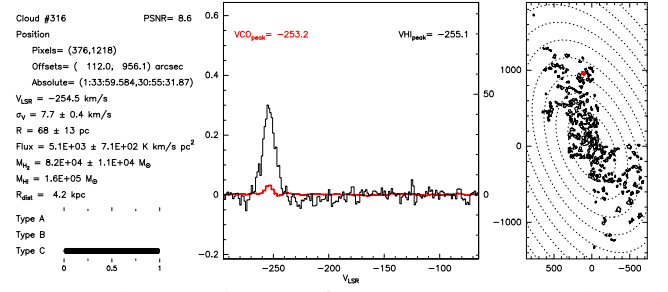
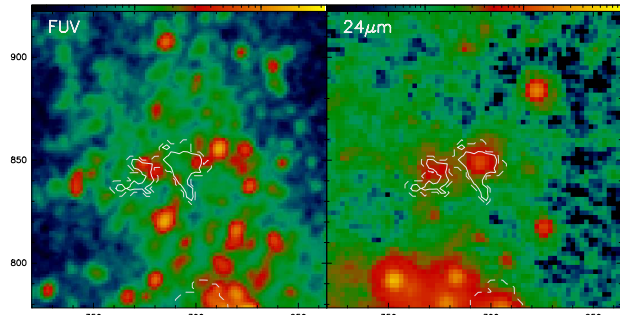
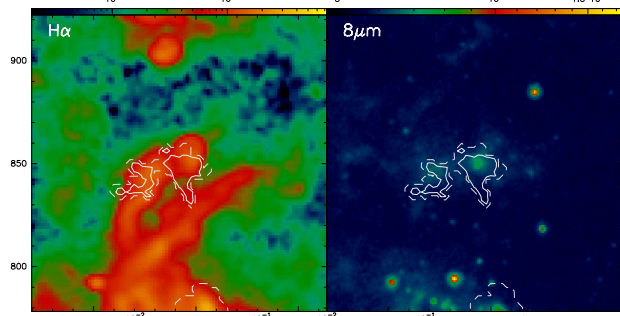
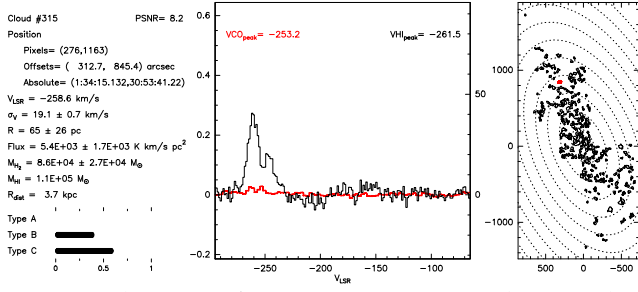
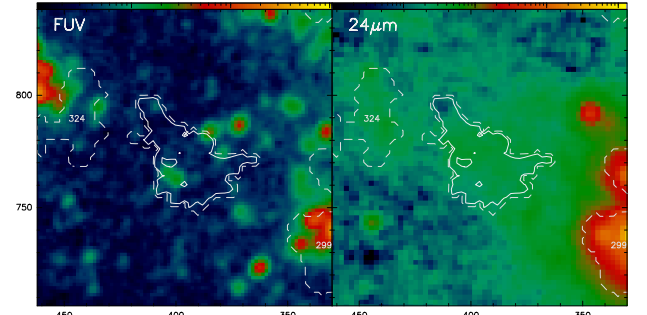
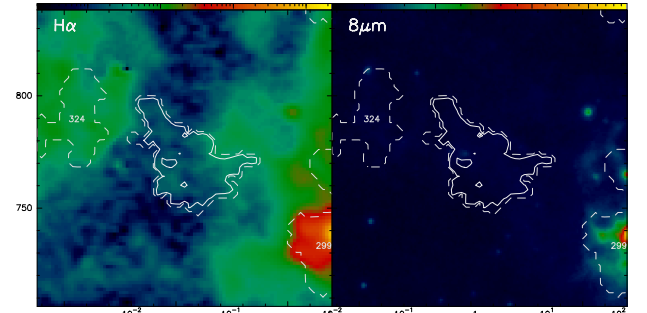
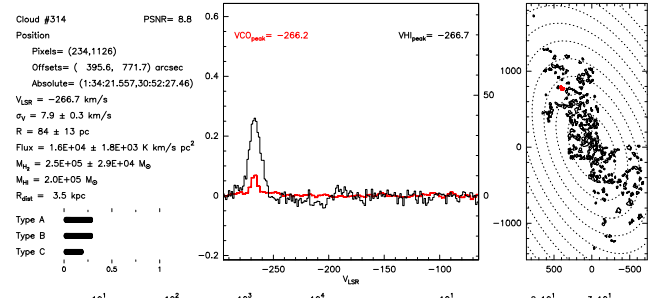
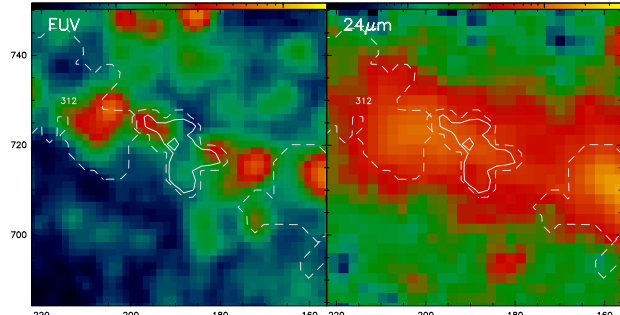
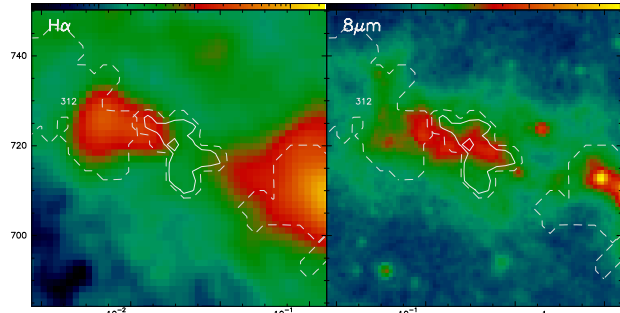
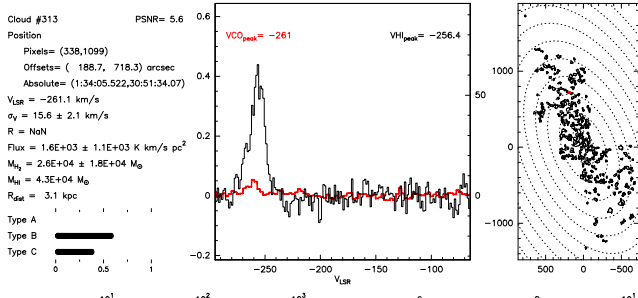


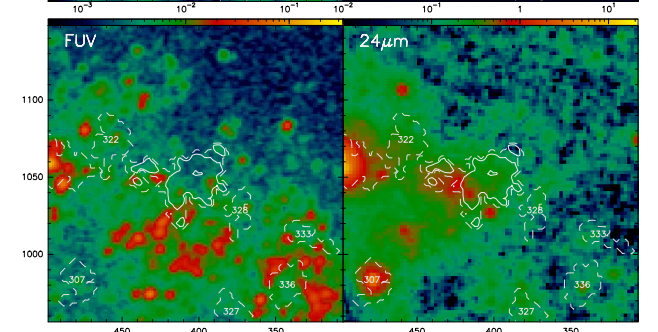
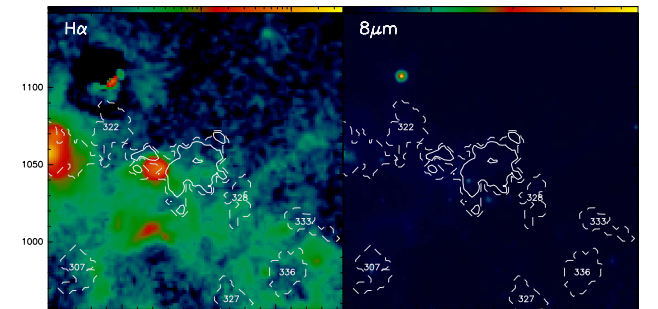
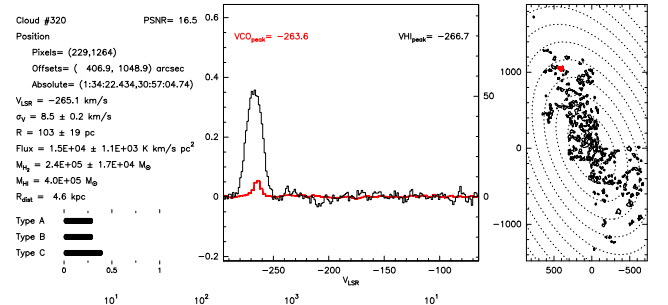
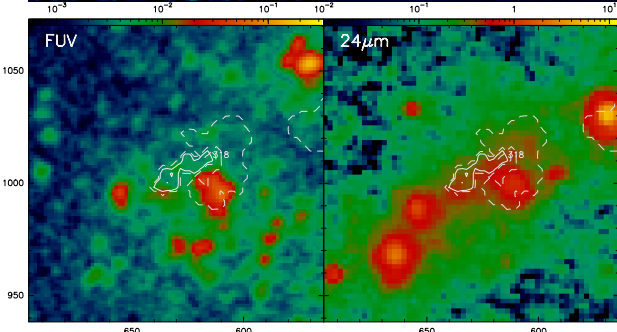
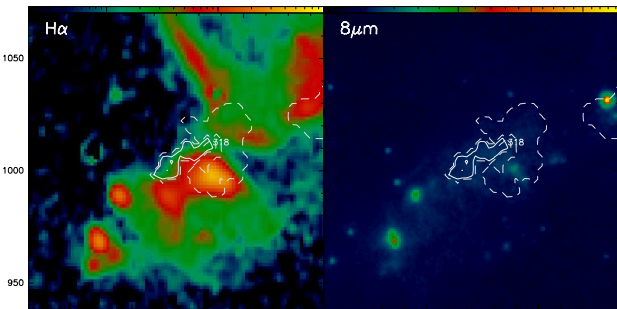
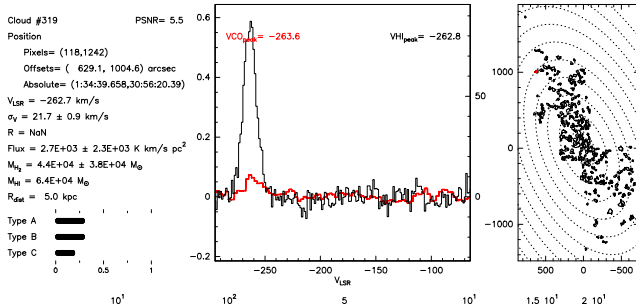
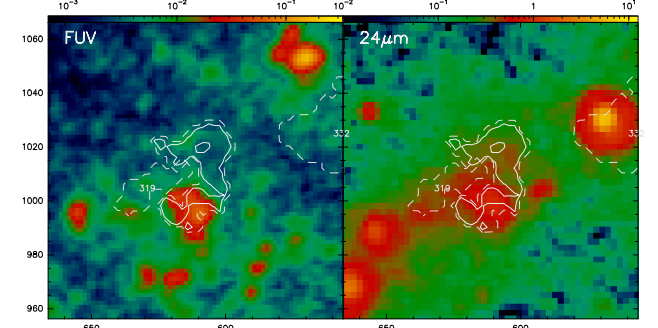
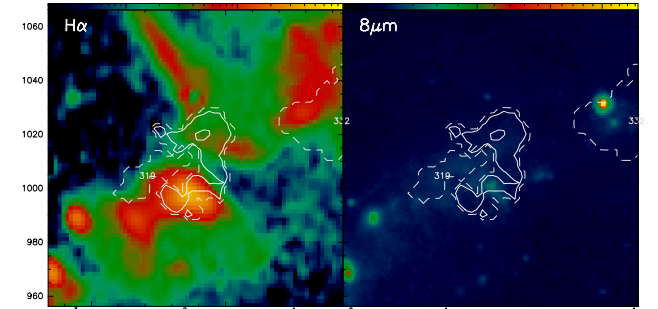
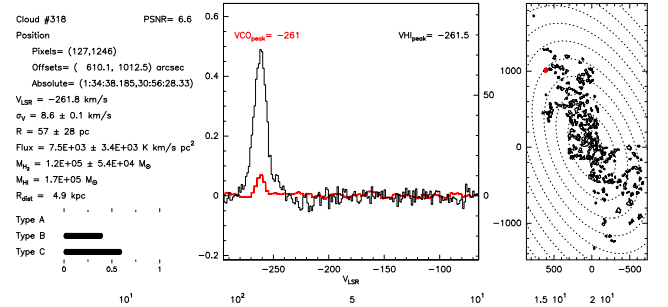
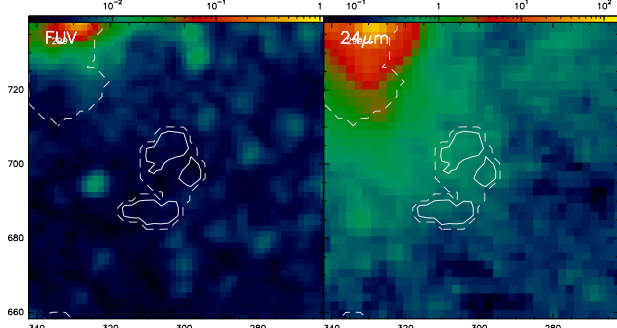
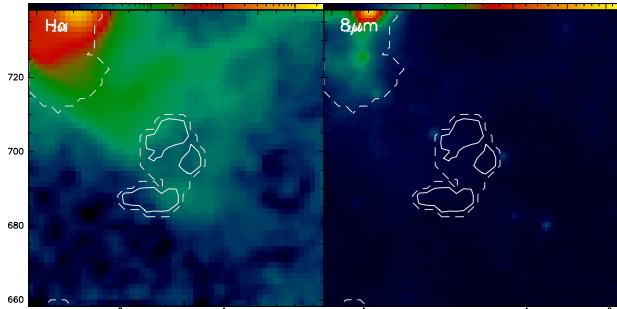
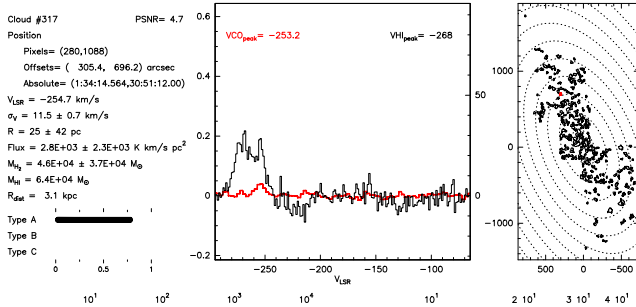


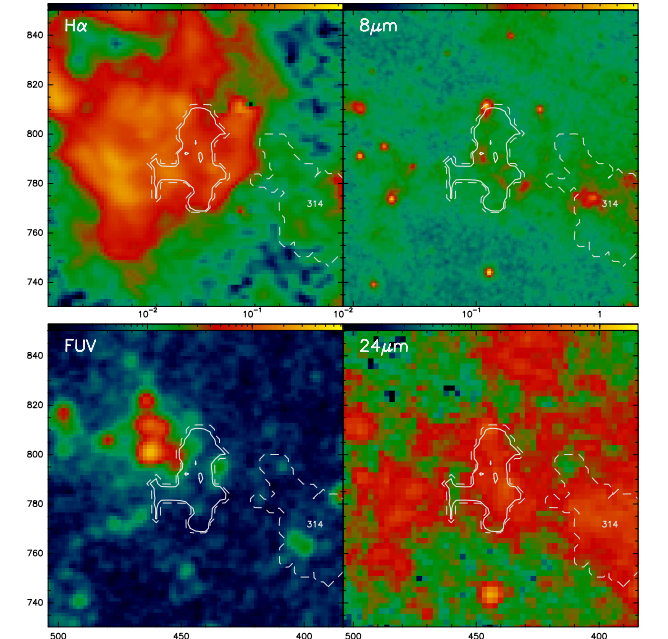
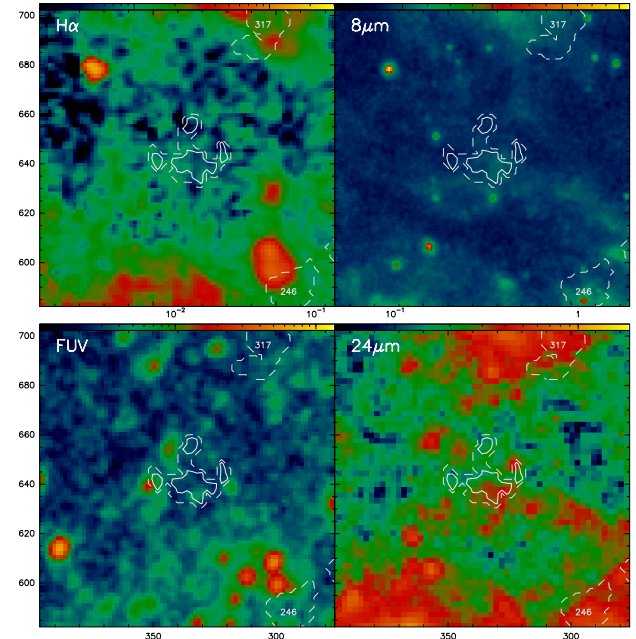
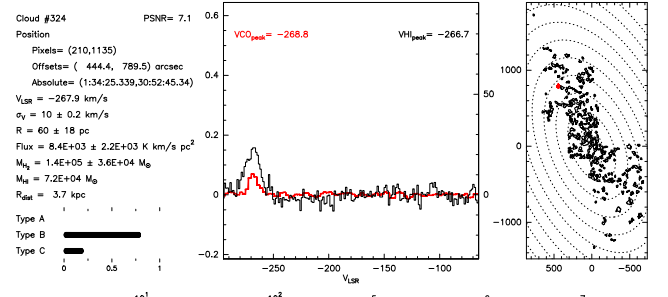
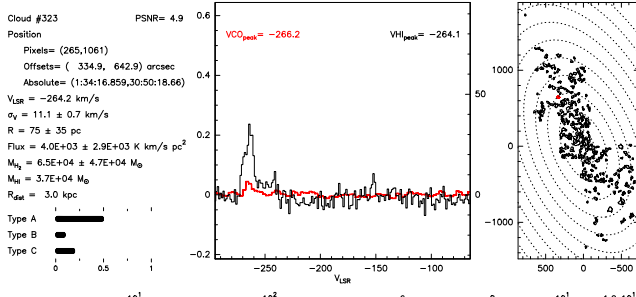
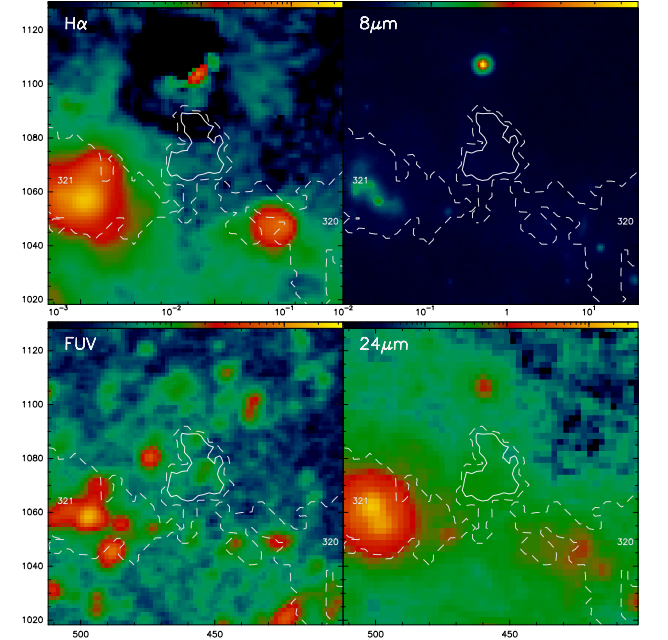
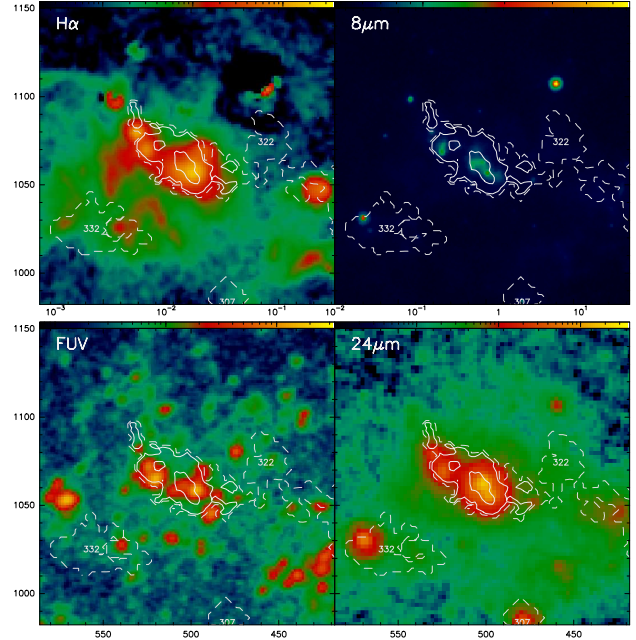
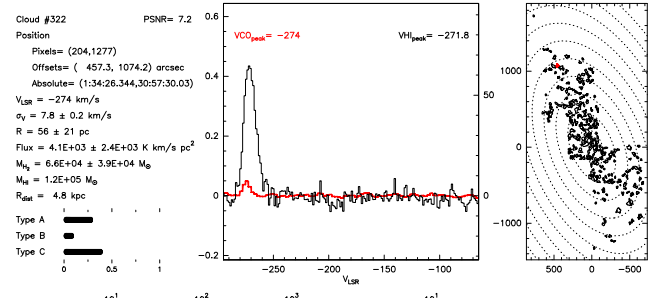
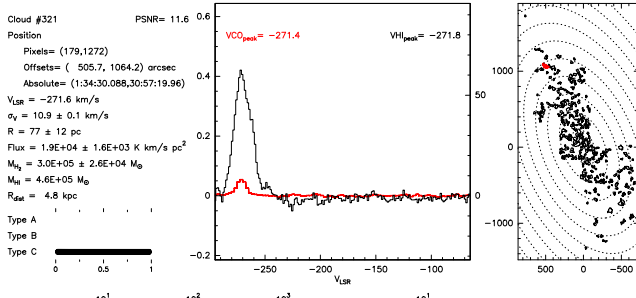


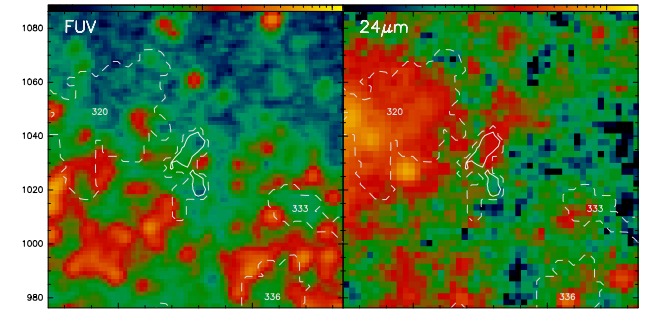
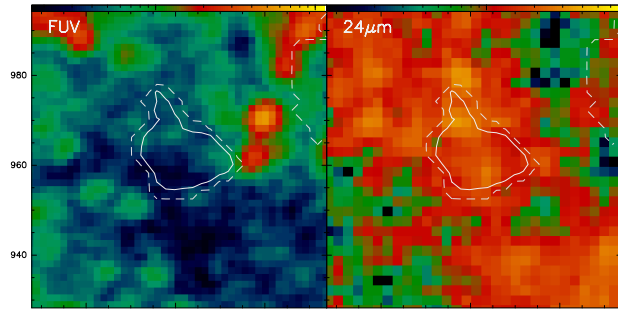
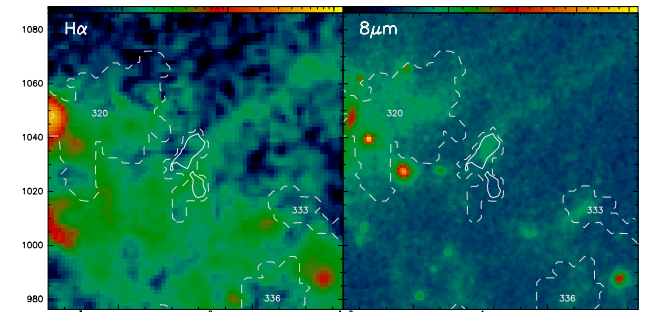
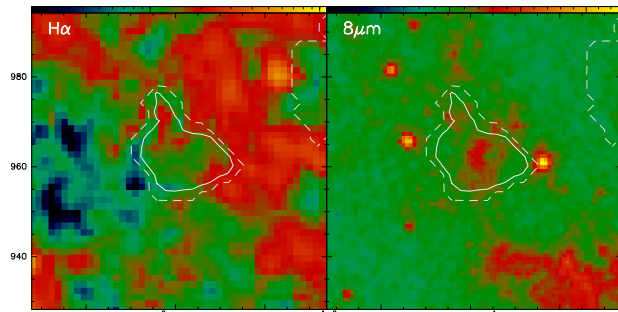
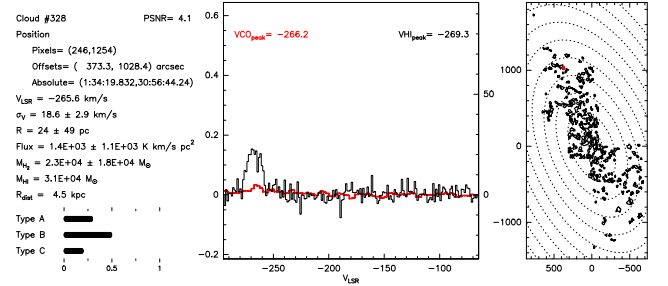
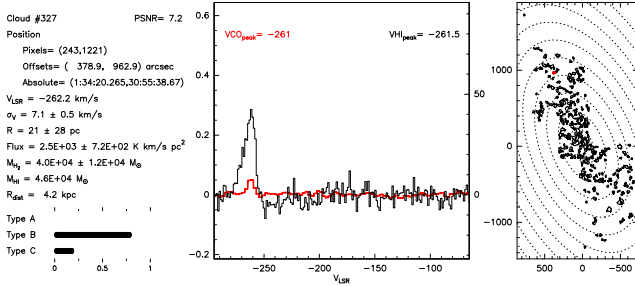
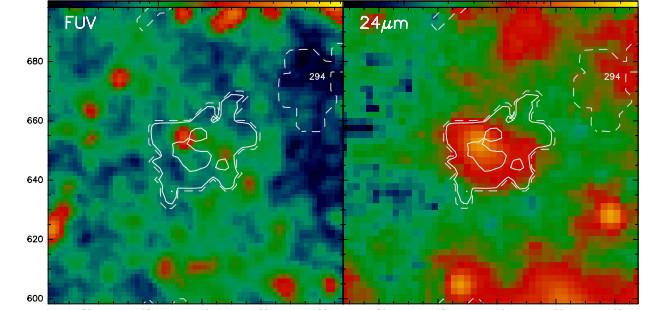
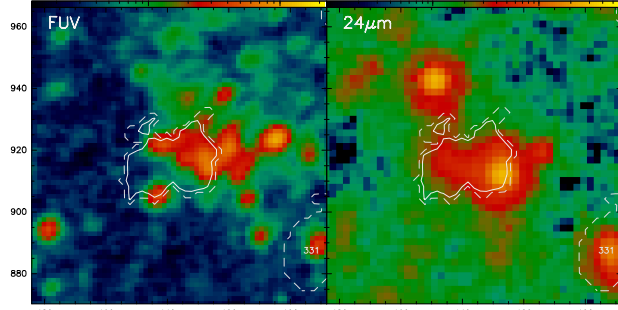
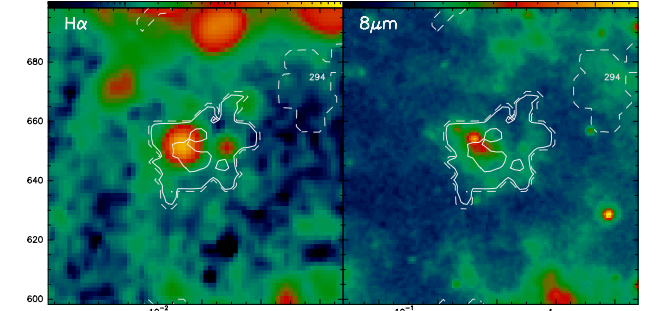
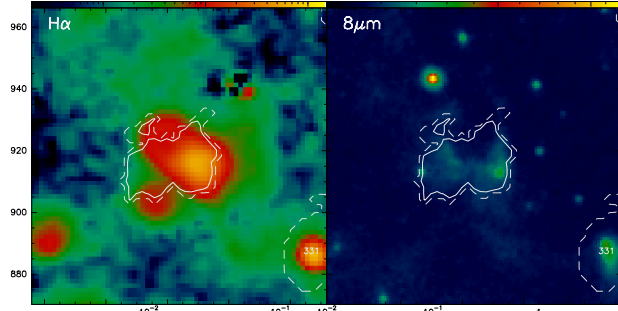
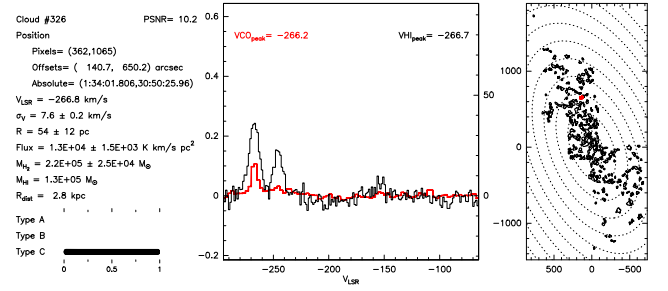
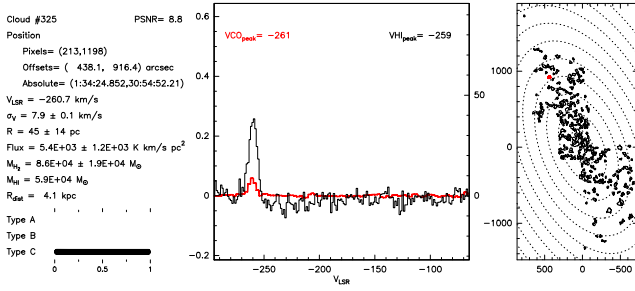


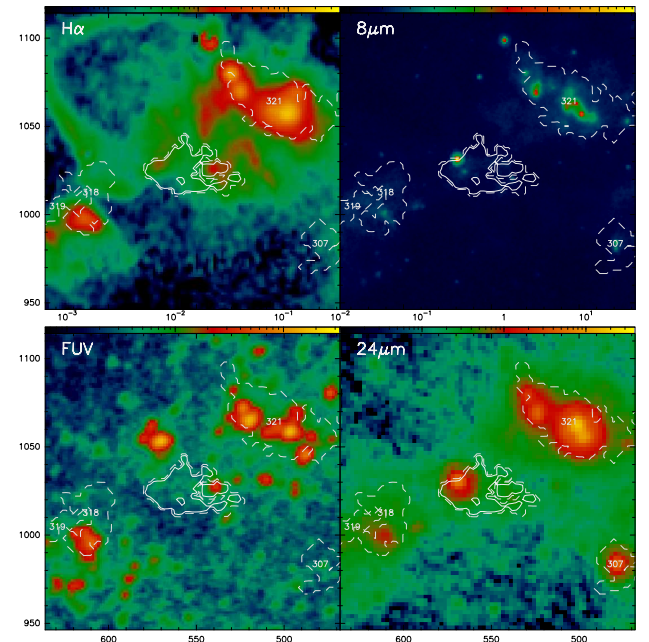
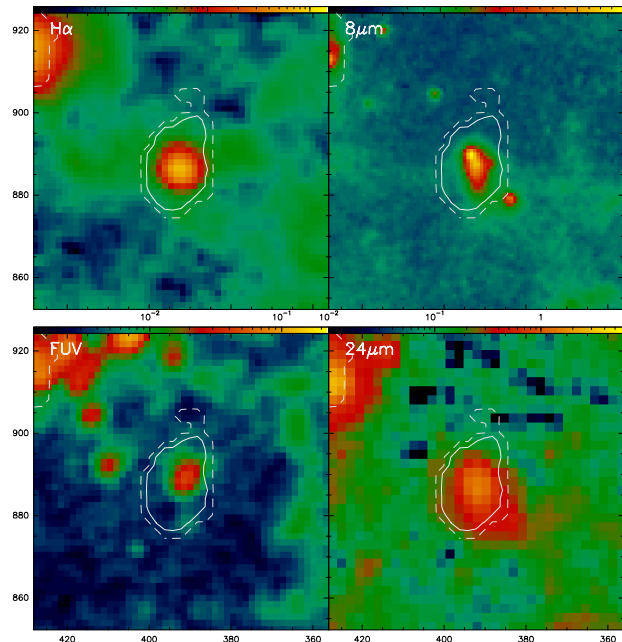
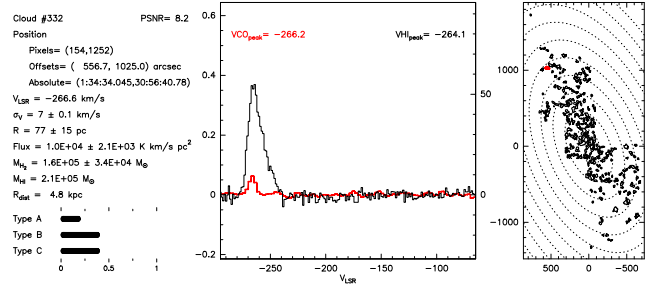
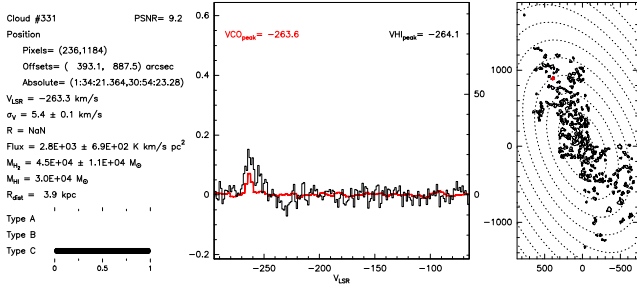
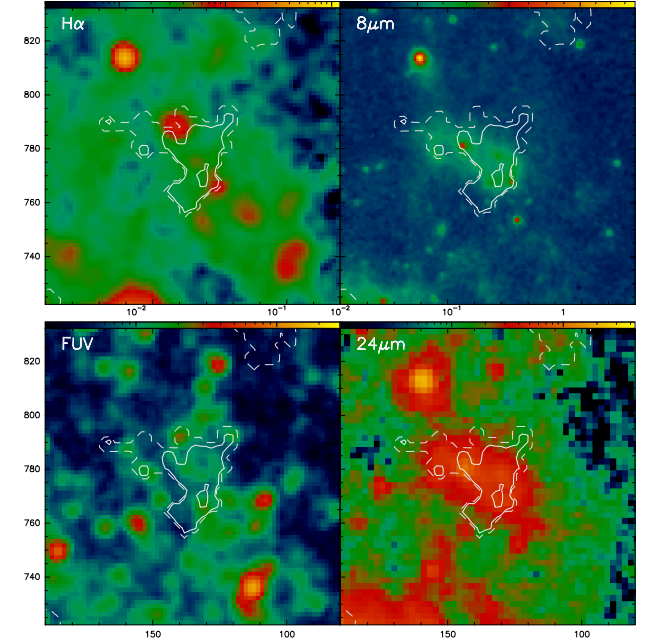
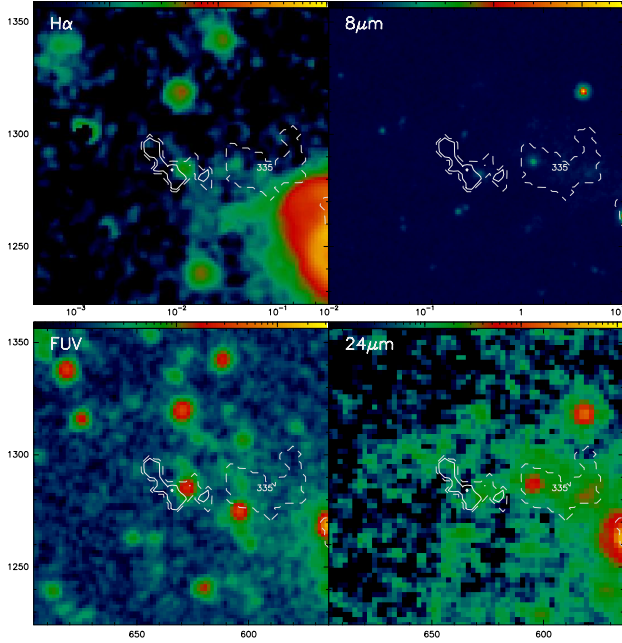
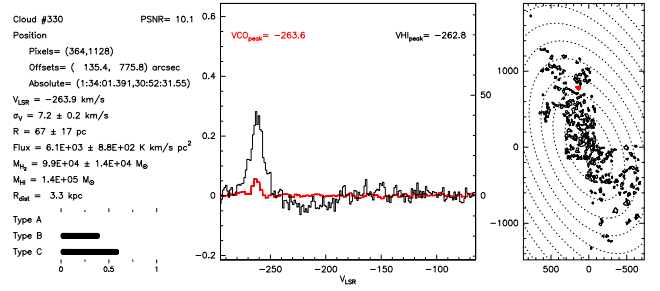
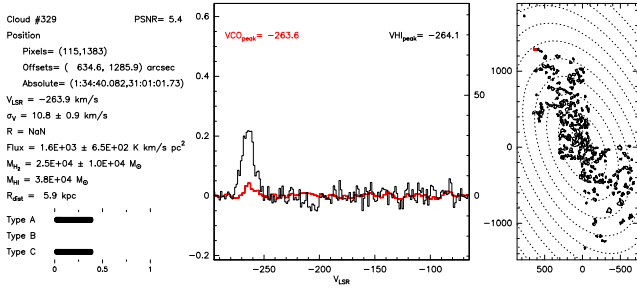


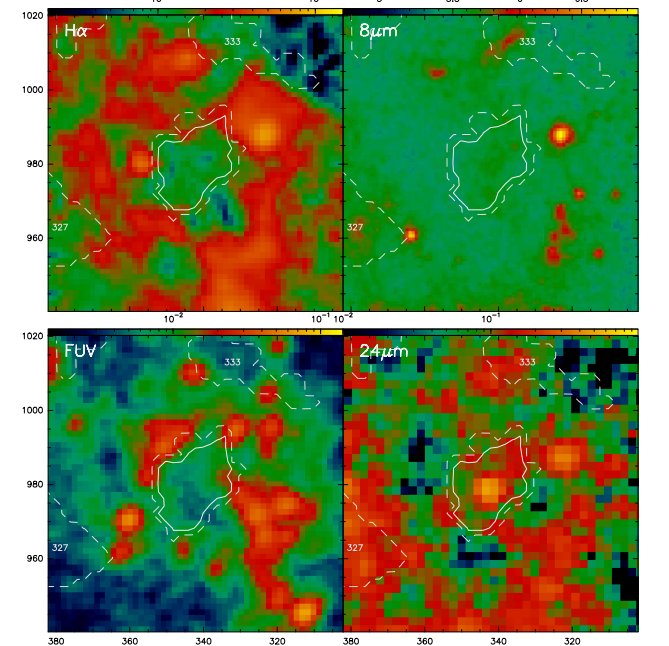
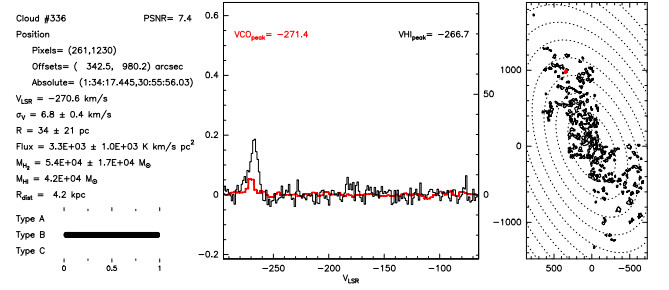
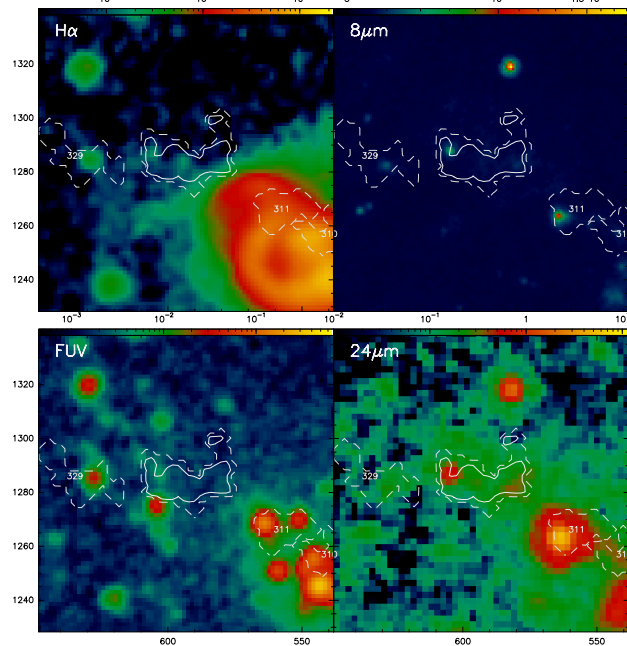
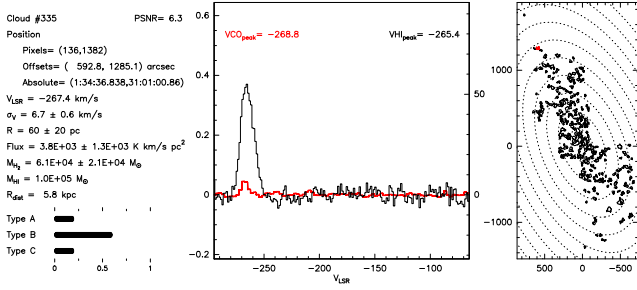
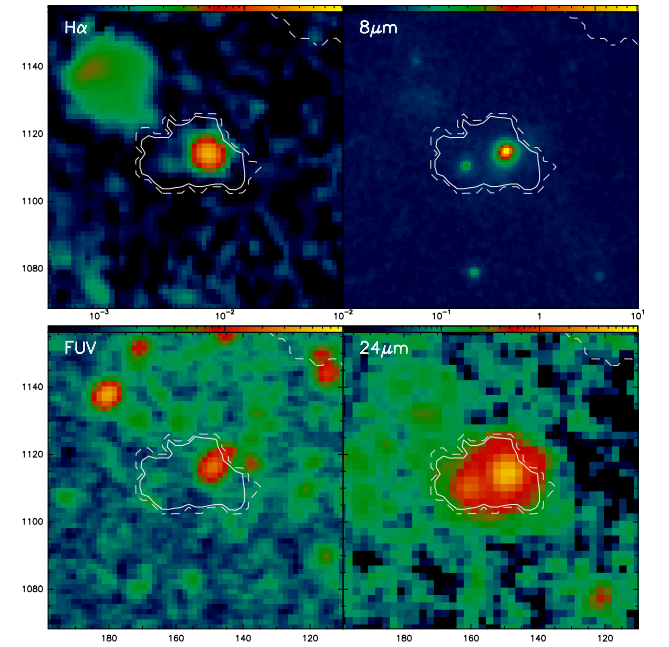
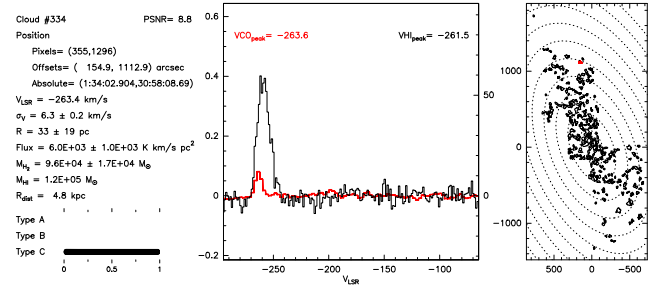
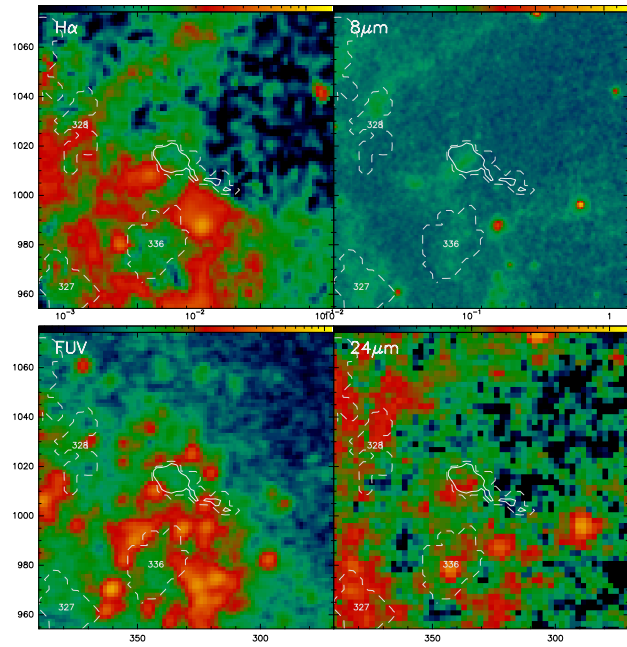
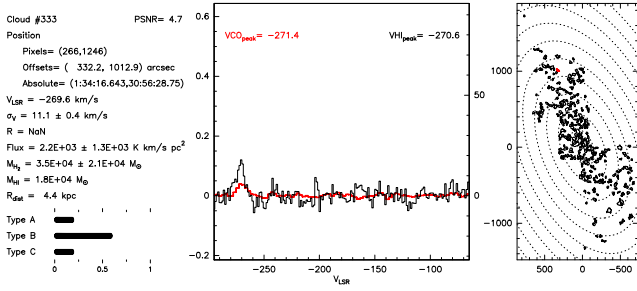


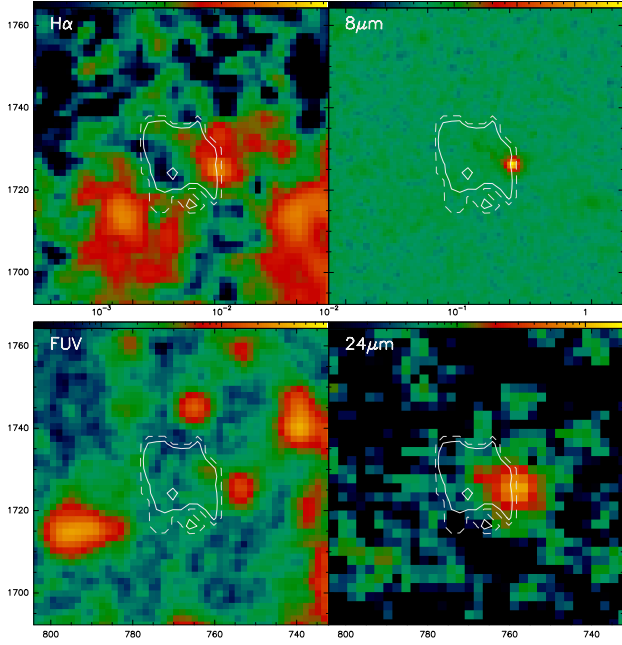
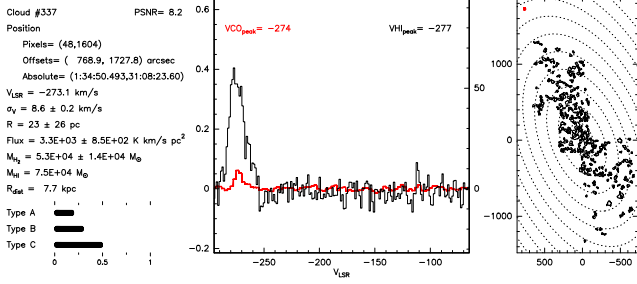












Annexe C

Publications

C.1 Liste des publications

J. Braine, **P. Gratier**, C. Kramer, E.M. Xilouris E. Rosolowsky, C. Buchbender, M. Boquien, D. Calzetti, G. Quintana-Lacaci, F. Tabatabaei, S. Verley, F. Israel, F. van der Tak, S. Aalto, F. Combes, S. Garcia-Burillo, M. Gonzalez, C. Henkel, B. Koribalski, B. Mookerjee, M. Roellig, K.F. Schuster, T. Wiklind, M. Relano, P. van der Werf, and M. Wiedner. Cool gas and dust in M33 : Results from the Herschel M33 extended survey (HERM33ES). *A&A*, 518(L69), 2010.

J Braine, **P. Gratier**, C. Kramer, K.-F. Schuster, F. S. Tabatabaei, and E. Gardan. Molecular Cloud Formation and the Star Formation Efficiency in M 33. In Press, 2010.

P. Gratier, J. Braine, N. J. Rodriguez-Fernandez, F. P. Israel, K. F. Schuster, N. Brouillet, and E. Gardan. The molecular interstellar medium of the Local Group dwarf NGC 6822. *A&A*, 512 :A68, March 2010a.

P. Gratier, J. Braine, N.J. Rodriguez-Fernandez, K.F. Schuster, C. Kramer, E. M. Xilouris, F. S. Tabatabaei, C. Henkel, E. Corbelli, F. Israel, P. P. van der Werf, D. Calzetti, S. Garcia-Burillo, A. Sievers, F. Combes, T. Wiklind, N. Brouillet, F. Herpin, S. Bontemps, S. Aalto, B. Koribalski, F. van der Tak, M. C. Wiedner, M. Röllig, and B. Mookerjee. Molecular and atomic gas in the local group galaxy m33. In Press, 2010b.

C. Kramer, M. Xilouris M. Boquien, C. Buchbender, J. Braine, D. Calzetti, S. Lord, B. Mookerjee, G. Quintana-Lacaci, M. Relano, G. Stacey, F. Tabatabaei, S. Verley, S. Aalto, S. Akras, S. Anderl, R. Beck, F. Bertoldi, F. Combes, M. Dumke, S. Garcia-Burillo, M. Gonzalez, **P. Gratier**, R. Guesten, C. Henkel, F. Israel, B. Koribalski, A. Lundgrenand, J. Martin-Pintado, S. Philipp, M. Roellig, E. Rosolowsky, K. Schuster, K. Sheth, A. Sievers, J. Stutzki, R.P.J. Tilanus, F. van der Tak, P. van der Werf, M. Wiedner, and T. Wiklind. PACS & SPIRE photometer maps of M33 : First results of the Herschel M33 extended survey (HERM33ES). *A&A*, 518 :L67, 2010.

A. Leroy, A. Bolatto, K. Gordon, K. Sandstrom, **P. Gratier**, and E. Rosolowsky. The CO-to-H₂ conversion factor from infrared dust emission across the local group. Submitted to ApJ, 2010.

C.2 Molecular and Atomic Gas in the Local Group Galaxy M33

Molecular and atomic gas in the Local Group galaxy M33[★]

P. Gratier¹, J. Braine¹, N.J. Rodriguez-Fernandez², K.F. Schuster², C. Kramer³, E. M. Xilouris⁴, F. S. Tabatabaei⁵, C. Henkel⁵, E. Corbelli⁶, F. Israel⁷, P. P. van der Werf⁷, D. Calzetti⁸, S. Garcia-Burillo⁹, A. Sievers³, F. Combes¹⁰, T. Wiklind¹¹, N. Brouillet¹, F. Herpin¹, S. Bontemps¹, S. Aalto¹², B. Koribalski¹³, F. van der Tak¹⁴, M. C. Wiedner¹⁰, M. Röllig¹⁵, and B. Mookerjee¹⁶

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux, OASU, CNRS/INSU, 33271 Floirac, France
e-mail: gratier@obs.u-bordeaux1.fr

² IRAM, 300 Rue de la piscine, F-38406 St Martin d'Hères, France

³ Instituto Radioastronomia Milimetrica (IRAM), Av. Divina Pastora 7, Nucleo Central, E-18012 Granada, Spain

⁴ Institute of Astronomy & Astrophysics, National Observatory of Athens, I. Metaxa & V. Pavlou, P. Penteli, 15236 Athens, Greece

⁵ Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR), Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

⁶ INAF - Osservatorio Astrofisico di Arcetri, L.E. Fermi, 5 - 50125 Firenze, Italy

⁷ Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, NL 2300 RA Leiden, The Netherlands

⁸ Department of Astronomy - LGRT, University of Massachusetts - Amherst, 710 north Pleasant Street, Amherst, MA 01002, USA

⁹ Observatorio Astronomico Nacional (OAN)-Observatorio de Madrid, Alfonso XII, 3, 28014-Madrid, Spain

¹⁰ Observatoire de Paris, LERMA, CNRS, 61 Av de l'Observatoire, 75014 Paris

¹¹ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

¹² Department of Radio and Space Science, Chalmers University of Technology, Onsala Observatory, SE-439 94 Onsala, Sweden

¹³ CSIRO Astronomy & Space Science, Australia Telescope National Facility, P.O. Box 76, Epping NSW 1710, Australia

¹⁴ SRON Netherlands Institute for Space Research, Landleven 12, 9747 AD Groningen, The Netherlands

¹⁵ 1.Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zùlpicher Str. 77, D-50937 Köln, Germany

¹⁶ Department of Astronomy & Astrophysics, Tata Institute of Fundamental Research, Homi Bhabha Road, Mumbai 400005, India

ABSTRACT

We present high-resolution large-scale observations of the molecular and atomic gas in the Local Group galaxy M33. The observations were carried out using the HETERODYNE Receiver Array (HERA) at the 30m IRAM telescope in the CO(2–1) line, achieving a resolution of $12'' \times 2.6 \text{ km s}^{-1}$, enabling individual giant molecular clouds (GMCs) to be resolved. The observed region is 650 square arcminutes mainly along the major axis and out to a radius of 8.5 kpc, and covers entirely the $2' \times 40'$ radial strip observed with the HIFI and PACS Spectrometers as part of the HERM33ES Herschel key program. The achieved sensitivity in main-beam temperature is 20–50 mK at 2.6 km s^{-1} velocity resolution. The CO(2–1) luminosity of the observed region is $1.7 \pm 0.1 \times 10^7 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ and is estimated to be $2.8 \pm 0.3 \times 10^7 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ for the entire galaxy, corresponding to H_2 masses of $1.9 \times 10^8 M_\odot$ and $3.3 \times 10^8 M_\odot$ respectively (including He), calculated with $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ twice the Galactic value due to the half-solar metallicity of M33. The H I 21 cm VLA archive observations were reduced, and the mosaic was imaged and cleaned using the multi-scale task in the CASA software package, yielding a series of datacubes with resolutions ranging from $5''$ to $25''$. The H I mass within a radius of 8.5 kpc is estimated to be $1.4 \times 10^9 M_\odot$. The azimuthally averaged CO surface brightness decreases exponentially with a scale length of $1.9 \pm 0.1 \text{ kpc}$ whereas the atomic gas surface density is constant at $\Sigma_{\text{H I}} = 6 \pm 2 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ deprojected to face-on. For an $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ conversion factor twice that of the Milky Way, the central kiloparsec H_2 surface density is $\Sigma_{\text{H}_2} = 8.5 \pm 0.2 M_\odot \text{ pc}^{-2}$. The star formation rate per unit molecular gas (SF efficiency, the rate of transformation of molecular gas into stars), as traced by the ratio of CO to H_α and FIR brightness, is constant with radius. The SFE, with a $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ factor twice galactic, appears 2–4 times greater than for large spiral galaxies. A morphological comparison of molecular and atomic gas with tracers of star formation is presented showing good agreement between these maps both in terms of peaks and holes. A few exceptions are noted. Several spectra, including those of a molecular cloud situated more than 8 kpc from the galaxy center, are presented.

Key words. Galaxies: Individual: M33 – Galaxies: Local Group – Galaxies: evolution – Galaxies: ISM – ISM: Clouds – Stars: Formation

1. Introduction

The Local Group galaxies span a broad range in mass, luminosity, morphology, and metallicity. Two large spirals (the Milky Way and M31) are the centers of two galaxy subgroupings, each being surrounded by a large number of dwarf galaxies. In addition, M31 — the Andromeda Galaxy — has a small spiral companion, M33 (the Triangulum Galaxy); their separation is approximately 15 degrees, corresponding to 200 kpc (assuming a common distance of 840 kpc; Galleti et al. (2004)). Gaseous streams are observed between them, indicating tidal interac-

tion (Putman et al. 2009). M33 provides a means of observing a galaxy morphologically similar to our own but with a mass only a tenth of the Milky Way and factor two lower metallicity (Rosolowsky & Simon 2008; Magrini et al. 2009). Further evidence of the difference between M33 and the Milky Way is the large gas fraction and blue stellar colors of the former relative to the latter. M33 thus represents an environment in which to study the interstellar medium (ISM) and star formation (SF) that cannot be replaced by Galactic observations and where individual GMCs can be resolved to probe their SF activity. It may also be possible to apply what we learn by studying M33 to the physics

Table 1. Adopted parameters for M33

α (J2000)	1 ^h 33 ^m 50 ^s .9
δ (J2000)	+30°39′39″
Distance	840 kpc ^a
Optical Radius R_{25}	30.8′ ^b
Inclination	56° ^b
Position angle	22.5° ^b
Central Oxygen abundance	$12 + \log(O/H) = 8.4$ ^c

^a Galleti et al. (2004)^b HYPERLEDA (Paturel et al. 2003)^c Magrini et al. (2009)

of early-universe objects, which share many of the characteristics of M33.

In this article we present sensitive and high-resolution mapping observations of the CO $J = 2 \rightarrow 1$ transition in M33 in order to study the morphology and dynamics of the molecular component. The total mapped area covers 650 square arcminutes, mainly along the major axis of the galaxy.

A $2' \times 40'$ wide strip along the major axis (see Fig. 1) was observed to a particularly low noise level of 25 mK at 2.6 km s^{-1} velocity resolution to compare with the sensitive CII Herschel/HIFI and Herschel/PACS spectroscopy observations which will be obtained as part of the HERM33ES Herschel Key Program (Kramer et al. 2010). While the most sensitive and among the highest resolution, these are not the first maps of M33 in the CO lines. Engargiola et al. (2003) observed the whole of the inner disk (up to about 5kpc along the major axis) with the BIMA array at $13''$ resolution; Heyer et al. (2004) observed the inner disk and a small major axis strip at $50''$ resolution with FCRAO; Rosolowsky et al. (2007) combined the BIMA+FCRAO+NRO data to improve the sensitivity and resolution of the previous maps; and Gardan et al. (2007) observed a rectangle at high sensitivity and $15''$ resolution extending from NGC 604 to the R_{25} radius. Table 2 summarizes the characteristics of previous molecular and atomic gas surveys in M33. This work extends the Gardan et al. (2007) work further north and to the south at higher resolution and sensitivity. Earlier studies of GMCs in M33 include Wilson et al. (1997) and Rosolowsky et al. (2003) and studies similar to our own of other Local Group galaxies have been made by e.g. Fukui et al. (2008), Israel et al. (2003), Leroy et al. (2006), and Nietten et al. (2006).

As mentioned by Blitz & Rosolowsky (2006) for M33 and Leroy et al. (2006) for IC 10 and discussed more extensively by Gardan et al. (2007), the star formation Rate (SFR) per unit H_2 mass or star formation efficiency ($SFE = SFR/M(H_2)$ in yr^{-1}) was found to be up to an order of magnitude higher in these small galaxies than in large spirals. This appears to be the case in distant galaxies as well, given the factor 10 increase in (commoving) SFR density (e.g. Madau et al. 1996; Wilkins et al. 2008). Are there local universe analogs of these distant objects? Is M33 one of them?

One of the obvious questions is whether the H_2 mass has not been underestimated in these subsolar metallicity objects. The articles using the data presented here and as part of the HERM33ES project will attempt to answer that issue clearly.

Metallicities were lower in the past and H_2 production is believed to take place on grain surfaces – therefore H I to H_2 conversion is expected to be less efficient in low-metallicity systems (Krumholz et al. 2009), and this is indeed observed in many sys-

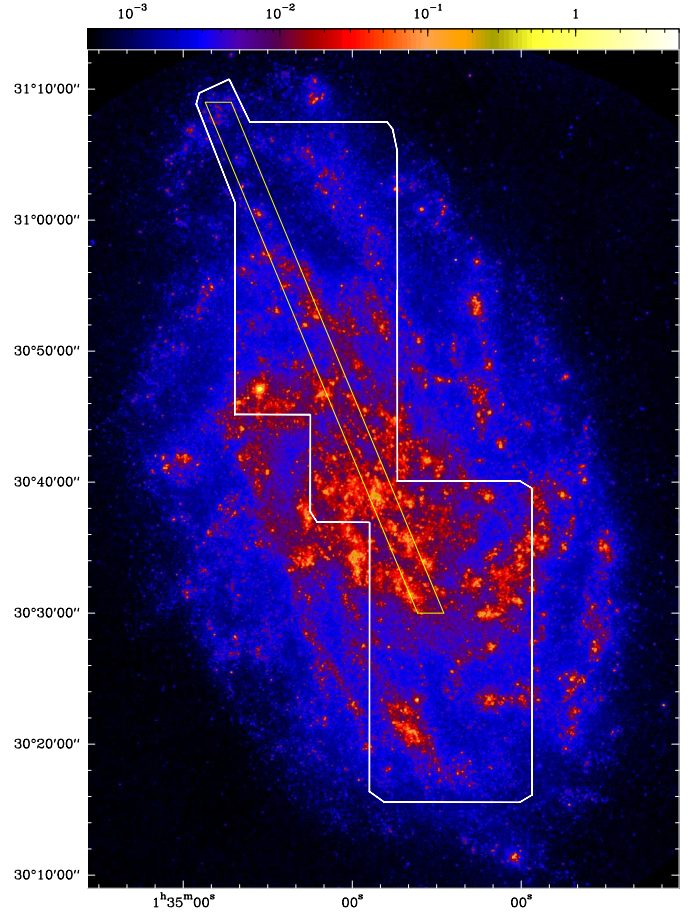


Fig. 1. The Local Group galaxy M33. This color image shows the GALEX FUV data that trace young stars and dust in the disk through attenuation. Overlaid are the observed fields (a) using the IRAM 30m Pico Veleta telescope in the CO(2–1) line (thick white outline) and (b) by HIFI/PACS instruments as part of the HERM33ES Herschel Key Program (thin yellow stripe).

tems (e.g. Leroy et al. 2007). The conversion of H I to H_2 in the intermediate redshift systems would have to be much more efficient than today, generating unusually high molecular fractions in these distant galaxies (contrary to expectations) with less stellar gravity, in order to have a similar efficiency in converting H_2 to stars.

Here, we present new maps of CO and HI. In this first paper, we restrict ourselves to a study of the radial distribution of the molecular gas and infrared surface brightness, of the molecular and atomic gas surface densities and of the SFE, and to a qualitative comparison between the maps of SFR tracers, i.e. the dust maps, and the gas maps. In addition, we will discuss CO spectra in a few selected regions. A series of articles will follow, focusing on at least (i) cloud populations, life cycle, and mass spectrum; (ii) dynamics of the molecular gas and the role of spiral arms; (iii) diffuse CO emission, after subtracting the clouds identified and; (iv) a more detailed comparison of the SFR – gas surface density relation.

Table 2. Comparison of past survey characteristics.

CO Survey	Telescope	Line	Angular resolution ($''$)	Spectral resolution (km s^{-1})	Area (arcmin^2)	R_{max} (kpc)	Sensitivity per channel (mK)
This paper	IRAM 30m	CO(2–1)	12	2.6	643	8	15–30
Gardan et al. (2007)	IRAM 30m	CO(2–1)	15	2.6	253	7	15–30
Rosolowsky et al. (2007)	BIMA+NRO+FCRAO	CO(1–0)	20	2.6	170	2	60
Rosolowsky et al. (2007)	BIMA+FCRAO	CO(1–0)	13	2	900	5.5	240
Heyer et al. (2004)	FCRAO	CO(1–0)	45	1	900	5.5	53
Engargiola et al. (2003)	BIMA	CO(1–0)	13	2	900	5.5	240
HI Survey	Telescope		Angular resolution ($''$)	Spectral resolution (km s^{-1})	R_{max} (kpc)	Sensitivity per channel (mJy/beam)	Sensitivity per channel (K)
This paper	VLA BCD		5–25 ^a	1.3	9	1.1–2.8 ^a	24–2.75 ^a
Putman et al. (2009)	Arecibo		204	5.15	22	55	0.3
Corbelli & Schneider (1997)	Arecibo		270 ^b	4.1	20	... ^c	... ^c
Deul & van der Hulst (1987)	WRST+Effelsberg 100m		12 $\times$ 24	8.2	9	...	1.2

^a See Table 3 for details.^b Undersampled hexagonal grid, the value corresponds to the grid spacing.^c The authors give an integrated intensity sensitivity value of 1–2 Jy km s⁻¹ or 5.5–11 K km s⁻¹.

2. Observations and data reduction

2.1. IRAM CO(2–1) observations

The observations presented here are a follow-up to the Gardan et al. (2007) mapping of a large part of M33. All data were taken with the 30 meter telescope run by the Institut de RadioAstronomie Millimétrique^a (IRAM) on Pico Veleta near Granada, Spain. The observations were carried out starting in August 2008 and also include the data taken by Gardan et al. (2007).

The IRAM HERA instrument (HEterodyne arRay), composed of 9 dual-polarization 1.3 mm receivers (Schuster et al. 2004), was used in On-The-Fly scanning mode. All data are presented in the main beam temperature scale and we have assumed forward and main beam efficiencies of $\eta_{for} = 0.90$ and $\eta_{mb} = 0.49 \pm 0.04$ for the HERA observations, the sensitivity is then 9.6 Jy/K (Schuster et al. 2004). The scanning speed was 3 arcseconds per second of time with dumps every second. Both the VESPA backend, at 1.25 MHz resolution, and the WILMA correlator with 2 MHz channel spacing, were used simultaneously. Reference positions were observed roughly every three minutes and these were taken to be holes in the H I column density outside of the M33 disk with no visible FIR emission. The average beam size over the nine pixels is 11.7". The array was tilted by 18.5 degrees, obtaining 7.6 arcsecond spacing between the individual pixel tracks, and then shifted in position by 3.8 arcsec in order to obtain full sampling. This was first done for scanning parallel to RA, then parallel to Dec, the array was then rotated by 90 degrees and the procedure was repeated. The array rotation is to have different pixels cover the same regions to improve data homogeneity and reduce striping. For the HIFI low noise major axis strip, additional scans along and perpendicular to the strip direction were acquired. The repetition of independent scans over the same areas also randomizes any pointing

errors. Thus, if there are pointing uncertainties of 2", these contribute negligibly to the overall beam size (through a negligible smearing). The part of M33 presented here comes from the observation of about 5 million spectra.

Reduction was carried out within Gildas^b CLASS and GREG software. The intensity of the CO lines is usually small so that emission is not seen in individual spectra, the baseline removal was therefore implemented using a windowing based on the H I data at 17" presented in section 2.2. In a first step a linear baseline is fitted and subtracted from each individual spectrum not taking into account channels inside a window computed by finding the first channels at a 3σ level framing the peak channel of H I emission and adding a 40 km s⁻¹ buffer on each side of this. A filtering step is then applied to remove spectra with anomalous noise. The actual noise is computed for each spectrum and compared to the theoretical noise computed from the system temperature, integration time and spectral resolution. The spectra with excess noise attributable to poor baselines are removed; this corresponds to about 10% of the spectra taken. The remaining spectra are then convolved by a gaussian to obtain a regularly gridded cube of the desired resolution. We then fit and remove a third order polynomial to the spectra corresponding to each of the spatial pixels in the gridded cube this time reducing the velocity buffer described previously to 30 km s⁻¹. With this method we have made CO cubes with spacial resolutions of 12, 15 and 25" and with velocity resolutions of 2.6 km s⁻¹.

We compute the CO(2–1) integrated intensity map using a masking method (Gratier et al. 2010) taking into account H I data, we developed in order to filter out some of the noise present in the observations and increase the sensitivity to low intensity possibly diffuse CO emission. Previous masking methods used masks created from spatially smoothed versions of the original CO data cubes to filter out regions dominated by noise (Adler et al. 1992; Digel et al. 1996; Loinard et al. 1999). We use the 21 cm atomic hydrogen data at 17" × 17" × 1.27 km s⁻¹ res-

^a IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

^b <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

olution presented in section 2.2 to achieve the same goal, the underlying hypothesis being that molecular gas is unlikely to be present for low enough values of $N(\text{H I})$ so the corresponding velocity channels can be discarded when computing the integrated intensity CO map. For each pixel of the H I cube, we create a binary mask keeping only the velocity range for each pixel corresponding to a H I signal value above a defined threshold in the H I signal. The integrated moment map for the CO(2–1) data is then computed summing only velocity channels included in the H I mask. Figure 2 shows the integrated intensity map for the 12'' cube using this method and Fig. 3 corresponding noise map at 12'' computed from 30 channels free of emission from M33 (from -80 to $0 \text{ km s}^{-1} V_{\text{LSR}}$). The result is an increased S/N ratio as the channels contributing only noise to the sum are no longer taken into account. The value of the H I signal threshold was chosen at 10 K which corresponds to 1.9σ where σ is the *rms* noise level in the 17'' H I cube. We tested masking values between 5 and 25 K (0.9 to 4.6σ) and the total CO intensity varied by only a few percent. Significantly above or below these values, CO signal is lost or more noise is included. At the 10 K brightness level, the H I lines are broad and sample several channels to either side of the rotation curve. Comparing with other techniques of looking for CO, we found no evidence of missing CO emission by this technique. As an example, the “Lonely Cloud” ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}16^{\text{s}}.7$, $\delta = +30^{\circ}59'3''$, J2000) (Gardan et al. 2007) in an interarm region not near an H I maximum is included by this method.

2.2. VLA H I mosaicing

The H I observations are from archival VLA B, C, and D array data taken as part of projects AT206 and AT268 in 1997, 1998 and 2001. At the frequency of the H I line the VLA primary beam is $32'$. The mosaic comprises 20 D array pointings on a nearly square grid separated by $16'$ and 6 B and 6 C pointings in a diamond shape covering the entire star forming disk. The primary beam centers of the B/C and D array mosaic are shown in Fig. 4 overlaid on the *Spitzer* $70\mu\text{m}$ map – the D array data contains more pointings extending further from the center of M33. Since our goal is compare the distribution and kinematics of the atomic and molecular gas at high resolution, we focus here on the stellar disk where VLA B-, C- and D-array data are available. Data calibration and imaging were carried out using the 2.4 version of the CASA^c software package. The quasar 3C48 ($\alpha = 1^{\text{h}}37^{\text{m}}41^{\text{s}}.3$, $\delta = +33^{\circ}09'35''$) was used as flux, bandpass and phase calibrator (with an adopted flux of 16.04 Jy). The calibration of the visibilities was done through the following tasks. First the correct flux was applied to the calibrator visibility model using *setjy*, then frequency bandpass and gain calibrations were computed using the *bandpass* and *gaincal* tasks.

The calibration solutions were finally applied to the entire dataset with the use of the *applycal* task, continuum emission averaged on channels not including line emission from M33 was subtracted in the *uv*-space using the *uvcontsub* task. Flagging of bad data was done by hand. The imaging was achieved using the multi-scale clean MSCLEAN algorithm described in Cornwell (2008). This method has several advantages over the classical clean algorithms that use point like sources to model the observed emission. By cleaning several scales simultaneously, it is able to efficiently recover extended emission and eliminates problems of flux correction (Jorsater & van Moorsel 1995), negative bowls surrounding regions of extended emission, and the

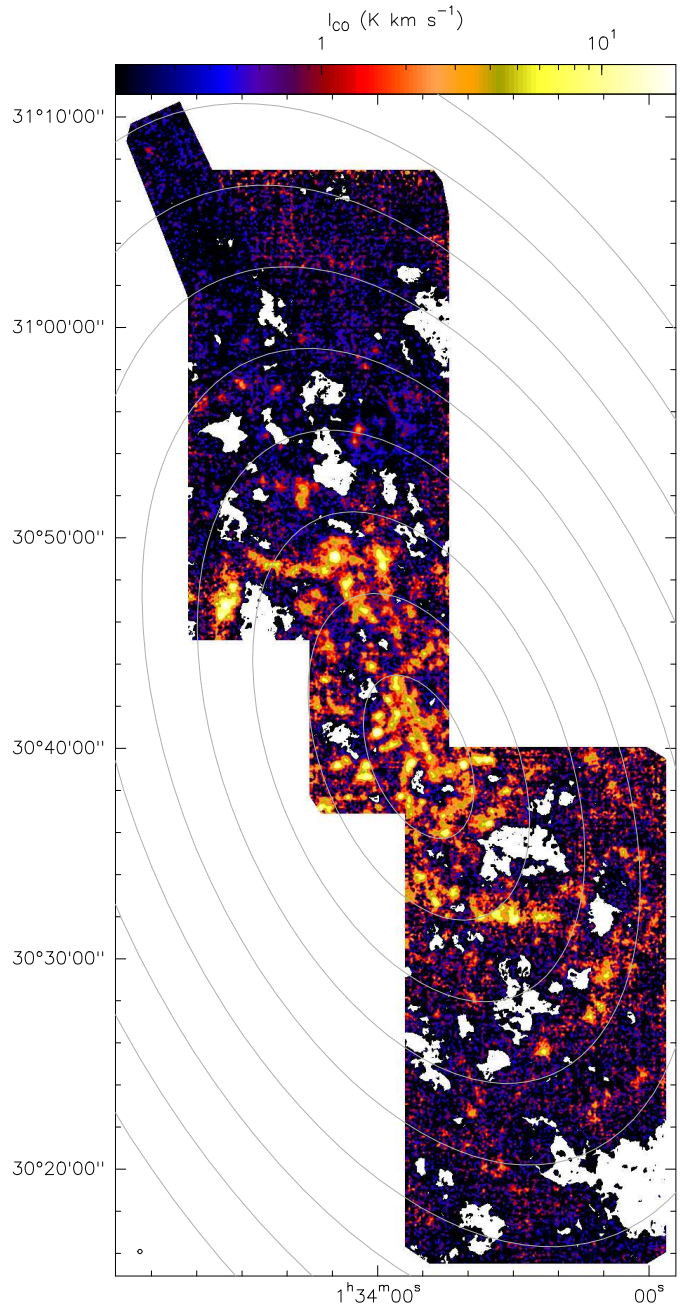


Fig. 2. IRAM CO(2–1) integrated intensity map of the galaxy M33 at a resolution of $12''$. This map was made using the VLA H I cube ($17''$ resolution) as a mask, employing a 10 K cutoff per channel (see Sect 2.2). As a consequence, areas without HI emission above that level appear white. Grey ellipses are drawn every kpc using orientation parameters listed in Table 1.

pedestal of low level uncleaned flux in the final residual map. An extensive comparison of multiscale clean and its point source counterpart has been carried out in Rich et al. (2008). A series of four cubes with angular resolutions of 5 , 12 , 17 , and 25 arcseconds and 1.27 km s^{-1} channel width were computed. The $5''$ cube corresponds to the highest resolution achievable with the B array. The other cubes were obtained using gaussian tapers in the *uv*-plane of respectively 4900 and 3150 and 1900 meters FWHM. In order to minimize sidelobes over the entire map, a robust weighting scheme Briggs (1995) was applied to the data

^c <http://casa.nrao.edu/>

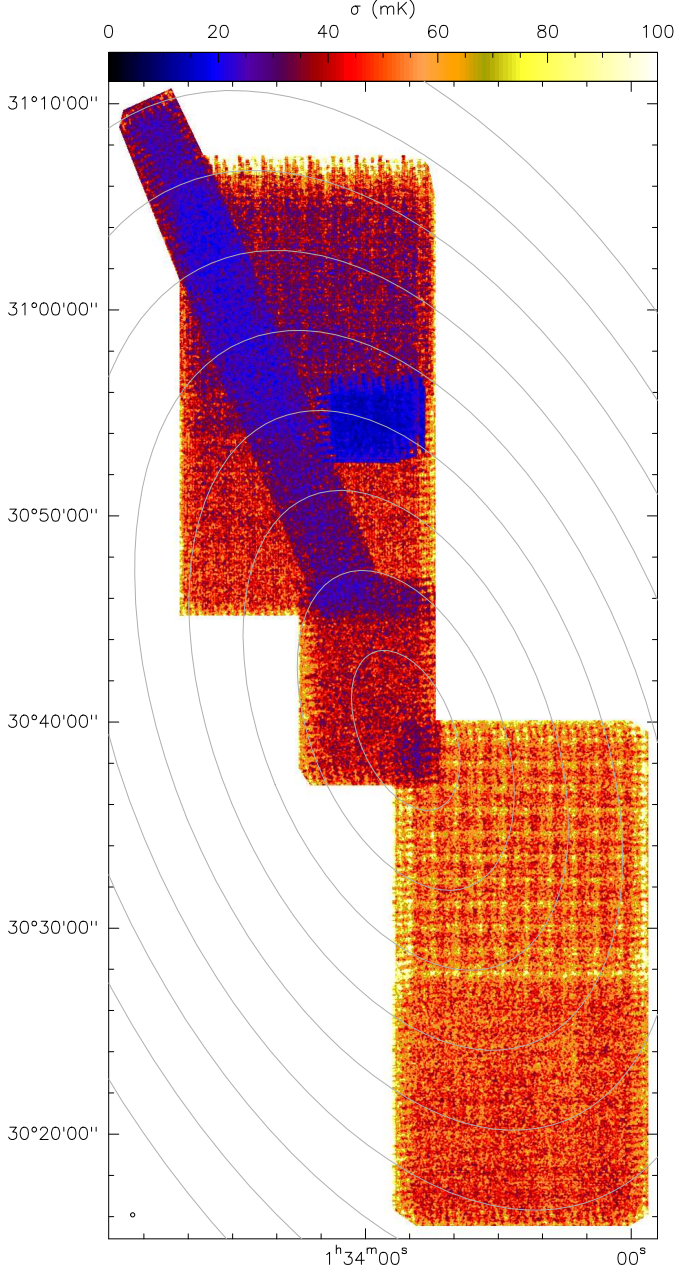


Fig. 3. CO noise map of the 12'' cube computed from 30 channels free of M33 emission, from -80 to $0 \text{ km s}^{-1} V_{\text{LSR}}$.

using a robustness factor of 0.5. The rms noise for the cubes was computed over the channels without emission from M33 within a galactocentric radius of 8.5 kpc. Table 3 summarizes the beam sizes and noise properties of the different cubes. A zeroth moment map (Fig. 5 with the CO 1 K km s^{-1} intensity contour superposed) was computed at 17'' resolution by masking out regions of the 17'' cube where emission from the 25'' cube was below $2.75 \text{ K} (1\sigma)$. The data presented here will be made available through the Centre de Données de Strasbourg (CDS)^d.

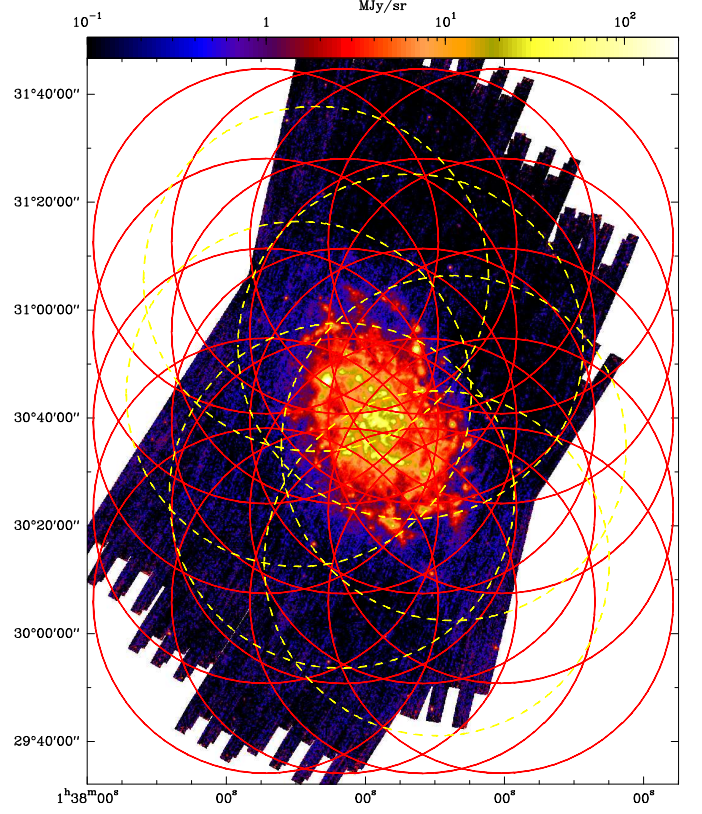


Fig. 4. H I primary beam coverage of M33 overlaid on the $70\mu\text{m}$ *Spitzer* map. VLA D pointings are in red (solid lines) and B/C ones in yellow (dashed lines).

Table 3. Beam and rms noise properties of the H I 21 cm datacubes.

Beam ('' × '')	PA (°)	σ_S (mJy/beam)	σ_T (K)
5.5×5.2	-95.1	1.1	24
12.0×11.6	-31.8	2.0	9
17.2×17.1	-45.8	2.5	5.4
25.9×24.2	-74.8	2.8	2.75

The rms noise, in mJy/beam and brightness temperature, was calculated over an ellipse of galactocentric radius 8.5 kpc after primary beam correction.

3. Results

3.1. Gas masses

In this section we present measurements of total integrated flux and derived total molecular and atomic gas masses.

3.1.1. Molecular Gas

The CO(2–1) luminosity measured over our observed area is $1.7 \pm 0.1 \times 10^7 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. Our CO mapped region covers 28% of the total galaxy area up to 8.5 kpc but $61 \pm 2\%$ of the infrared emission (see details in Sect. 3.3). The estimated CO(2–1) luminosity for the whole R_{25} disk is thus $2.8 \pm 0.3 \times 10^7 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$. The molecular gas mass is computed with the following hy-

^d <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

Table 4. Comparison of results with previous studies of M33.

CO surveys	Molecular gas mass ^b ($M_{\odot}$)	SFR ^g ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	Depletion time ^k (10^8 yr)	Depletion time ^l (10^8 yr)
This study	1.9×10^8 (3.3×10^8) ^c	0.27 ^h	7	7
Gardan et al. (2007)	3.2×10^{7d}	0.05–0.13 ⁱ	2–6	1–3
Rosolowsky et al. (2007)	3.6×10^{8d}	0.45 ^j	8	...
Heyer et al. (2004)	3.5×10^{8e}	0.45 ^j	8	1–3
Engargiola et al. (2003)	9×10^{7d}	0.24 ⁱ	4	2
Corbelli (2003) ^a	2.9×10^{8f}	0.45 ^j	6	...
HI surveys	Atomic gas mass ^m			
This study	1.4×10^9			
Putman et al. (2009)	1.5×10^{9n}			
Corbelli & Schneider (1997)	2.6×10^{9o}			
Deul & van der Hulst (1987)	1.1×10^9			

^a FCRAO CO(1–0) data from Heyer et al. (2004).^b All values converted to our adopted $X_{\text{CO}} = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (twice Galactic).^c The value in parentheses is the extrapolation to the whole galaxy for comparison with other surveys. See Sect. 3.1.1 for details.^d Original value used $X_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (Galactic).^e Original value used $X_{\text{CO}} = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$.^f Original value used $X_{\text{CO}} = 2.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$.^g Over the areas mapped in CO for each survey.^h From Verley et al. (2009).ⁱ From H_{α} with a Kennicutt (1998) calibration.^j We give the value from Engargiola et al. (2003) as the CO mapped areas are identical.^k Value computed by dividing the first by the second column of this table.^l Original value given by the cited papers.^m All values converted to our adopted distance $D = 840 \text{ kpc}$.ⁿ Original value used a distance of 730 kpc. Inside a $3.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ contour.^o Original value used a distance of 690 kpc. Over their whole mapped area extending beyond 8.5 kpc.

potheses. Given that metallicity is half solar and the gradient in M33 is weak ($12 + \log(O/H) = 8.4 - 0.03R_{\text{kpc}}$, Rosolowsky & Simon 2008; Magrini et al. 2009), we use a constant “standard” Milky Way factor (Dickman et al. 1986) multiplied by a factor of two $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)} = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$, implicitly assuming an inverse linear dependence between the conversion factor and metallicity (Wilson 1995) but see Israel (2000). Using the CO(1–0) observations from Rosolowsky et al. (2007) and our CO(2–1) observations we compute a CO(2–1)/CO(1–0) ratio of 0.8 in the central kiloparsec of M33. Due to the decrease in the excitation temperature with radius we can expect lower values of the line ratio for the outer parts as found by Sawada et al. (2001) for the Milky Way and Braine et al. (1997) for NGC4414. With a linear gradient of the line ratio from 0.8 at the center of the galaxy to 0.5 at 8.5 kpc, and taking into account the measured exponential decrease in the CO emission with radius (see Sect 3.3) we find an average CO(2–1)/(1–0) line ratio of 0.73 for the whole galaxy. The computed mass includes helium by multiplying by a factor 1.37. The molecular gas mass for the whole galaxy is thus $3.3 \times 10^8 M_{\odot}$.

3.1.2. Atomic Gas

The integrated H I flux density over a region corresponding to a galactocentric radius smaller than 8.5 kpc, slightly over the R_{25} radius for M33, is $8.4 \times 10^3 \text{ Jy km s}^{-1}$. The atomic gas mass was derived from the H I integrated intensity using a conversion

factor $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ (Rohlfs & Wilson 1996). The total H I mass over the same region is $1.4 \times 10^9 M_{\odot}$. Putman et al. (2009) using the Arecibo telescope find give $1.5 \times 10^9 M_{\odot}$ inside a very similar contour which they define as the star forming disk.

3.2. Kinematics

We obtain velocity fields for both datasets by computing the first moment of the emission. In the case of H I, the $17''$ data was masked by the $25''$ cube with a threshold of 10K. For the CO data, we computed the first moment of the original non H I masked datacube, masking out emission below 4σ . Both methods are thus completely independent of each other. Fig. 6 shows the CO and H I velocity fields at respectively $12''$ and $17''$. The excellent agreement between the two velocity fields is a further argument in favor of using the H I masking to obtain CO integrated intensity maps.

3.3. Radial distribution

The radial distribution of properties were derived taking azimuthal averages over elliptical rings with inclinations of $i=56^\circ$ and position angle $\text{PA}=22.5^\circ$ (measured toward East from north). The quantities are therefore deprojected from the sky plane onto the plane of M33. The radial step is 500pc which corresponds to about $2''$. The bottom part of Fig. 7 shows the cumulative fractions of the area (solid line) and $70 \mu\text{m}$ surface

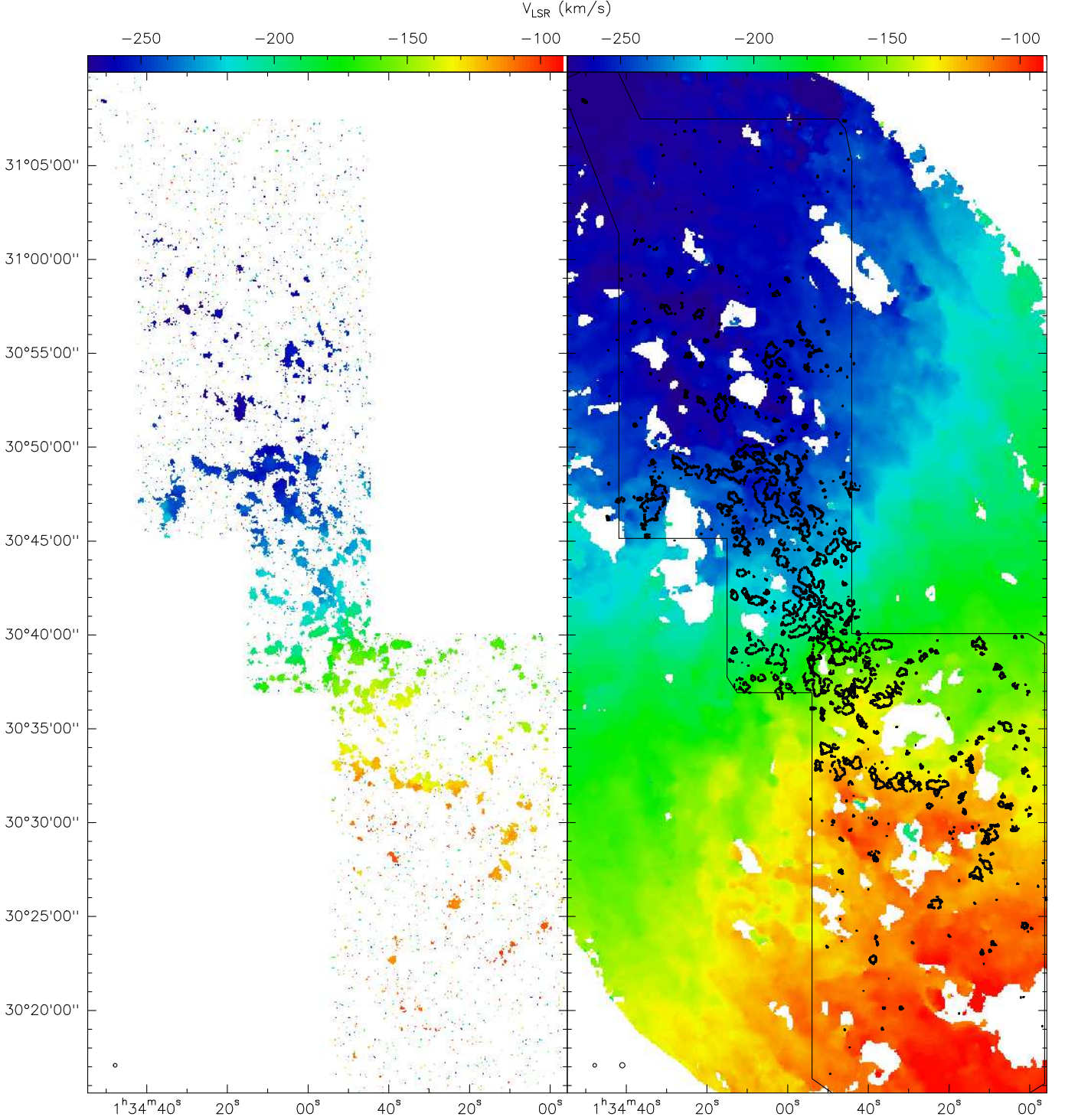


Fig. 6. CO (left) and H I (right) velocity fields at respectively 12'' and 17''. The CO velocity field was computed from the original non H I masked cube, both velocity fields are thus independent. The contours on the right correspond to a constant S/N ratio of 10 in the 12'' CO integrated intensity.

brightness (dashed line) in our CO map (black area in the inset) compared to the whole elliptical region of radius less than R (sum of grey and black areas of the inset). For galactocentric distances below 2 kpc our map samples more than 80% of the accessible disk at these radii both in area and $70\ \mu\text{m}$ flux. The whole CO mapped area corresponds to 28% of the area up to 8.5 kpc but more than 60% of the corresponding $70\ \mu\text{m}$ flux, this is explained by the rapid decrease in infrared emission with ra-

dius. The corresponding values for 24 and $160\ \mu\text{m}$ are similar to a few percent at each radius. Tab. 5 summarizes the source and resolution of the ancillary data used.

3.3.1. Surface brightness

The top part of Fig. 7 presents the radial variations in average surface brightness of the CO and infrared data from *Spitzer* at

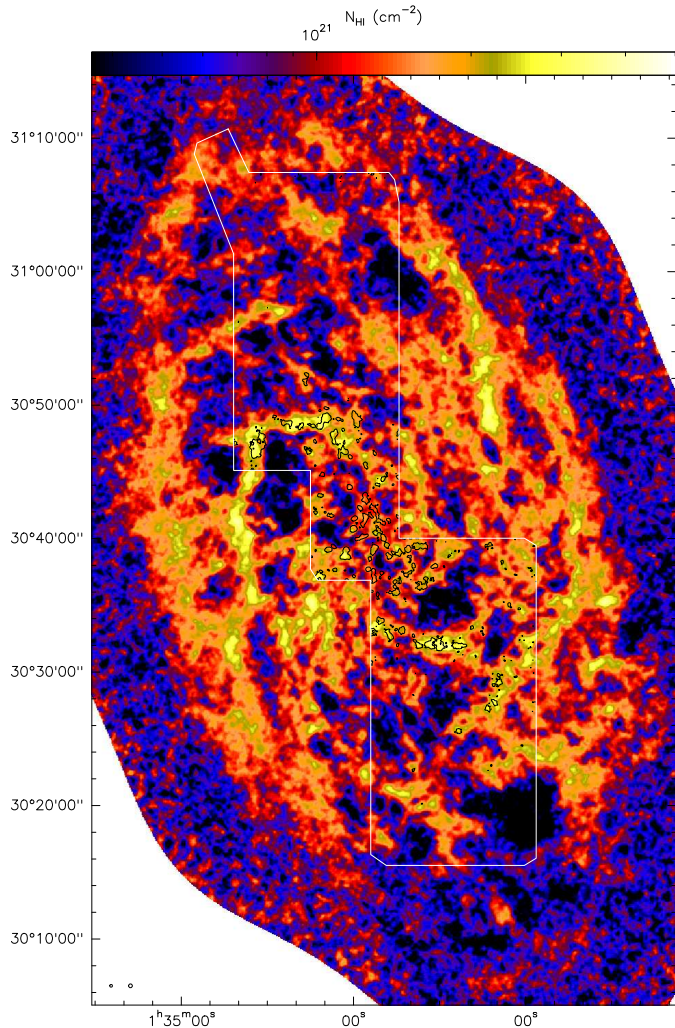


Fig. 5. VLA HI column density map (in color) of the galaxy M33 at a resolution of $17''$ overlaid with the IRAM CO(2–1) intensity contour at 1 K km s^{-1} . The region observed in CO(2–1) are marked with thin white lines.

$24 \mu\text{m}$, $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$, the solid lines correspond to averages taking into account only our CO mapped area and the dashed lines to the whole elliptical annuli for a given radius. For each tracer, the similarity between these two averages is an indication that the area mapped in CO is representative of the M33 disk in its entirety. The 4 datasets have similar exponential decreases with radius i.e. $F_\nu(r) \propto e^{-r/L}$ with a corresponding scale length L . Table 6 summarizes the scale lengths computed by least square fitting for CO and IR data, and Table 7 scale-length values from surveys presented in Table 2.

The infrared data scale lengths agree with the values in Tabatabaei et al. (2007a) and Verley et al. (2009), although they are slightly smaller because the IR tracers seem to marginally drop more rapidly in our CO mapped region compared to the whole galaxy. The scale length of CO is higher than the ones of $24 \mu\text{m}$ and $70 \mu\text{m}$ and similar to the $160 \mu\text{m}$.

3.3.2. Mass surface densities

We compute mass surface densities for atomic and molecular gas and study their radial distribution. For the molecular gas mass, we use the same hypotheses as in Sect 3.1.1 including a constant

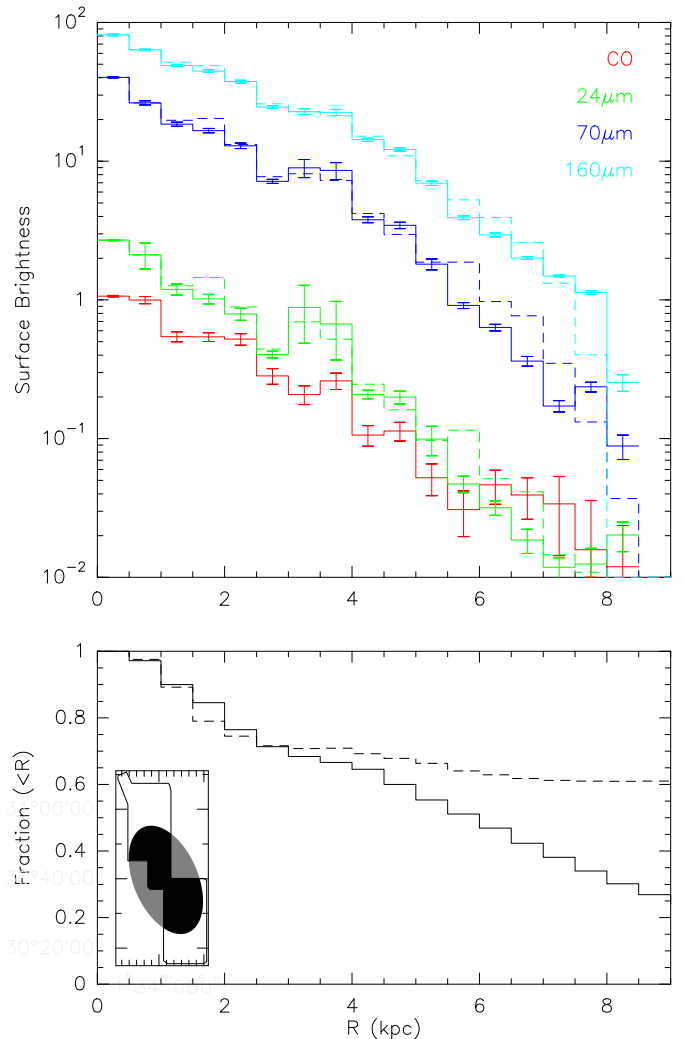
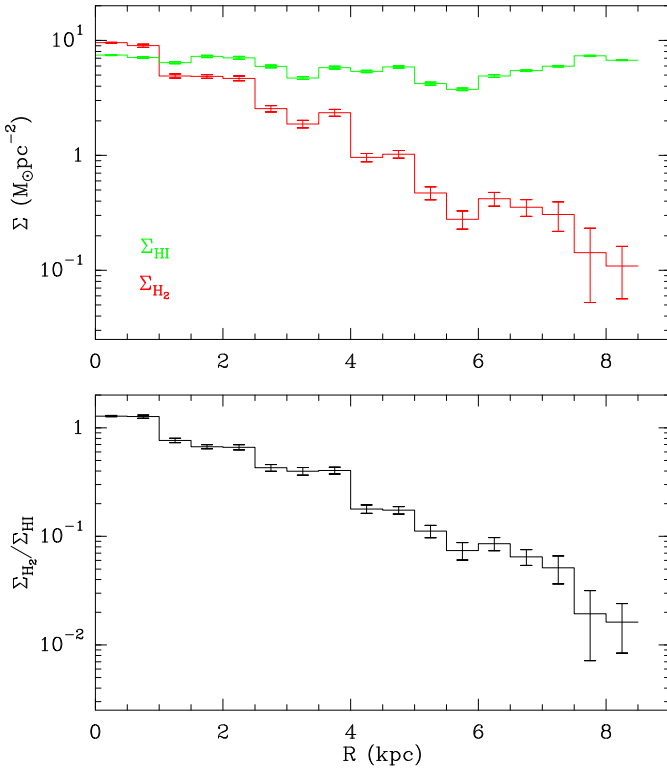


Fig. 7. (Color online) *Top*: Radial distribution of the CO and IR surface brightness in units of MJy sr^{-1} for infrared data and K km s^{-1} for CO. For the dust tracers, the surface brightness is computed both on the region covered by our CO observations (solid line) and on the whole elliptical annuli for each radius (dashed lines), showing that our CO sampled area is representative of the galaxy for each radius. *Bottom*: Cumulative fractions of the area (solid line) and $70 \mu\text{m}$ surface brightness (dashed line) in the region covered by our CO observations (black area in the lower left diagram) compared to the whole elliptic region of radius less than R (sum of grey and black areas at a given R).

CO(2–1)/CO(1–0) factor. Taking a linearly decreasing value of this factor would modify only slightly the radial distribution, raising the most extreme outer points by a factor 1.5 and lowering the inner ones by a factor 1.1, at the price of added uncertainties that cannot be simply estimated. The top panel of Fig. 8 shows the mass surface density of atomic and molecular gas as a function of radius. The atomic gas surface density is constant at an average value of $6 \pm 2 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$, the molecular gas mass surface density follows the same trend as the CO surface brightness presented in Fig. 7. The fraction of molecular to atomic gas in mass is shown in the bottom panel of Fig. 8. Given the constant atomic gas surface density, the fraction decreases following the molecular gas density from 1.2 to 0.015 from the center to the outer parts of the stellar disk.

Table 5. Ancillary data used in this paper.

Wavelength	Resolution	Telescope
160 μm	40''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a
70 μm	18''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a
24 μm	6''	<i>Spitzer</i> MIPS ^a
8 μm	2''	<i>Spitzer</i> IRAC ^b
6570 Å (H α)	2'' (pixel size)	KPNO ^c
1500 Å	5''	GALEX FUV ^d

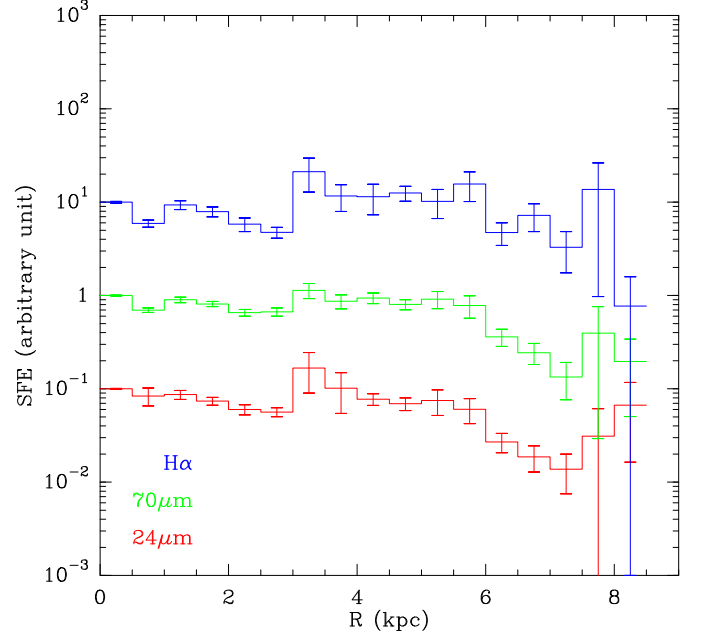
^a Hinz et al. (2004); Tabatabaei et al. (2007b)^b Verley et al. (2007)^c Hoopes et al. (2001); Greenawalt (1998)^d Thilker et al. (2005), retrieved from GR5 public release of the MAST archive**Fig. 8.** *Top:* Radial distribution of the H₂ and H I mass surface density. *Bottom:* Radial distribution of the molecular to atomic mass fraction.

3.3.3. star formation efficiency

The star formation efficiency is usually defined as the ratio of the star formation rate over the mass of molecular gas available to form stars.

$$\text{SFE} = \text{SFR}/\text{M}_{\text{H}_2}$$

Defined in this way, the SFE is the inverse of the molecular gas depletion time. Estimates from a variety of observations (Blitz & Rosolowsky 2006; Kennicutt 1998; Hippelein et al. 2003) give a value of the SFR which varies from 0.3 to 0.7 $\text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$ for the entire disk. A recent study by Verley et al. (2009) using extinction corrected H α , FUV, and infrared tracers gives a value of $0.45 \pm 0.1 \text{ M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$ for total SFR. This is our adopted value.

**Fig. 9.** Radial distribution of the SFE in arbitrary units, all of the curves are normalized to the central value and shifted by 1 decade along the vertical axis.

Our CO map does not cover the whole disk but covers respectively 63%, 61% and 59% of the IR emission at 24 μm , 70 μm and 160 μm (see bottom panel of Fig. 7) so the SFR is $\sim 0.27 \text{ M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$ within the area covered by our CO map. With a $N(\text{H}_2)/\text{I}_{\text{CO}(1-0)}$ value of $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ and an average 2–1/1–0 line ratio of 0.73 (see Sect. 3.1.1 for details), the molecular gas mass within the CO map is $1.9 \times 10^8 \text{ M}_{\odot}$. With these values, the SFE is $1.4 \times 10^{-9} \text{ yr}^{-1}$ or a molecular gas depletion time $7 \times 10^8 \text{ yr}$. An SFE of $1.6 \times 10^{-9} \text{ yr}^{-1}$ is a factor ~ 3 higher than that found in large spiral galaxies (sample in, Kennicutt 1998; Murgia et al. 2002; Leroy et al. 2008). Earlier studies used lower $N(\text{H}_2)/\text{I}_{\text{CO}(1-0)}$ values and thus obtained even higher SFEs (or shorter H₂ depletion times) as is shown in Table 4.

In order to bring the SFE of M33 to the same level as in large spirals, the $N(\text{H}_2)/\text{I}_{\text{CO}(1-0)}$ factor would have to be about 3 times the value we use whereas previous studies used even smaller values (Wilson & Scoville 1990; Corbelli 2003; Heyer et al. 2004; Engargiola et al. 2003; Rosolowsky et al. 2007; Gardan et al. 2007). Through Virial mass estimates and $^{13}/^{12}\text{CO}$ line ratios, Braine et al. (2010) support a value of about $N(\text{H}_2)/\text{I}_{\text{CO}(1-0)} = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}/(\text{K km s}^{-1})$ in the disk of M33, possibly closer to the Galactic value in the inner disk.

Figure 9 presents the radial distributions of the SFE as calculated from the H α , 24, and 70 μm emission. The units are arbitrary as we are interested in showing the radial trend. The SFR were taken as being directly proportional to the H α and IR luminosities. H α and FIR emission tend to show opposite biases – the H α suffers extinction where the FIR is strong and the FIR is weak where little dust is present but the H α is unaffected. If one were to compute the SFE taking into account the total gas mass, the SFE would drop dramatically with increasing radius as opposed to the SFE computed using only molecular gas that does not appear to vary with radius. Table 4 summarizes the masses, star formation rates and depletion times for this study and previous surveys of M33.

Table 6. Exponential scale length L in kpc for Spitzer MIPS and CO emission computed over the area mapped in CO.

	[0.5-3.5] kpc	[3.5-7] kpc	[0.5-7] kpc
24 μm	1.36 ± 0.05	1.02 ± 0.07	1.40 ± 0.03
70 μm	1.51 ± 0.07	1.05 ± 0.06	1.48 ± 0.04
160 μm	2.26 ± 0.12	1.30 ± 0.06	1.83 ± 0.07
CO	2.0 ± 0.2	1.6 ± 0.3	1.9 ± 0.1

Table 7. Comparison with previous surveys of CO emission exponential scale lengths L in kpc.

Study	Range (kpc)	Scalelength (kpc)
This paper	0–7	1.9 ± 0.1
Gardan et al. (2007)	2–6	1.4 ± 0.1
Engargiola et al. (2003)	0–7	1.4 ± 0.1
Corbelli (2003)	0–6	2.5

3.4. The ISM and star formation tracers

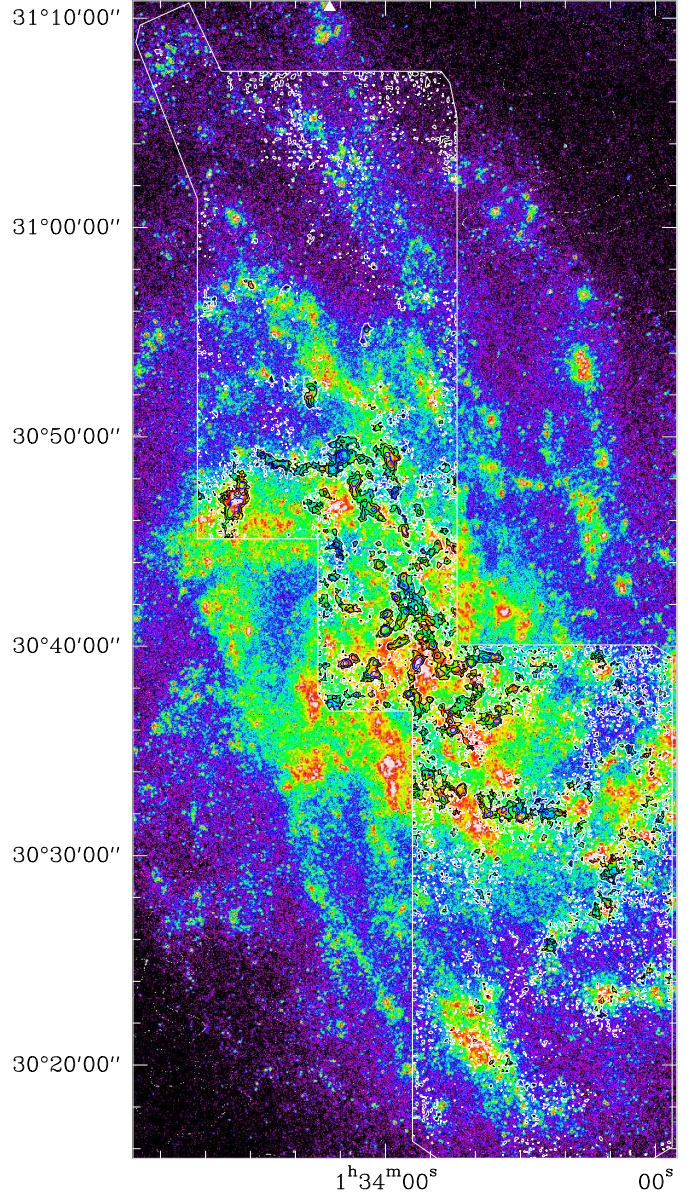
In this section, we compare the CO emission with tracers of star formation. We present a series of figures (10 to 14) comparing the CO emission, as contours, overlaid on images of the 8, 24 and 70 μm FIR emission as well as the $\text{H}\alpha$ and FUV emission (*Blow ups of these 5 figures are available in the online version of this article*). The 160 μm image is at lower resolution and brings little morphological information not present in the 70 μm image.

While the dynamic range in the CO image is much lower than in the images of star formation tracers, the correspondence is globally excellent. Figure 16 shows the scatter plot between the CO integrated intensity and 70 μm emission.

Figures 10–14 show that in almost all cases the CO emission is found where star formation is detected and in general the CO emission is stronger as the level of SF increases. The weaker CO contours outline the regions with a remarkable precision (see online figures 1 to 12 for the blowups). A partial exception is found near ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}09^{\text{s}}.4$, $\delta = +30^{\circ}49'06''$, J2000) where the CO emission is extremely strong while the SF tracers show rather weak emission. The CO spectrum in the direction of that particular cloud is shown in Fig. 17.

A true exception to the FIR–HI–CO correlation is the inter-arm cloud at ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}16^{\text{s}}.7$, $\delta = +30^{\circ}59'3''$, J2000) dubbed “Lonely Cloud” by Gardan et al. (2007). It is found in a region with very little if any star formation and relatively weak HI emission, despite fairly strong CO (and even ^{13}CO) emission. When HI brightness thresholds higher than 10 K are used to create the masked zero-moment CO maps, the Lonely Cloud disappears. While this cloud was discovered in the first set of observations, it remains a unique object as the observations of the central and southern regions, despite considerably lower noise levels than in Gardan et al. (2007), have not revealed similar molecular clouds.

In the outer parts, the FIR emission is typically quite inconspicuous, even where CO has been detected, but the $\text{H}\alpha$ emission is often quite strong. In the central regions, the alignment of the emission at the different wavelengths is nearly perfect, especially between CO and FIR. Further out, however, notable offsets become more common although there is a clear association be-

**Fig. 10.** Galex FUV image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Blow ups are available in the online version.

tween the CO and FIR/ $\text{H}\alpha$ emitting regions. The offsets are less than 100 pc, particularly in comparison with the FIR.

The CO emission follows HI-defined arm-like structures very closely, completely avoiding the HI holes. As can be seen in Fig. 15 and corresponding blow ups in the online version of the paper, the overall correlation between HI and CO emission is very good. CO is generally found in HI-rich regions although not all of the HI peaks show CO emission and not all CO emission falls on HI . It is not clear what the source of the 70 μm emission is in for example the HI (and CO) hole around ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}25^{\text{s}}$, $\delta = +30^{\circ}35'00''$, J2000) as the amount of neutral gas is very low. The emission in this region is lower in the 24 and 8 μm wavebands, so perhaps the 70 micron emission appears stronger than in reality due to the poorer spatial resolution. The upcoming Herschel HERM33ES observations should answer this.

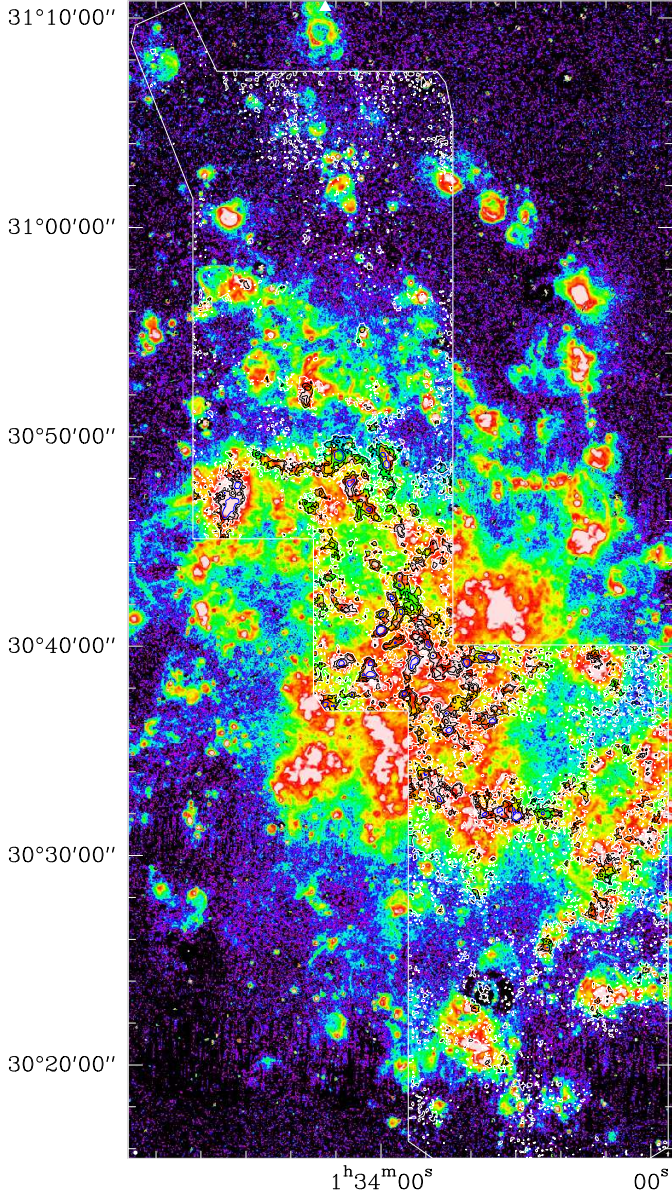


Fig. 11. KPNO $H\alpha$ image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Blow ups are available in the online version.

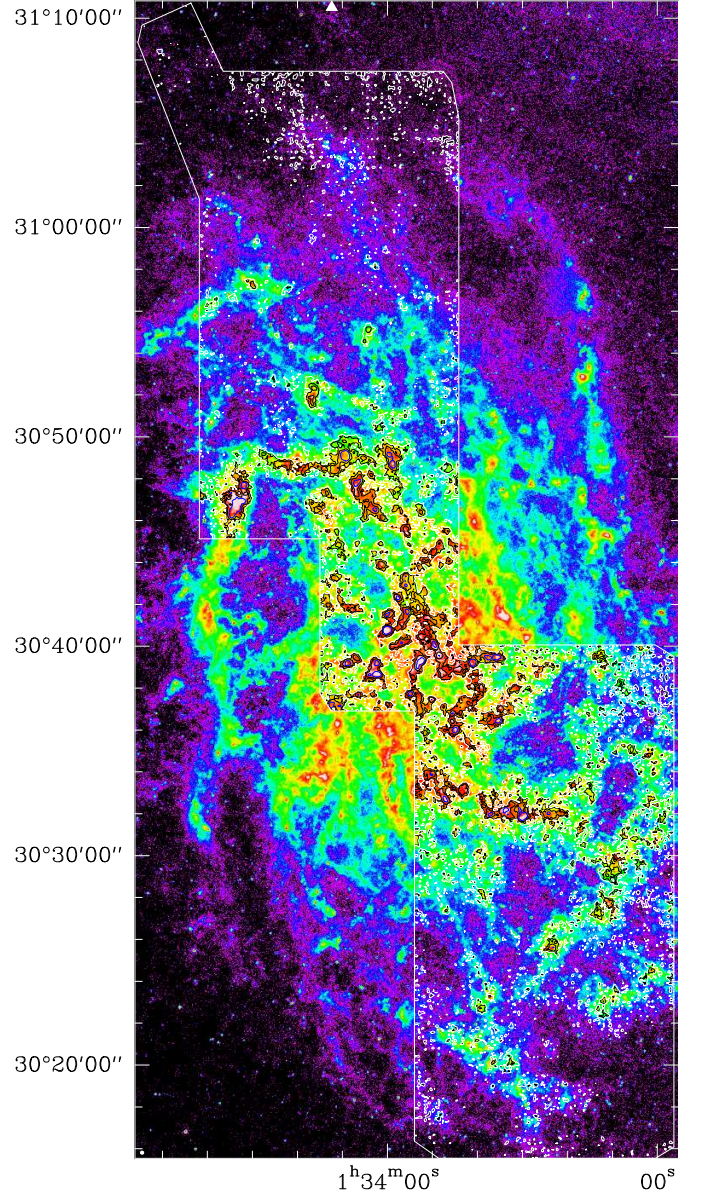


Fig. 12. Spitzer $8\mu\text{m}$ image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Blow ups are available in the online version.

3.5. Examples of interesting spectra

The spectra shown in Figures 17, 18 and 19 are just a few among a huge number but are intended to show “special” positions. Fig 17 shows a very strong CO profile towards a region without strong star formation (note good agreement with Engargiola et al. 2003). The line is very strong with a line width of about 11 km s^{-1} at half-intensity. The other spectra shown are interesting because the CO lines are detected very far from the center of M33, despite the low-metallicity and surface mass density. Fig. 18 shows the second molecular cloud detected at or beyond R_{25} in M33. A secondary peak offset in velocity by about 8 km s^{-1} may be present. Fig 19 shows further spectra near R_{25} which clearly is composed of emission from two clouds, the cloud to the SE (of the figure) at -260 km s^{-1} and the one to the NW at about -273 km s^{-1} . The spectral resolution of the data is

barely sufficient to measure the linewidths of the clouds, which are typically less than 5 km s^{-1} at half power. This was also true of the spectra of distant clouds shown in Braine et al. (2010) — they are much narrower than in the H_2 -rich inner disk. It is not clear whether the broad linewidths in the inner disk are because the GMCs themselves are much more massive or due to a superposition of clouds (or a single GMC in a region with significant diffuse emission).

The spectra shown also illustrate the dynamic range of the data acquired, roughly 100 in integrated intensity.

4. Conclusions

This work presents high-resolution maps of the atomic and molecular gas in the disk of M33 via observations of the

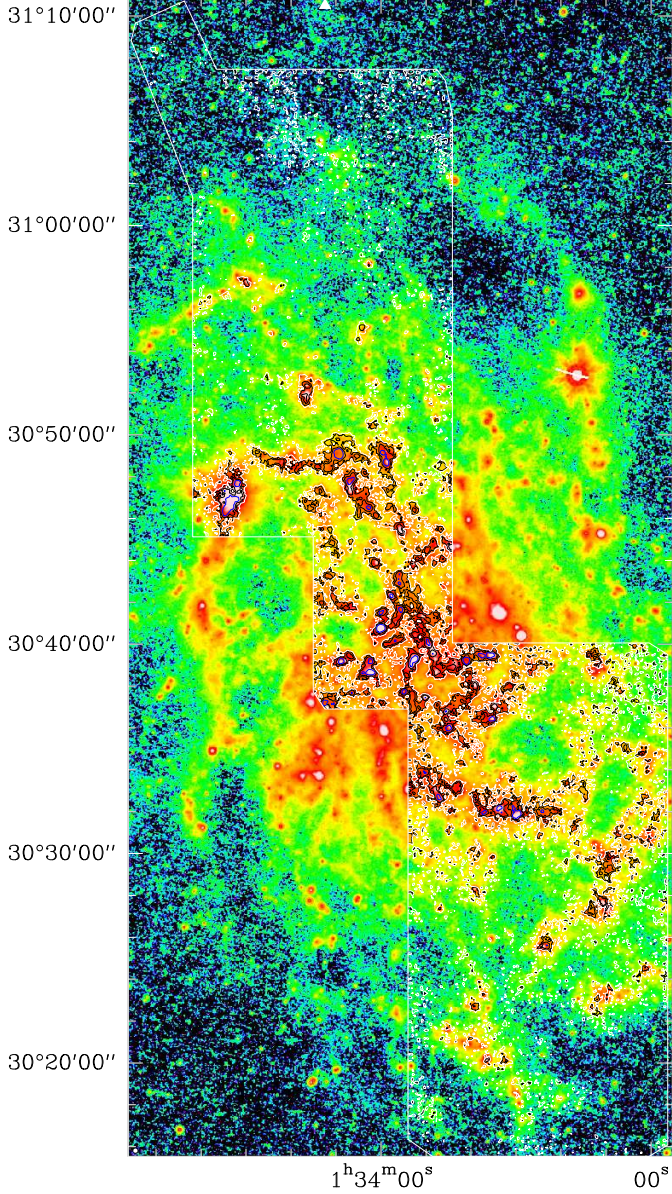


Fig. 13. Spitzer 24 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Blow ups are available in the online version.

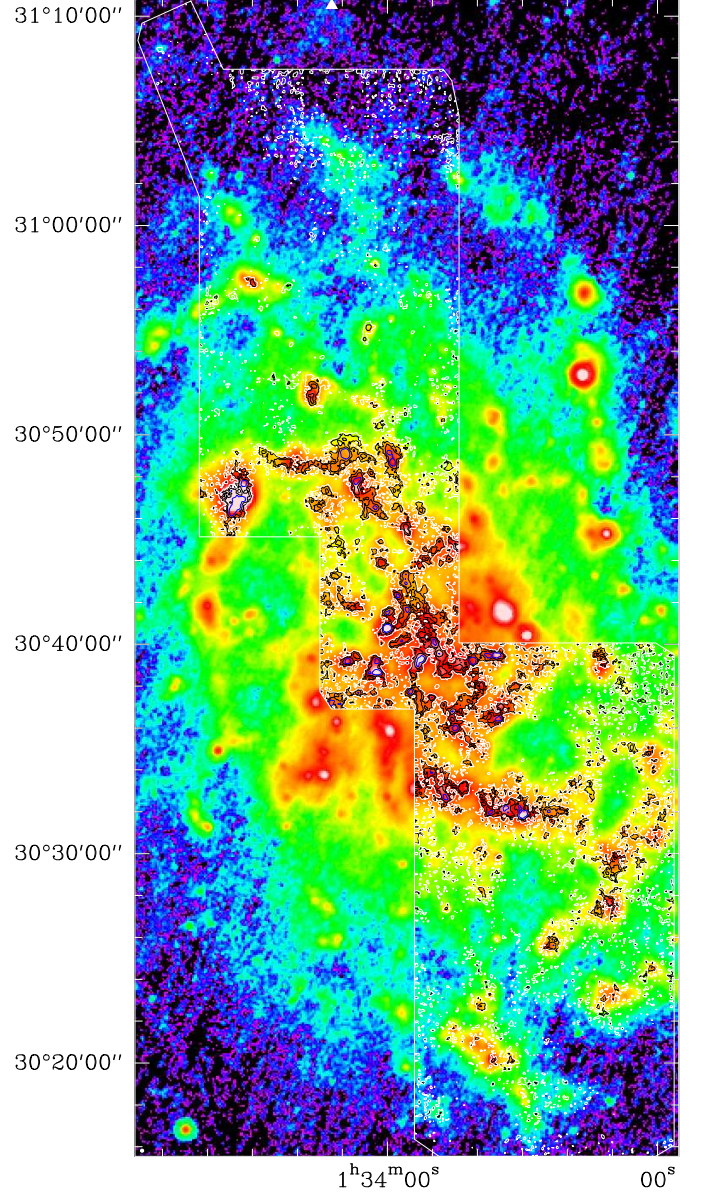


Fig. 14. Spitzer 70 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Blow ups are available in the online version.

H I 21 cm and $\text{CO}(2-1)$ lines. The whole disk out to 8.5 kpc is covered in the H I line and about 60% of the emission in CO .

Assuming the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)}$ factor to be twice that of the Galaxy, because of the subsolar metallicity of M33, we estimate a molecular gas mass of $3.3 \times 10^8 M_\odot$ roughly 20% of the $1.4 \times 10^9 M_\odot$ detected in the inner 8.5 kpc in H I . Azimuthally averaging, the H I surface density is close to constant with radius but the H_2 decreases exponentially with a scale length of 1.9 kpc. The $\text{H}_2/\text{H I}$ mass ratio decreases from about unity to 1%.

The correspondence between the peaks and holes in the distributions of molecular and atomic gas is excellent and follows the peaks and troughs in the FIR, MIR, and $\text{H}\alpha$ images. The SFE is approximately constant with radius, suggesting that molecular gas is transformed into stars at a similar rate (assuming a similar IMF) at all galactocentric radii. However, the SFE in

the small, gas-rich, low-metallicity, blue spiral M33 appears 2-4 times higher than what is observed in large nearby spirals.

The sensitivity of the survey is such that CO emission is detected far out in the disk of M33 although few clouds are present and the lines are much weaker in intensity.

Acknowledgements. We thank the IRAM staff in Granada for their help with the observations.

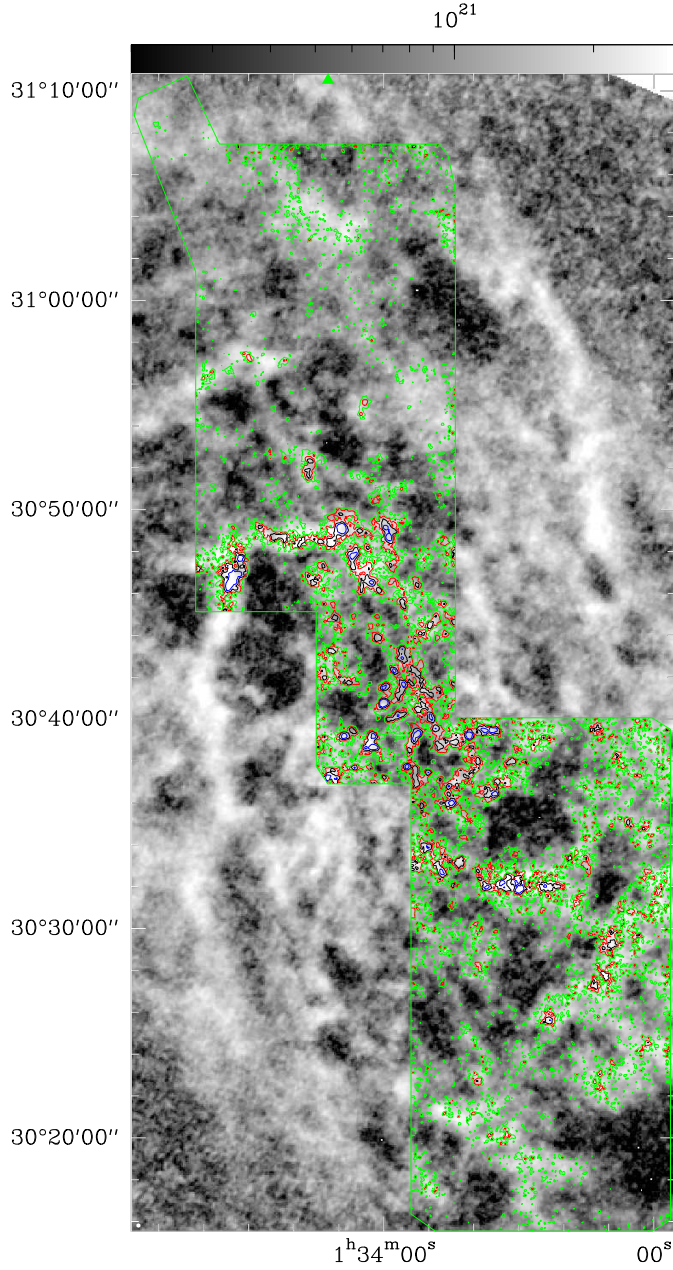


Fig. 15. VLA H I zeroth moment image with I_{CO} main beam contours of 1 (green), 2 (red), 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner. Note how the CO emission follows the bright H I and outlines the H I holes. Blow ups are available in the online version.

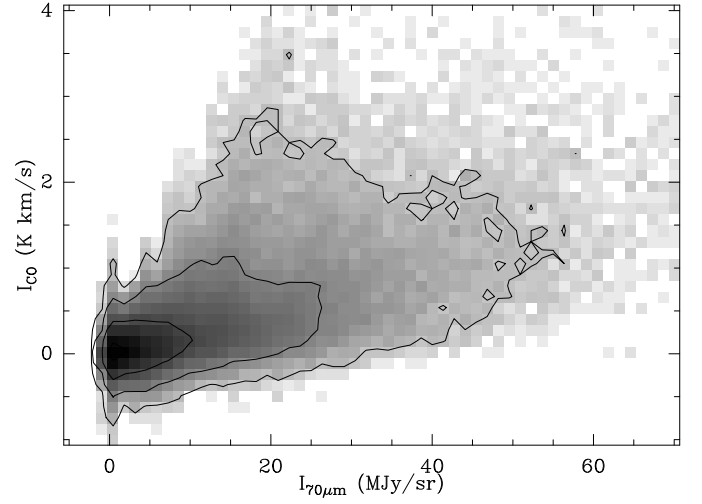


Fig. 16. Scatter plot between CO integrated intensity and $70 \mu\text{m}$ emission.

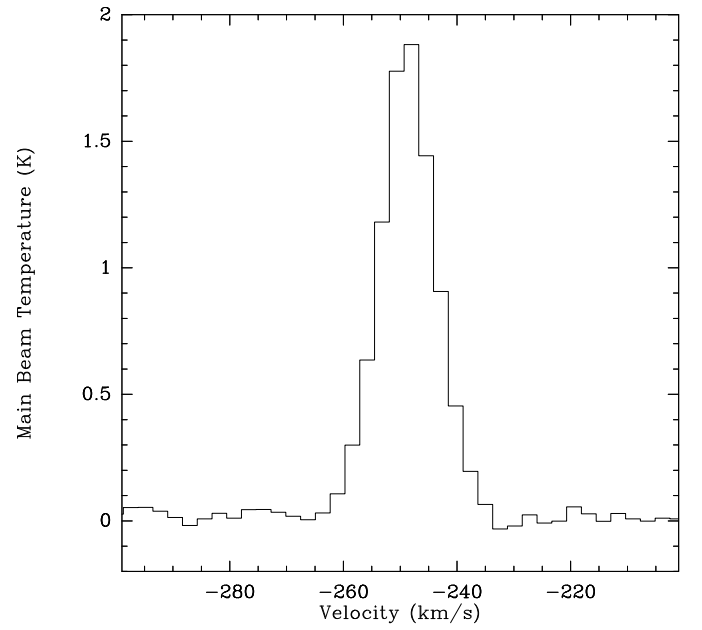


Fig. 17. Spectrum of a bright cloud at position $(\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}09.4, \delta = +30^{\circ}49'06'', \text{J2000})$, unlike other strong peak of CO integrated intensity, it lacks strong emission in star formation tracers (see Sect.3.4)

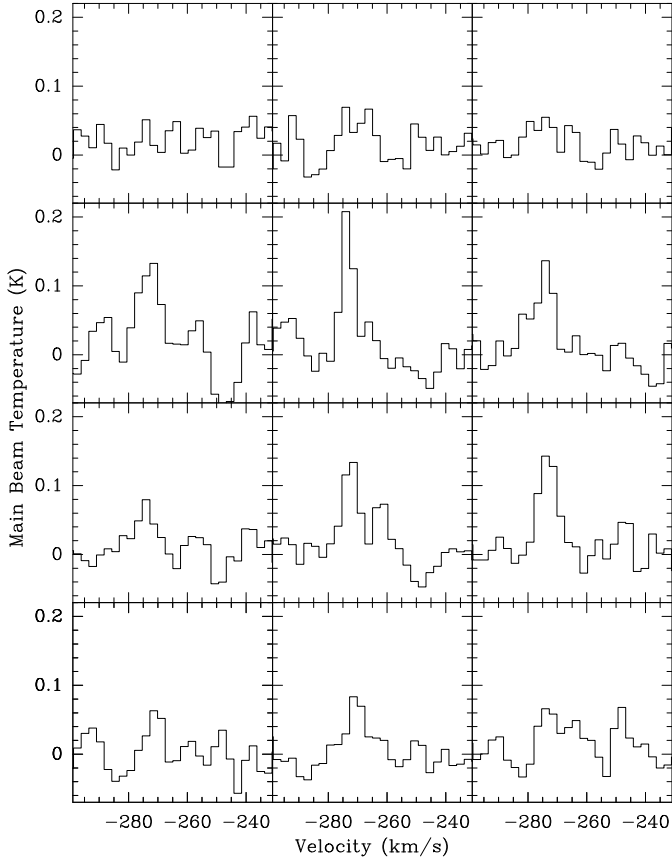


Fig. 18. Spectra of the outer disk cloud ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}50^{\text{s}}.8$, $\delta = +31^{\circ}08'26''$, J2000) shown with $6''$ spacing between panels. If the secondary peak at -266 km s^{-1} , seen in the second spectrum from the bottom in the middle column, is real then the cloud is small as it is only seen within a single beam.

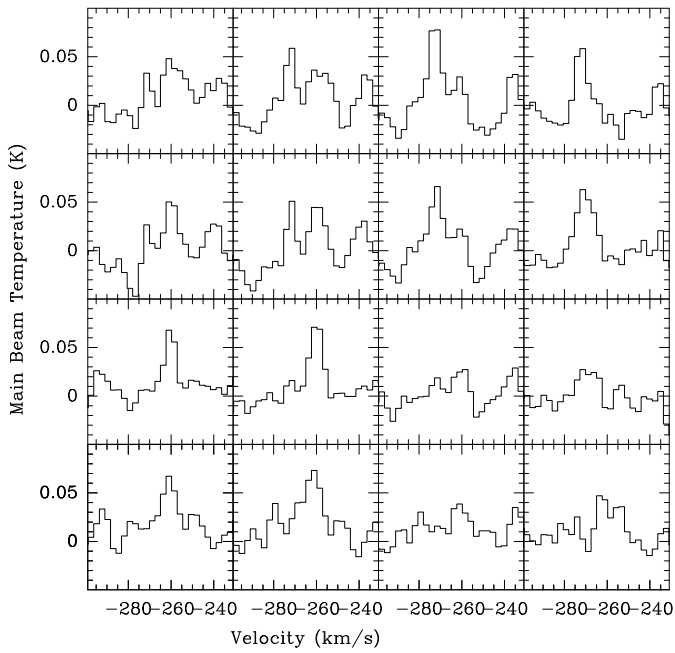


Fig. 19. Spectra of two more outer disk clouds at different velocities. The lower left panel is at ($\alpha = 1^{\text{h}}34^{\text{m}}21^{\text{s}}.7$, $\delta = +31^{\circ}04'13''$, J2000) and the panel spacing is $6''$.

References

- Adler, D. S., Lo, K. Y., Wright, M. C. H., et al. 1992, *ApJ*, 392, 497
- Blitz, L. & Rosolowsky, E. 2006, *ApJ*, 650, 933
- Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, *A&A*, 318, 19
- Braine, J., Gratier, P., Kramer, C., et al. 2010, *A&A*, accepted
- Briggs, D. S. 1995, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 27, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1444+
- Corbelli, E. 2003, *MNRAS*, 342, 199
- Corbelli, E. & Schneider, S. E. 1997, *ApJ*, 479, 244
- Cornwell, T. J. 2008, *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, vol. 2, issue 5, pp. 793-801, 2, 793
- Deul, E. R. & van der Hulst, J. M. 1987, *A&AS*, 67, 509
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Digel, S. W., Lyder, D. A., Philbrick, A. J., Puche, D., & Thaddeus, P. 1996, *ApJ*, 458, 561
- Engargiola, G., Plambeck, R. L., Rosolowsky, E., & Blitz, L. 2003, *ApJS*, 149, 343
- Fukui, Y., Kawamura, A., Minamidani, T., et al. 2008, *ApJS*, 178, 56
- Galletti, S., Bellazzini, M., & Ferraro, F. R. 2004, *A&A*, 423, 925
- Gardan, E., Braine, J., Schuster, K. F., Brouillet, N., & Sievers, A. 2007, *A&A*, 473, 91
- Gratier, P., Braine, J., Rodriguez-Fernandez, N. J., et al. 2010, *A&A*, 512, A68+
- Greenawalt, B. E. 1998, PhD thesis, NEW MEXICO STATE UNIVERSITY
- Heyer, M. H., Corbelli, E., Schneider, S. E., & Young, J. S. 2004, *ApJ*, 602, 723
- Hinz, J. L., Rieke, G. H., Gordon, K. D., et al. 2004, *ApJS*, 154, 259
- Hippelein, H., Haas, M., Tuffs, R. J., et al. 2003, *A&A*, 407, 137
- Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M., & Bothun, G. D. 2001, *ApJ*, 559, 878
- Israel, F. 2000, in *Molecular Hydrogen in Space*, ed. F. Combes & G. Pineau Des Forets, 293+
- Israel, F. P., Baas, F., Rudy, R. J., Skillman, E. D., & Woodward, C. E. 2003, *A&A*, 397, 87
- Jorsater, S. & van Moorsel, G. A. 1995, *AJ*, 110, 2037
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kramer, C., Boquien, M. X. M., Buchbender, C., et al. 2010, *A&A*, 518, L67
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2009, *ApJ*, 699, 850
- Leroy, A., Bolatto, A., Walter, F., & Blitz, L. 2006, *ApJ*, 643, 825
- Leroy, A., Cannon, J., Walter, F., Bolatto, A., & Weiss, A. 2007, *ApJ*, 663, 990
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Loinard, L., Dame, T. M., Heyer, M. H., Lequeux, J., & Thaddeus, P. 1999, *A&A*, 351, 1087
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Magrini, L., Stanghellini, L., & Villaver, E. 2009, *ApJ*, 696, 729
- Murgia, M., Crapsi, A., Moscadelli, L., & Gregorini, L. 2002, *A&A*, 385, 412
- Nieten, C., Neininger, N., Guélin, M., et al. 2006, *A&A*, 453, 459
- Paturel, G., Petit, C., Prugniel, P., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 7237, 0
- Putman, M. E., Peek, J. E. G., Muratov, A., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1486
- Rich, J. W., de Blok, W. J. G., Cornwell, T. J., et al. 2008, *AJ*, 136, 2897
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy* (Springer)
- Rosolowsky, E., Engargiola, G., Plambeck, R., & Blitz, L. 2003, *ApJ*, 599, 258
- Rosolowsky, E., Keto, E., Matsushita, S., & Willner, S. P. 2007, *ApJ*, 661, 830
- Rosolowsky, E. & Simon, J. D. 2008, *ApJ*, 675, 1213
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., et al. 2001, *ApJS*, 136, 189
- Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171
- Tabatabaei, F. S., Beck, R., Krügel, E., et al. 2007a, *A&A*, 475, 133
- Tabatabaei, F. S., Krause, M., & Beck, R. 2007b, *A&A*, 472, 785
- Thilker, D. A., Hoopes, C. G., Bianchi, L., et al. 2005, *ApJ*, 619, L67
- Verley, S., Corbelli, E., Giovanardi, C., & Hunt, L. K. 2009, *A&A*, 493, 453
- Verley, S., Hunt, L. K., Corbelli, E., & Giovanardi, C. 2007, *A&A*, 476, 1161
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, *MNRAS*, 385, 687
- Wilson, C. D. 1995, *ApJ*, 448, L97+
- Wilson, C. D. & Scoville, N. 1990, *ApJ*, 363, 435
- Wilson, C. D., Walker, C. E., & Thornley, M. D. 1997, *ApJ*, 483, 210

Appendix A: Online Figures

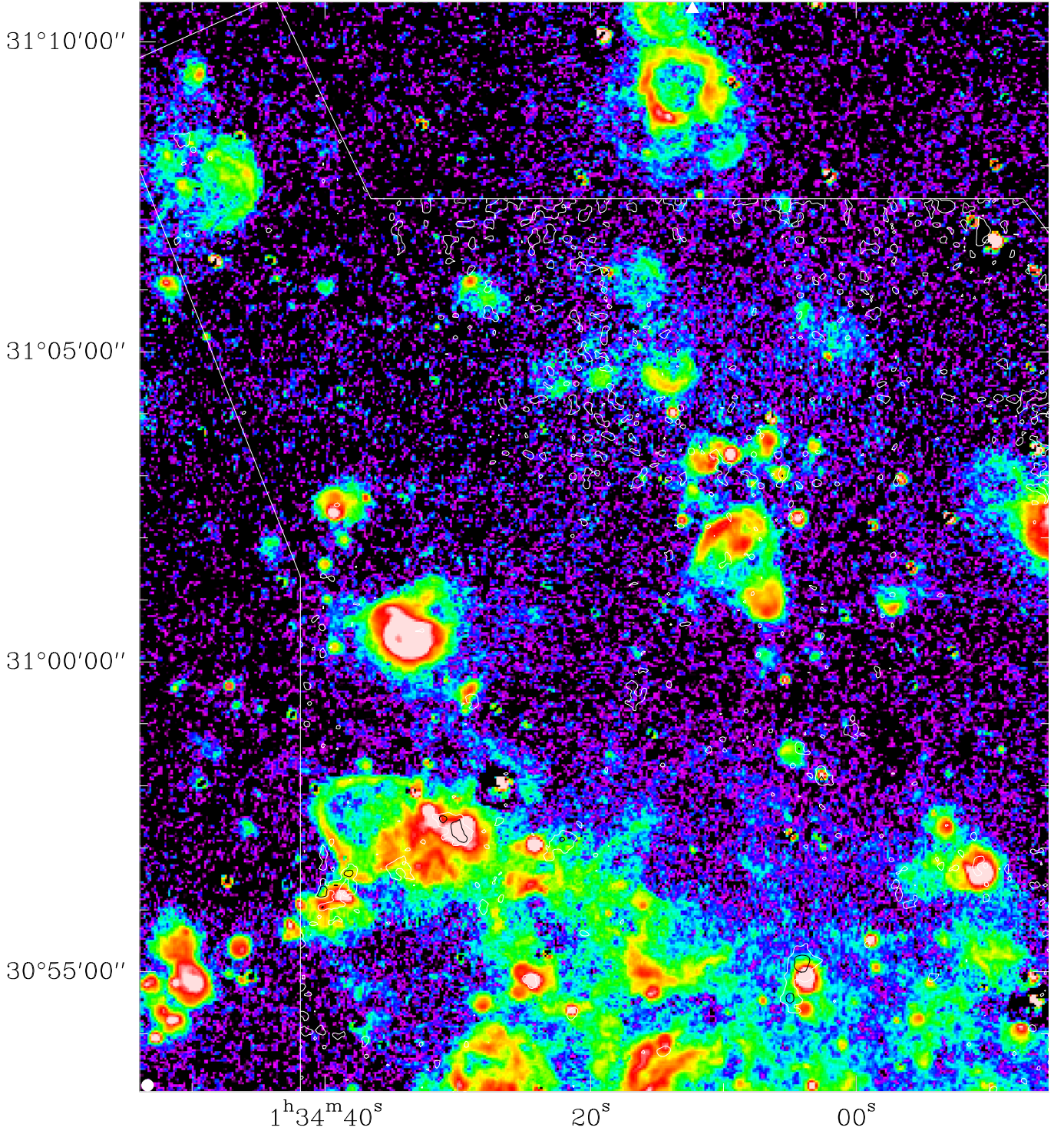


Fig. A.1. Northern part of KPNO H α image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s $^{-1}$. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

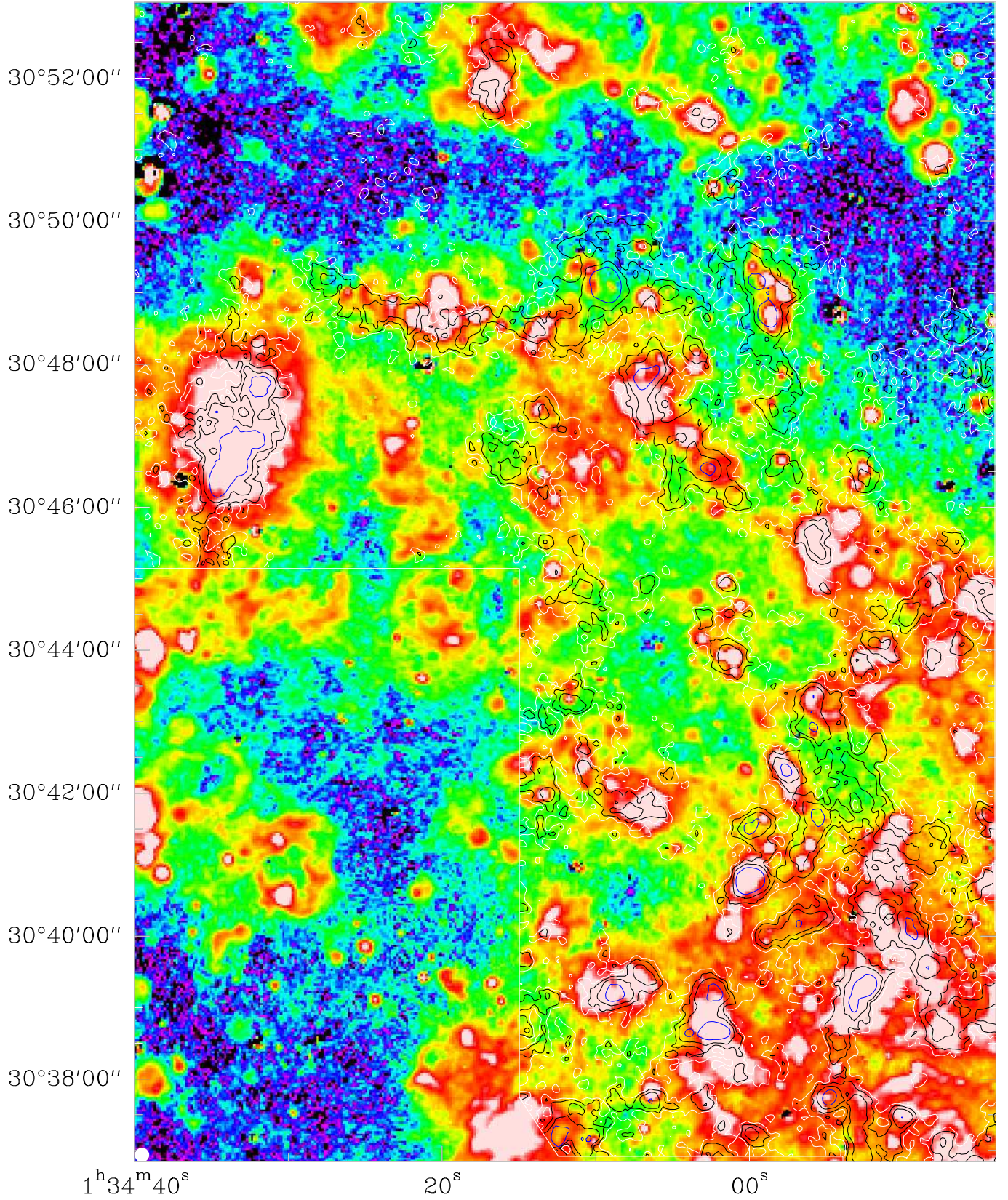


Fig. A.2. Center part of KPNO H α image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

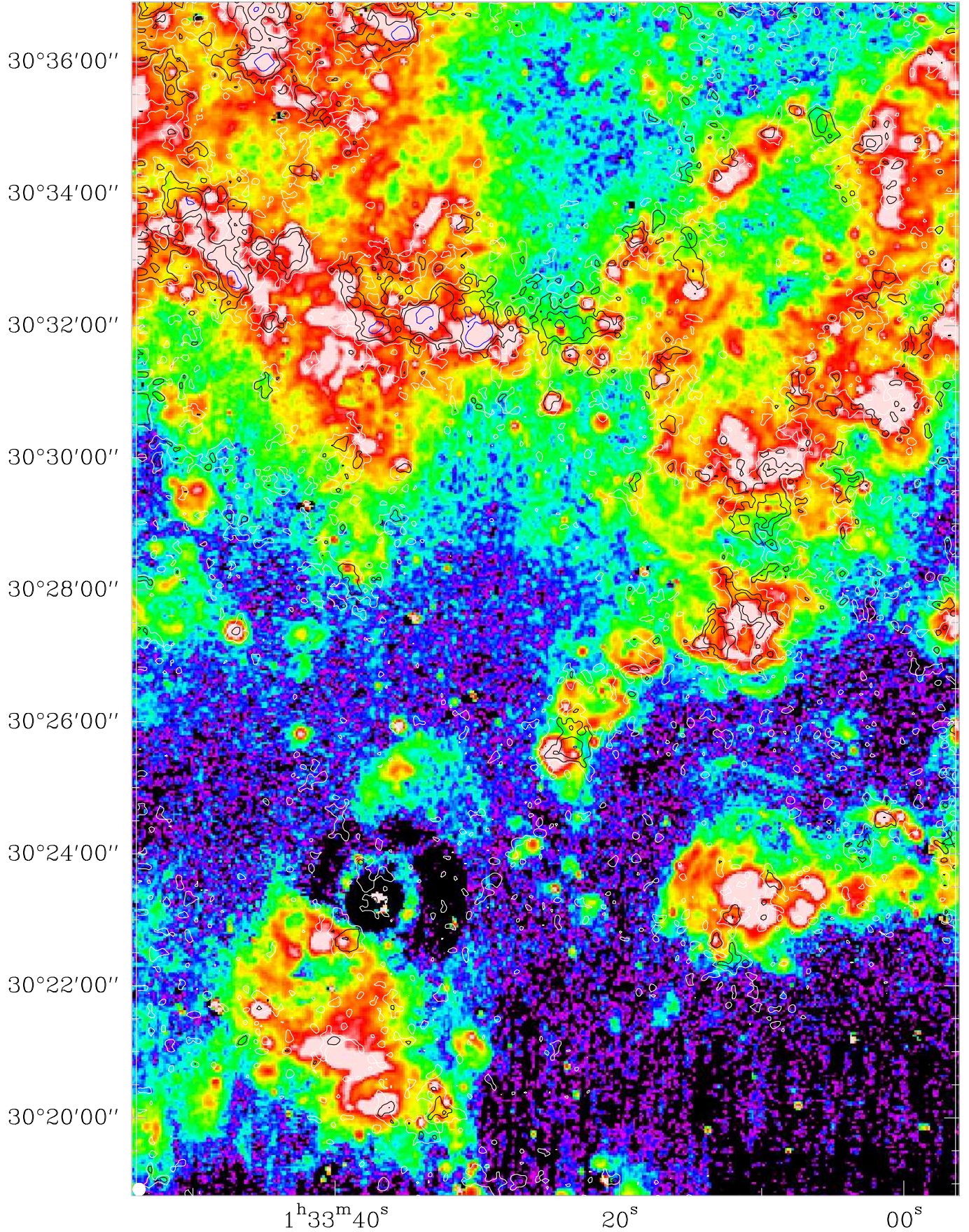


Fig. A.3. Southern part of KPNO H α image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

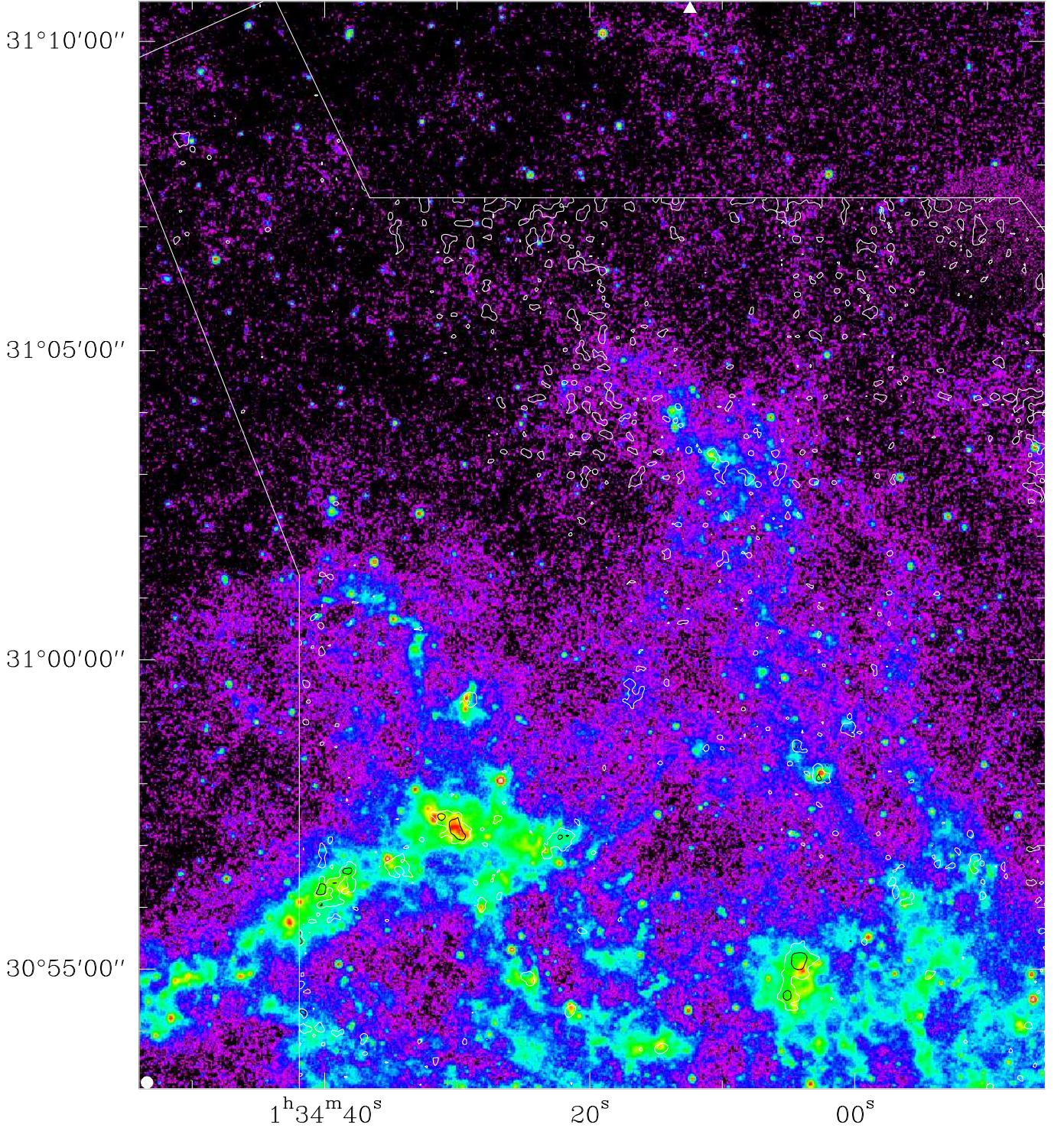


Fig. A.4. Northern part of *Spitzer* 8 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

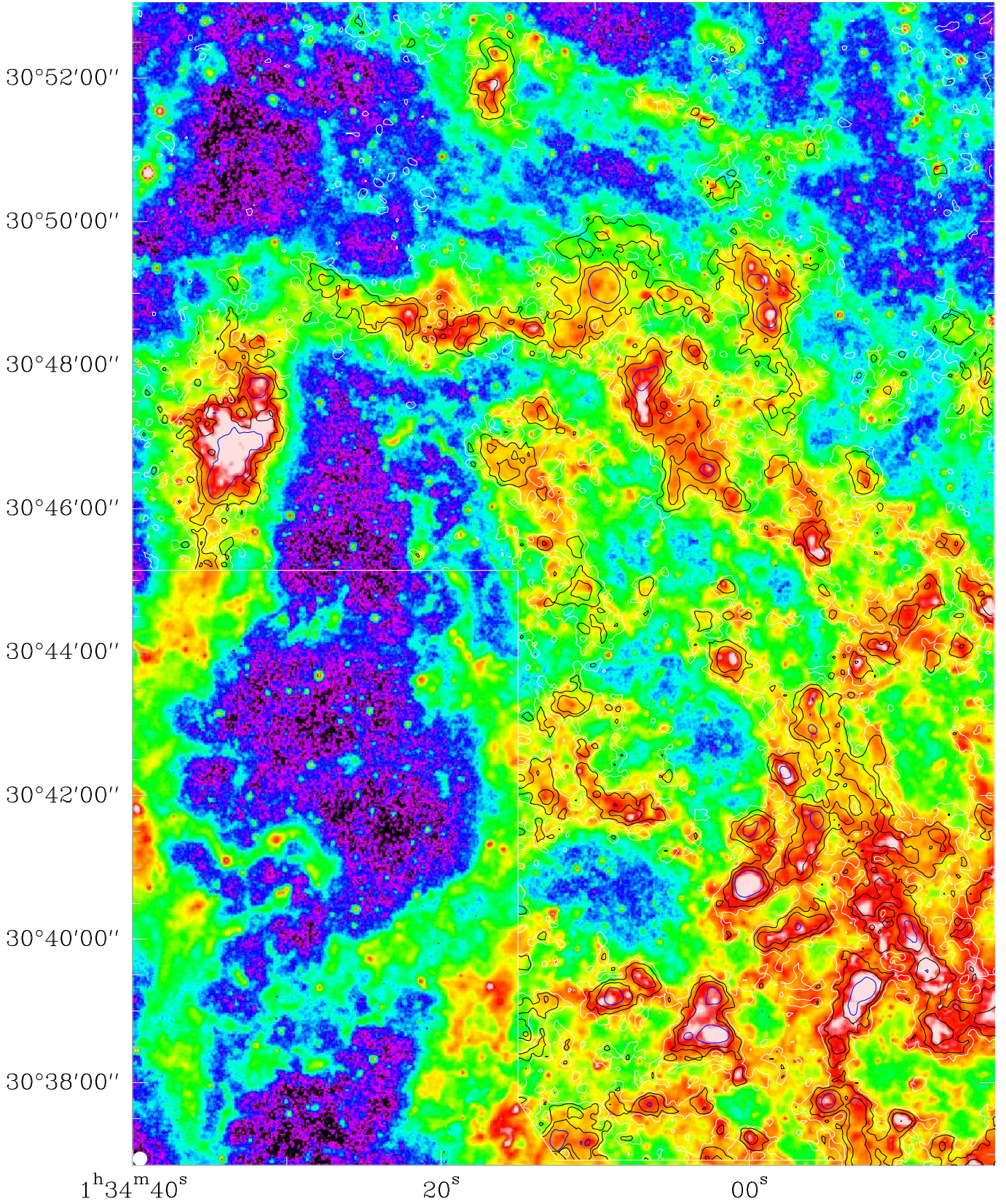


Fig. A.5. Center part of *Spitzer* 8 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

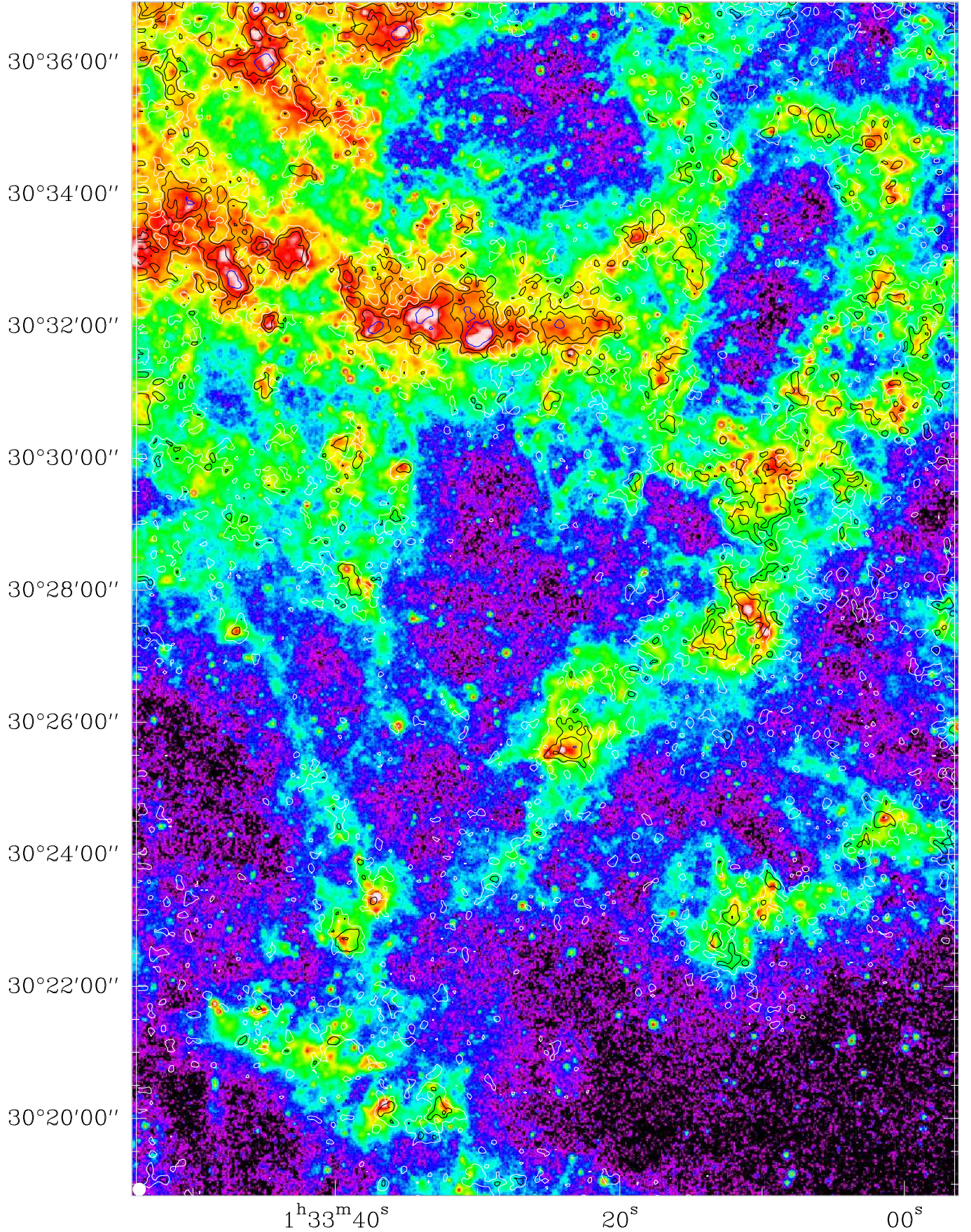


Fig. A.6. Southern part of *Spitzer* 8 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

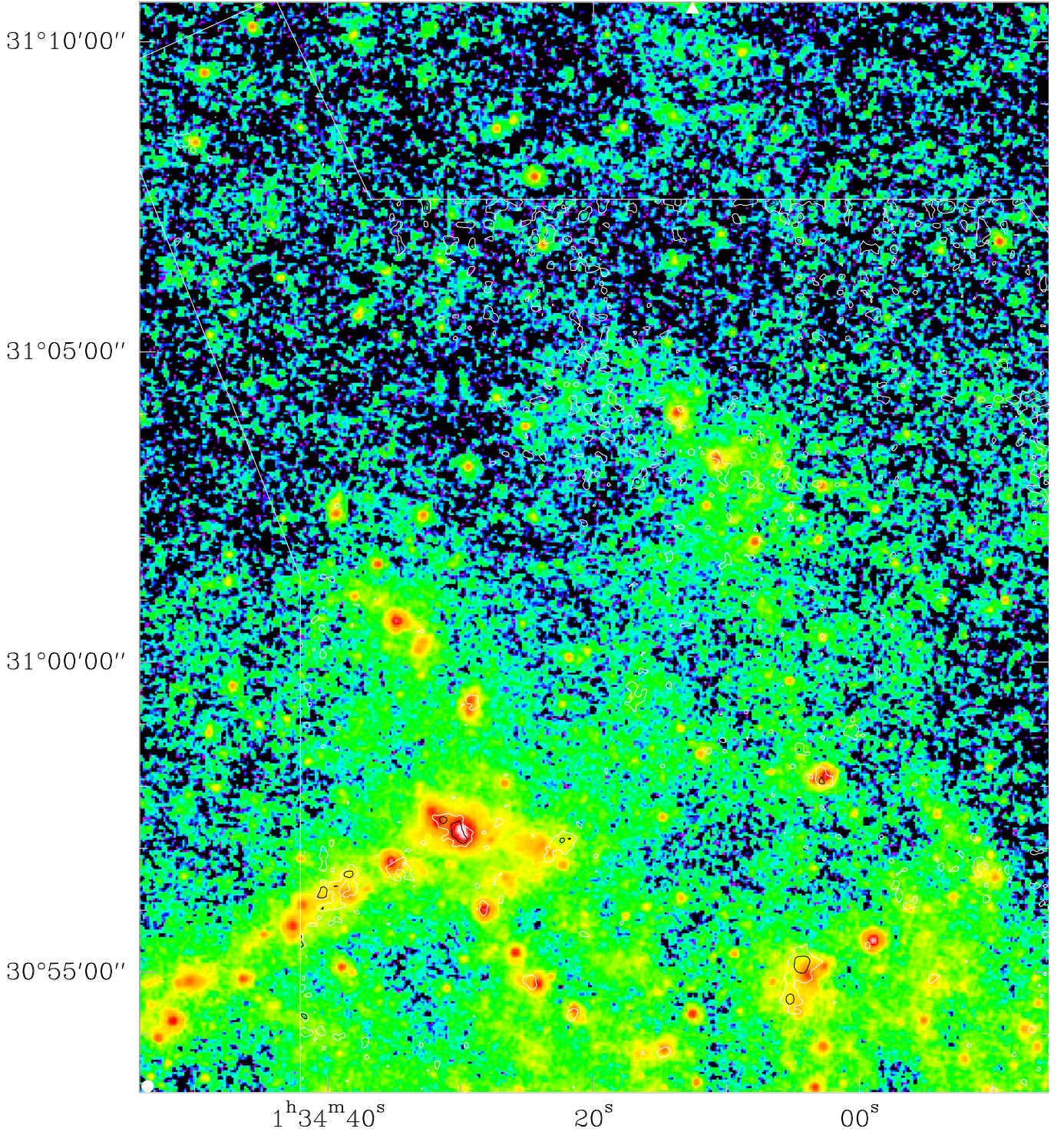


Fig. A.7. Northern part of *Spitzer* 24 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

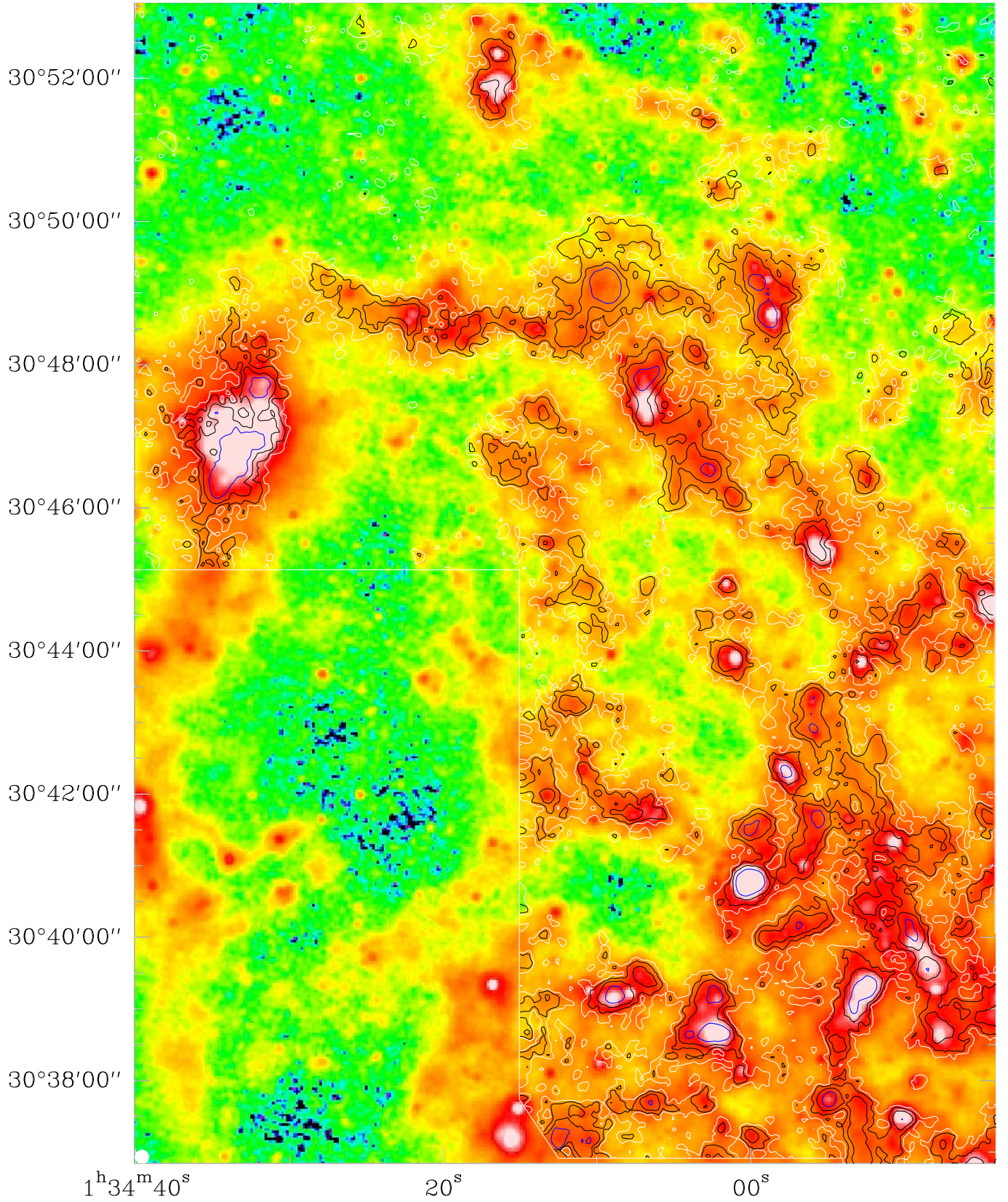


Fig. A.8. Center part of *Spitzer* 24 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

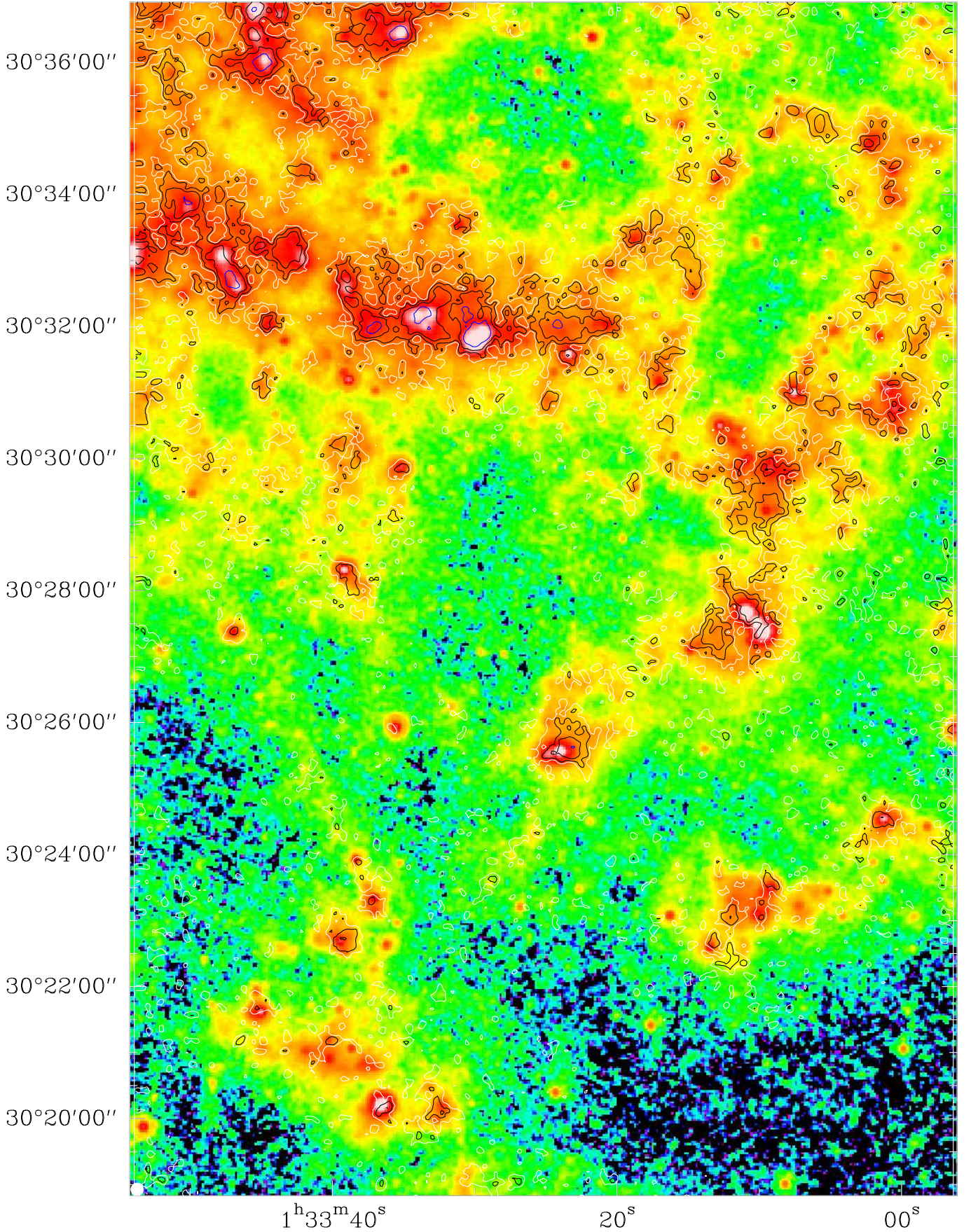


Fig. A.9. Southern part of *Spitzer* 24 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

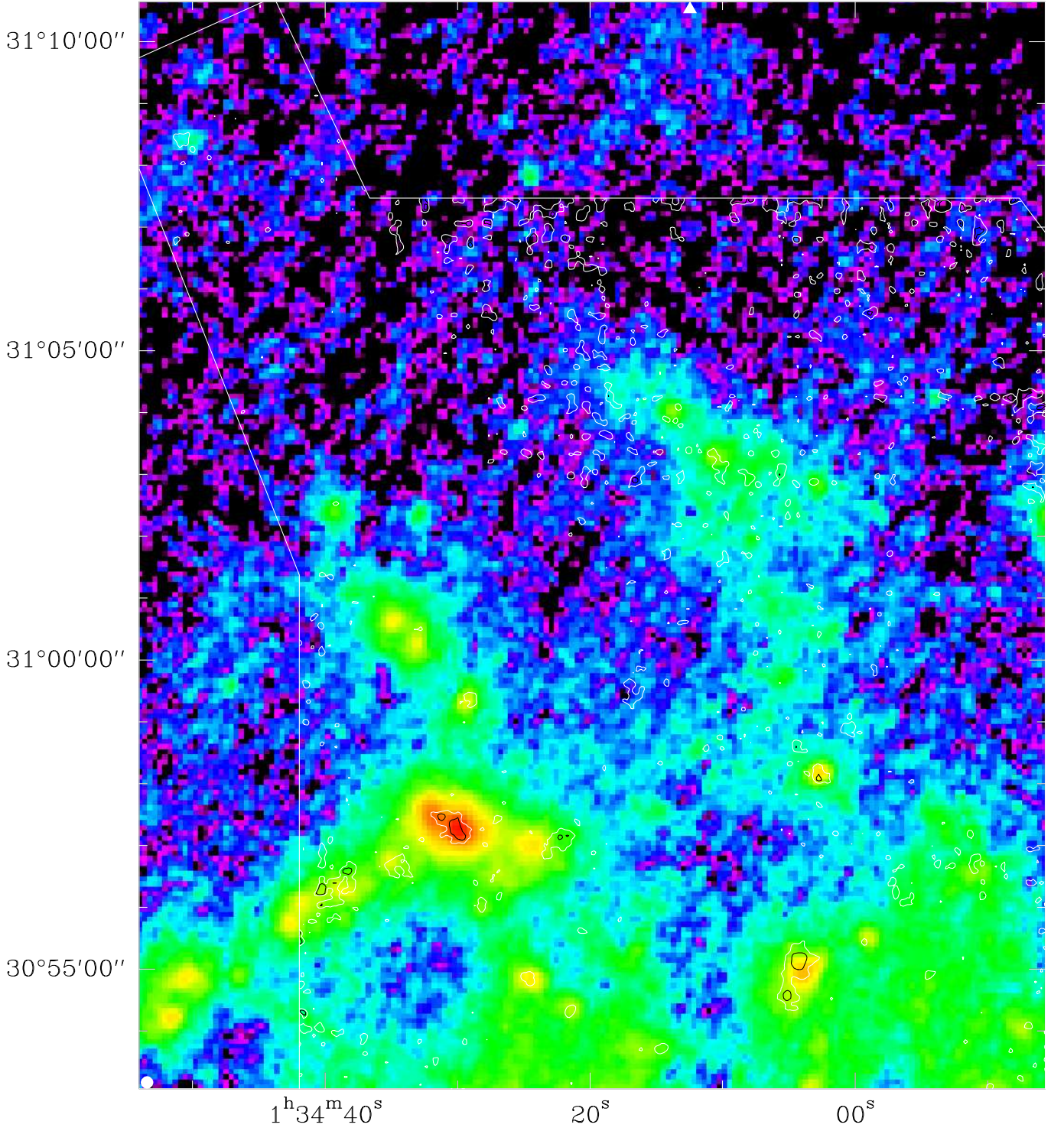


Fig. A.10. Northern part of *Spitzer* 70 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

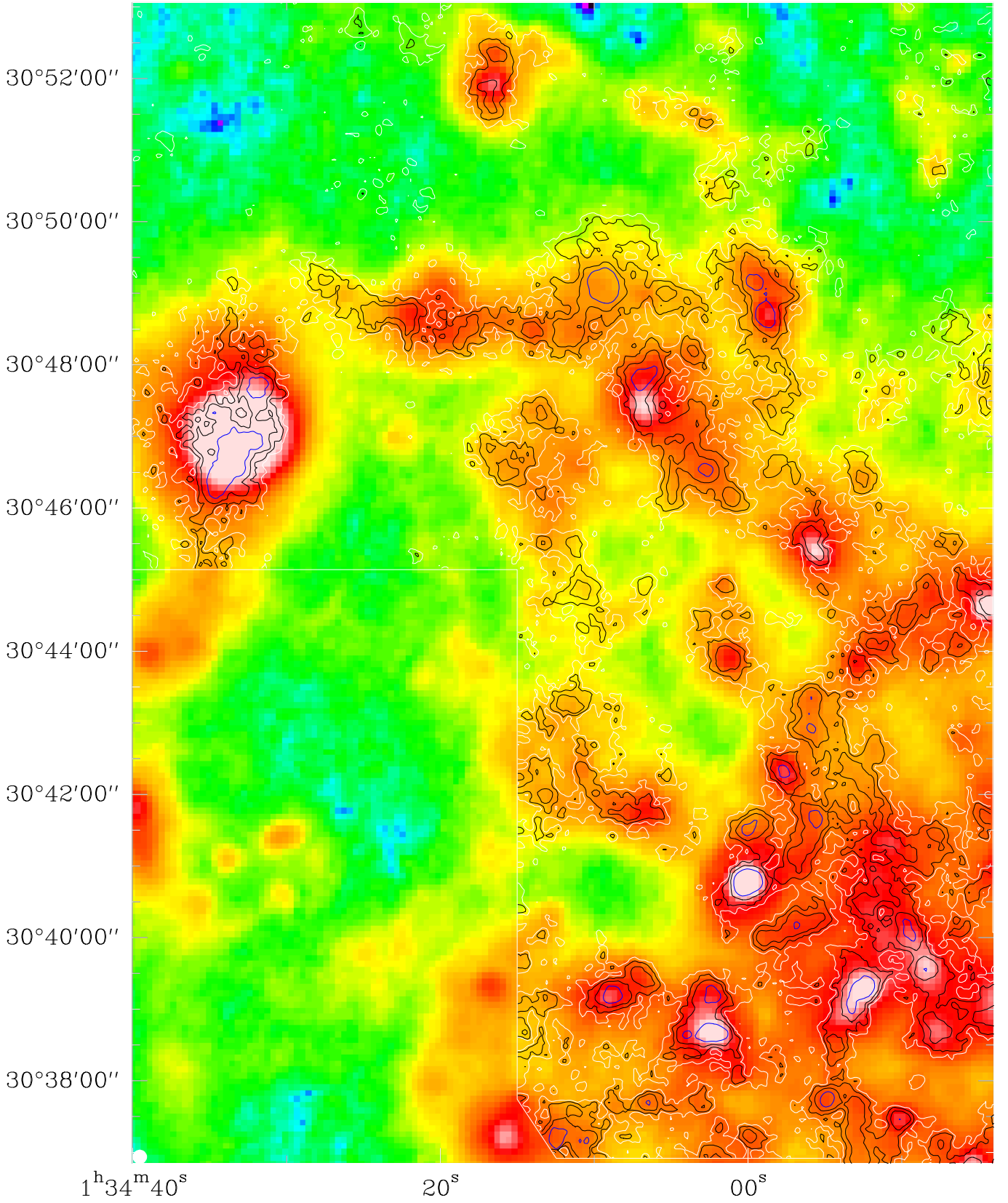


Fig. A.11. Center part of *Spitzer* 70 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

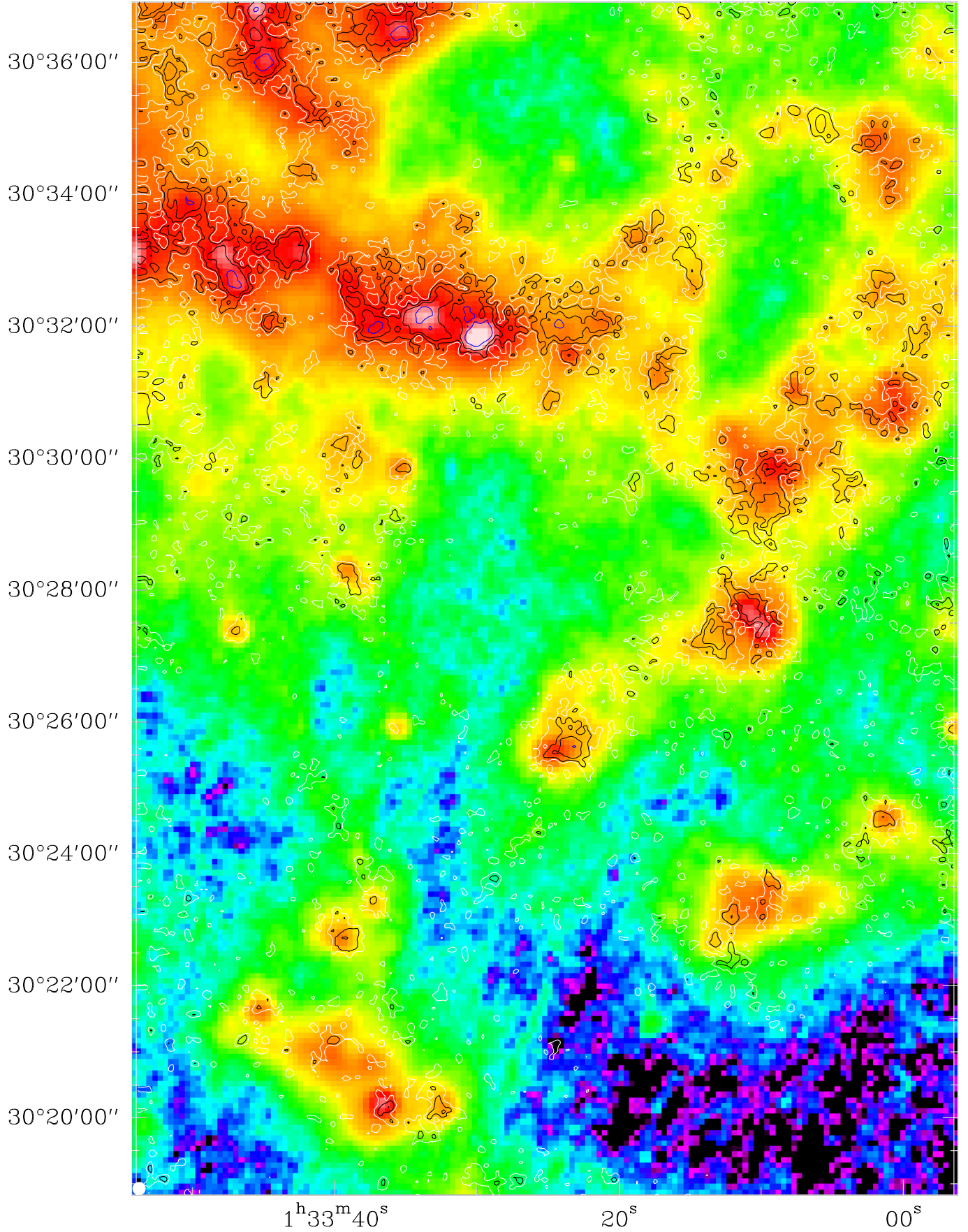


Fig. A.12. Southern part of *Spitzer* 70 μm image with I_{CO} main beam contours of 1 (white), 2, 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

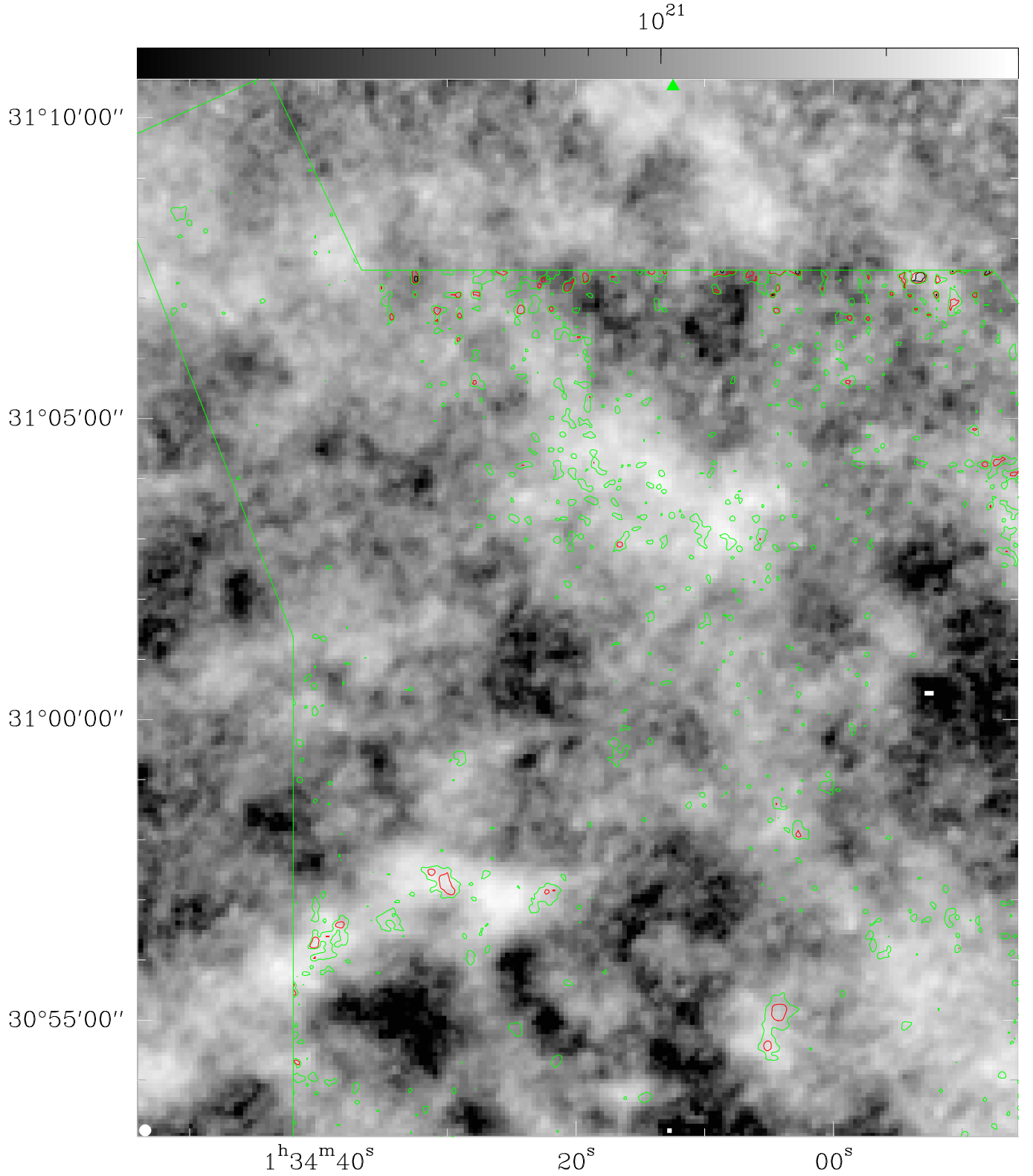


Fig. A.13. Northern part of VLA H I 21 cm integrated intensity image with I_{CO} main beam contours of 1 (green), 2 (red), 4 (black), 8 (blue) K km s^{-1} . The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

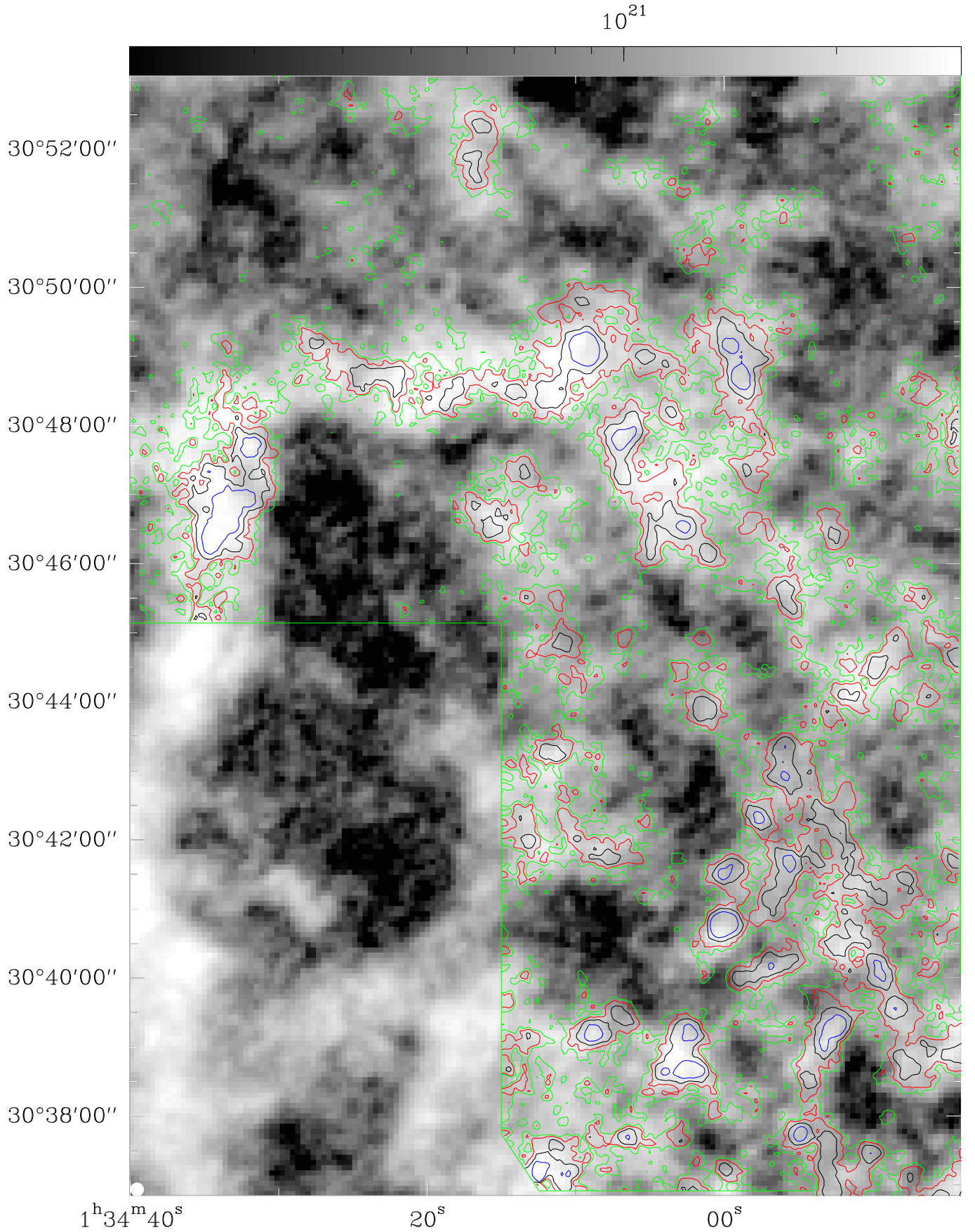


Fig. A.14. Center part of VLA H I 21 cm integrated intensity image with I_{CO} main beam contours of 1 (green), 2 (red), 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.

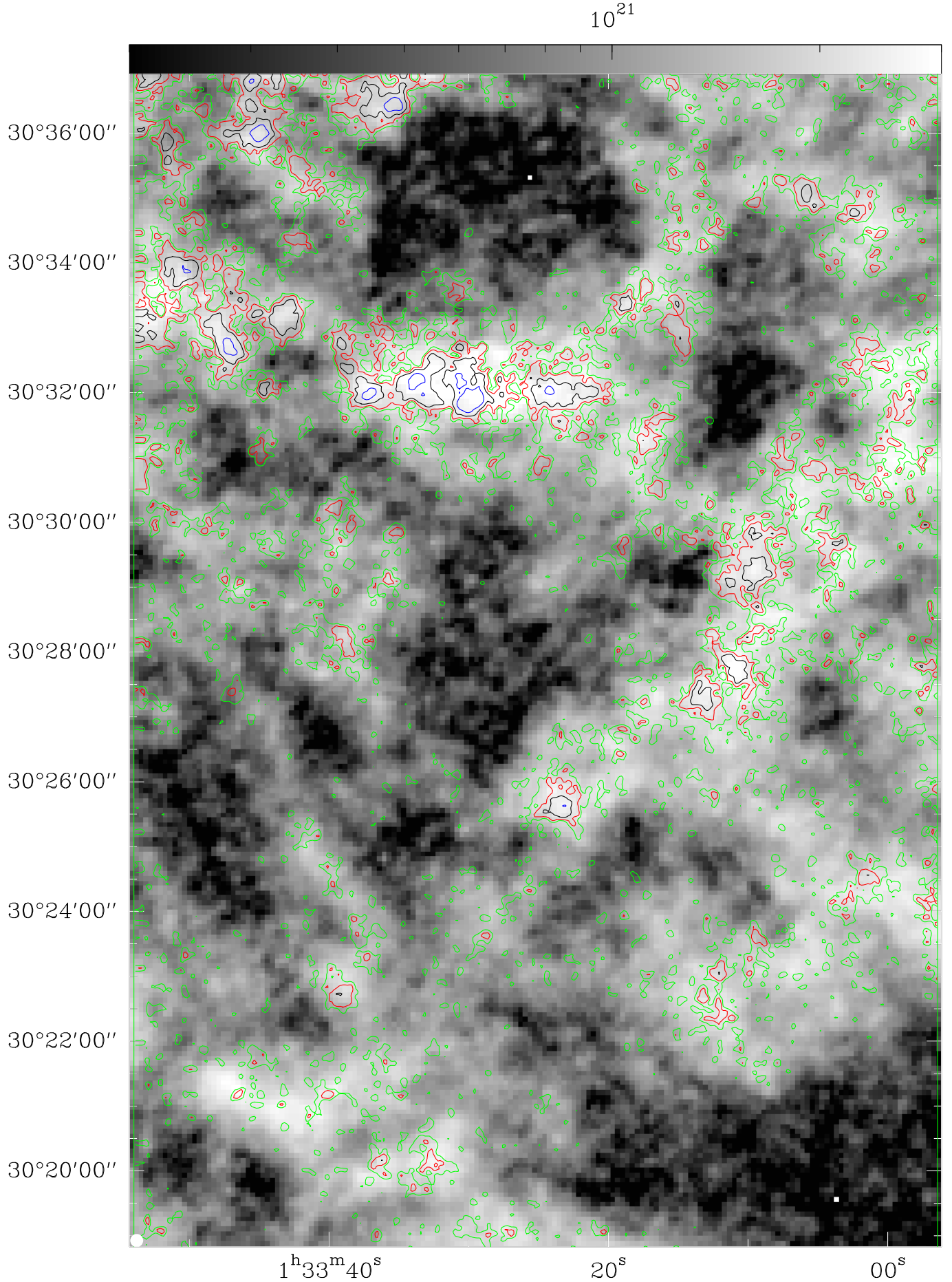


Fig. A.15. Southern part of VLA H I 21 cm integrated intensity image with I_{CO} main beam contours of 1 (green), 2 (red), 4 (black), 8 (blue) K km s⁻¹. The beam size is shown as a white dot in the lower left corner.