

Université de Montréal

Optimisation des observations et des données cinématiques
 $H\alpha$ de l'échantillon de galaxies proches SINGS

par

Olivier Daigle

Département de Physique
Faculté des arts et des sciences
Université de Montréal

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique
option Astrophysique

Avril, 2005

©Olivier Daigle, 2005



QC

3

U54

2005

V.015

Direction des bibliothèques

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Optimisation des observations et des données cinématiques $H\alpha$ de
l'échantillon de galaxies proches SINGS

présenté par :

Olivier Daigle

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Pierre Bastien, Président-rapporteur et membre du jury
Claude Carignan, Directeur de recherche
Pierre Bergeron, Membre du jury

Mémoire accepté le : 06/04/05

Résumé

Les données cinématiques obtenues en lumière $H\alpha$ de 28 galaxies de l'échantillon SINGS (*Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*) sont présentées. Les données ont été obtenues par spectroscopie de champ intégral de type Fabry-Perot en comptage de photons. De nouvelles méthodes de traitement et d'analyse ont été développées dans le but d'assurer qualité et homogénéité des données présentées. Ces nouvelles méthodes permettent entre autres de mieux calibrer les observations, de mieux soustraire le spectre du ciel qui pollue le faible signal des galaxies et d'obtenir un rapport signal sur bruit constant sur les cubes de données.

Une nouvelle caméra à comptage de photons a été développée. Basée sur la technologie EMCCD (*Electron Multiplying Charge Coupled Device*), cette caméra a la capacité d'augmenter grandement la sensibilité de l'imagerie à faible flux.

Mots clés : Galaxies - Cinématique - Matière sombre - Instrumentation astronomique - Comptage de photons - CCD à multiplication d'électrons - Interférométrie de Fabry-Perot - Spectroscopie 3D - Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey.

Summary

The H α kinematics for 28 galaxies of the SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey) are presented. The data were gathered using a Fabry-Perot integral field spectrometer in photon counting. New data reduction techniques were developed with the aim of producing a data set of high quality and as homogeneous as possible. These new techniques provide a better calibration of the observations, accurate sky emission subtraction and adaptive spatial binning and smoothing.

A new photon counting camera was developed. Based on the EMCCD (Electron Multiplying Charge Coupled Device), this camera can potentially lower the noise barrier of the extreme faint flux imaging.

Keywords : Galaxies - Kinematics - Dark matter - Astronomical instrumentation - Photon counting - Electron Multiplying CCD - Low Light Level CCD - Fabry-Perot interferometry - 3D Spectroscopy - Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey.

Table des matières

Résumé	iii
Summary	iv
Liste des tableaux	viii
Table des figures	ix
Abréviations	xii
Remerciements	xv
Introduction	1
0.1 La rotation des galaxies	4
0.2 La distribution de la masse des galaxies	5
0.3 L'observation de la cinématique des galaxies	8
0.3.1 L'observation de l'hydrogène neutre	8
0.3.2 L'observation de la composante moléculaire	9
0.3.3 L'observation du gaz ionisé	10
0.3.4 L'observation de raies d'absorption	11
0.4 La campagne d'observation SINGS	11
0.5 Le comptage de photons	15
0.5.1 Les tubes Viticon	16
0.5.2 Les photodiodes à avalanche	17
0.5.3 Les tubes amplificateurs	18

0.5.4	Les CCD à multiplication d'électrons	20
0.5.5	Les jonctions tunnel supraconductrices	21
1	Méthodes d'analyse et de traitement de données améliorées pour l'interférométrie Fabry-Perot	23
	Introduction à l'article	23
2	Cinématique Hα d'un échantillon de galaxies proches	34
	Introduction à l'article	34
3	Performances du L3CCD en comptage de photons	79
	Introduction à l'article	79
3.1	Introduction	85
3.2	L3CCD operation for photon counting	87
3.3	Real life L3CCD noise	89
3.3.1	Clock induced charges	89
3.3.2	Dark signal	92
3.4	Discussion	95
3.5	Conclusion	97
	Conclusion	99
	RÉFÉRENCES	102
A	Contrôleur de L3CCD	106
A.1	Support mécanique	109
A.2	Électronique	115
A.3	Informatique	128
A.3.1	Module ABEL de génération de l'horloge du convertisseur AN	145
A.3.2	Module ABEL de génération des signaux d'activation des horloges horizontales	146
A.3.3	Module ABEL de soustraction 16 bits	155
B	Routines d'analyse et de traitement de données	157

B.1	Le point d'entrée : <code>computeeverything</code>	157
B.1.1	Exemple d'appel de <code>computeeverything</code>	162
B.2	Addition de différents cubes : <code>coaddlambdafiles</code>	165
B.2.1	Exemples d'appel de <code>coaddlambdafiles</code>	166
B.3	Autres routines utiles	167

Liste des tableaux

I	Étendue des paramètres couverts par l'échantillon SINGS.	14
II	Factors that affect L3CCD performance and their impact on general terms.	95

Table des figures

1	Image de NGC 891	2
2	Profil de luminosité	3
3	Courbe de rotation H _I et CO de NGC 891	3
4	Représentation de l'effet Doppler et de l'angle de position d'une galaxie	4
5	Courbe de rotation de la galaxie NGC 6946 et le modèle de masse .	6
6	Courbes de rotation de galaxies de divers types morphologiques . . .	7
7	L'échantillon SINGS	12
8	La galaxie NGC 7331 telle que vue par le télescope spatial infrarouge Spitzer	13
9	Schémas de fonctionnement d'un tube Viticon	17
10	Schéma de fonctionnement d'une photodiode à avalanche	18
11	Schéma de fonctionnement d'un tube amplificateur	19
12	Schéma de fonctionnement d'un CCD à multiplication d'électrons .	20
13	Schéma fonctionnel du contrôleur de L3CCD.	81
14	Représentation du fonctionnement de l'échantillonnage double corrélé.	81
15	Image prototype de caméra L3CCD en comptage de photons prise en labo.	83
16	Somme de 200 images noires de la caméra L3CCD prises en labo. . .	83
17	Affiche présenté à Glasgow.	84
18	Output probability for a single electron passing through a 536 ele- ments register each having a multiplication probability of 1.5%, re- sulting in a mean gain of ~3000.	89
19	Simulation showing the decrease in SNR due to nonlinearities as the flux is increased.	90

20	Relative SNR versus threshold level used (in σ) assuming a RON of $30e^-$ for different fluxes	90
21	Relative QE versus gain for different RON and using a threshold of 5.5σ	91
22	Relative SNR according to CIC level at 30 fps in photon counting mode	93
23	Relative SNR according to CIC level at 1 fps in photon counting mode	93
24	Relative SNR between inverted and non-inverted mode operation in function of the frame rate	94
25	SNR comparison of different detectors under different light fluxes . .	96
26	L3CCD QE compared to an Hamamatsu V7090-60 GaAs amplification tube	98
27	Photo du L3CCD dans son support, dans le cryostat.	107
28	Photo du circuit imprimé du contrôleur de L3CCD.	108
29	Montage mécanique du L3CCD.	110
30	Montage mécanique du L3CCD dans le cryostat.	111
31	Schéma de conception mécanique du support du L3CCD.	112
32	Schéma de conception mécanique de la fixation du L3CCD.	113
33	Schéma de conception mécanique des cylindres.	114
34	Image des modules électroniques interconnectés	117
35	Schéma de conception de la plaquette électronique du séquenceur. .	118
36	Plaquette électronique du séquenceur.	119
37	Schéma de conception de la plaquette électronique du CCD.	120
38	Plaquette électronique du module du CCD.	121
39	Schéma de conception de la plaquette électronique du module de communication RS422.	122
40	Plaquette électronique du module de communication RS422.	123
41	Signaux de contrôle de trame recommandés par le fabricant. . .	124
42	Signaux de contrôle de ligne recommandés par le fabricant. . .	125
43	Sortie des signaux $I\phi$ et $S\phi$ en début de trame.	125
44	Sortie des signaux $S\phi$ et $R\phi$ en début de trame.	126
45	Sortie des signaux $S\phi$ en début de ligne.	126
46	Sortie des signaux $R\phi$ dans une ligne.	127

47	Schéma du module de haut niveau du séquenceur (<code>final_latch</code>).	129
48	Schéma du module de génération des signaux de haut niveau (<code>signal_gen</code>).	130
49	Schémas du module d'activation des horloges (<code>all_clocks</code>).	131
50	Schéma du module de synchronisation de trame (<code>frame_clock</code>).	132
51	Schéma du module de synchronisation de ligne (<code>line_clock</code>).	133
52	Schéma du module de division de l'horloge (<code>clk_div</code>).	134
53	Schéma du module de génération des horloges internes (<code>clk_gen</code>).	135
54	Schéma du module de génération des horloges verticales de la section d'imagerie (<code>i_gen_ccd87</code>).	136
55	Schéma du module de génération des horloges verticales de la section d'emmaganage (<code>s_gen_ccd87</code>).	137
56	Schéma du module de génération des horloges horizontales (<code>phi_gen</code>).	138
57	Schéma du module du CDS (<code>pixel_gen</code>).	139
58	Schéma du module de configuration (<code>control</code>).	140
59	Schéma du module de mémorisation du mot de contrôle (<code>confbyte</code>).	141
60	Schéma du module mémoire de 8 bits (<code>memory8</code>).	142
61	Schéma du compteur à 9 bits (<code>compteur_9_bits</code>).	143
62	Schéma de l'équation logique "ET" à 10 entrées (<code>and_10</code>).	144

Abréviations

AN Analogique-Numérique (conversion)

CCD *Charge Coupled Device*

CDM *Cold Dark Matter*

EMCCD *Electron Multiplying Charge Coupled Device*

ESO *European Southern Observatory*

FP Fabry-Perot

FaNTOmM Fabry-Perot de Nouvelle Technologie pour l'Observatoire du mont Mégantic

FSR *Free Spectral Range*

GHASP *Gassendi observations of H α SPiral galaxies*

GIPSY *Groningen Image Processing System*

i Inclinaison

IDL *Interactive Data Language*

ISL Intervalle spectral libre

LAE Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale

LAM Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

L3CCD *Low Light Level Charge Coupled Device*

NGC *New General Catalog*

OHP Observatoire de Haute-Provence

PA *Position Angle*

SNR *Signal-to-Noise Ratio*

STJ *Superconducting Tunnel Junction*

TCFH *Télescope Canada-France-Hawaii*

TFS *Taux de Formation Stellaire*

UGC *Uppsala General Catalog*

VLA *Very Large Array*

Aux deux milliards de photons qui m'ont permis de réaliser cette étude.

Remerciements

Merci à Marie-Andrée pour les tapes dans le dos, les coups de pied au derrière et son amour, à mes parents pour leur support inconditionnel, à ma soeur pour être une artiste et m'influencer. Merci à Claude pour avoir cru en moi un certain 20 mars 2002 (ainsi qu'au cours des dernières années), aux dynamiques du département de physique, à Étienne le motivé pour ses multiples idées du siècle partagées autour d'un café. Merci à mon ancien employeur pour m'avoir demandé trop d'heures supplémentaires et à l'Inde pour être si intense. Merci aux vélos Peugeot ainsi qu'à Gilles Villeneuve et son circuit où il fait bon s'aérer l'esprit.

À ceux qui ont fait que la science est ce qu'elle est aujourd'hui, merci aussi.

Introduction

En 1933, Zwicky observait la dynamique des galaxies de l'amas de Coma. En formulant l'hypothèse que la quantité de masse présente dans l'amas était proportionnelle à la quantité de lumière émise par les galaxies, il détermina qu'environ 90% de la masse nécessaire à l'explication de la vitesse des galaxies dans l'amas était manquante (Zwicky 1933). Sans cette masse, les galaxies ne pouvaient que s'échapper, faute de potentiel gravitationnel. D'autres observations, réalisées par Smith (1936) sur des galaxies de l'amas de la Vierge et par Oort (1940) sur des galaxies de l'amas local, montraient la même problématique : la seule masse représentée par les étoiles et le gaz n'était pas suffisante pour expliquer le potentiel gravitationnel observé.

Un phénomène similaire fut observé par Rubin & Ford (1970) à l'intérieur même des galaxies. En prenant l'image d'une galaxie typique, telle NGC 891 (figure 1), il est possible de déterminer le profil de luminosité, qui ressemble à celui présenté à la figure 2. Puisque la luminosité du disque d'une galaxie diminue lorsqu'on s'éloigne de son centre, il doit y avoir moins d'étoiles, ce qui laisse croire qu'il y a moins de masse. On s'attendait donc à ce que la vitesse radiale de rotation des étoiles dans une galaxie spirale typique diminue à grand rayon. Pourtant, ce qui a été observé est tout autre. La figure 3 montre la courbe de rotation d'une telle galaxie. Pour expliquer cet aplatissement de la courbe de rotation à grand rayon galactocentrique, plutôt qu'une décroissance, on doit poser que le rapport masse sur luminosité Υ_* n'est pas constant lorsqu'on s'éloigne du centre de la galaxie. Pourtant, tel qu'observé par Freeman (1970), les couleurs (par exemple, B-V) demeurent constantes en fonction du rayon, ce qui implique que les mêmes proportions des différentes populations stellaires sont présentes à tous les rayons. Ainsi, puisqu'il n'y a pas de raison de croire que le rapport



Fig. 1: La galaxie vue par la tranche NGC 891. Image OPIOMM (Site web : <http://www.astro.umontreal.ca/~opiomm>).

Υ_* n'est pas constant pour le disque *stellaire*, une importante quantité de matière non lumineuse doit être présente dans les galaxies pour expliquer un tel phénomène. Un important champ d'étude de l'astronomie consiste donc à traquer cette matière noire pour tenter de l'identifier. Mais comment peut-on voir ce qui n'émet pas de lumière ?

Un disque stellaire est un système en équilibre où la rotation balance exactement la force de gravité. On peut donc écrire

$$M = \frac{v^2 r}{G}. \quad (0.1)$$

Ainsi, en connaissant la vitesse v et la distance r de l'orbite circulaire d'un corps autour d'un autre, il est possible de déterminer la masse qui se trouve à l'intérieur de l'orbite, soit M . En ce sens, on peut déterminer la masse d'un corps, *même s'il n'est pas visible*, en mesurant les paramètres orbitaux d'un corps lumineux en orbite autour du premier.

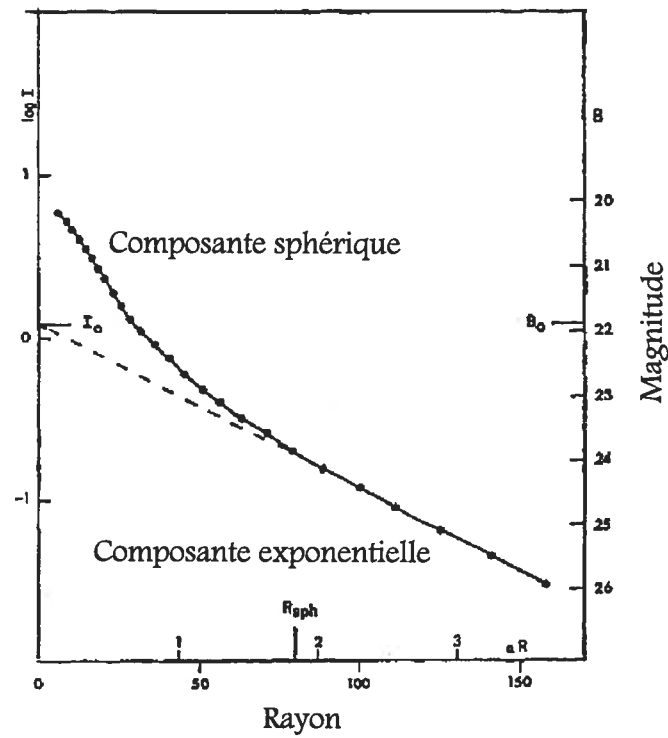


Fig. 2: Profil de luminosité d'une galaxie spirale typique. Source : Freeman (1970).

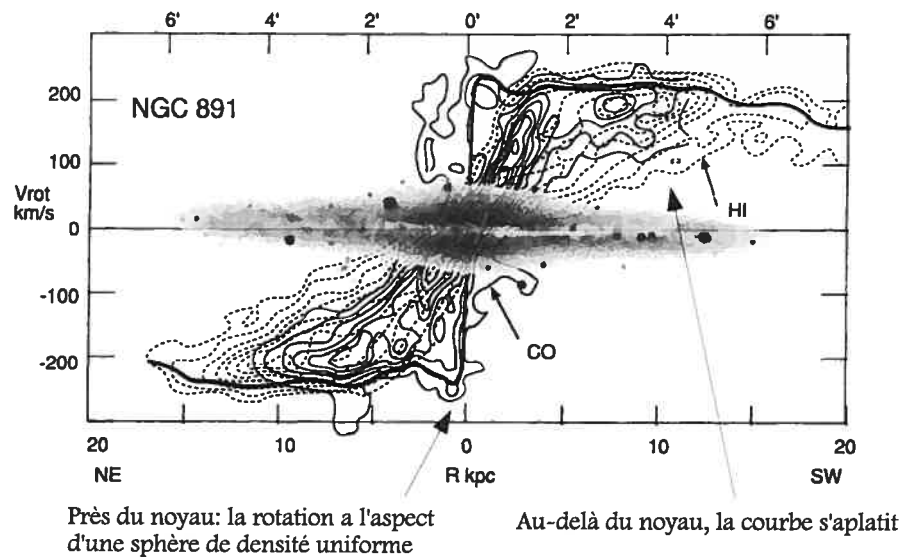


Fig. 3: Courbe de rotation H_I et CO de NGC 891. Source : Sofue et al. (1995).

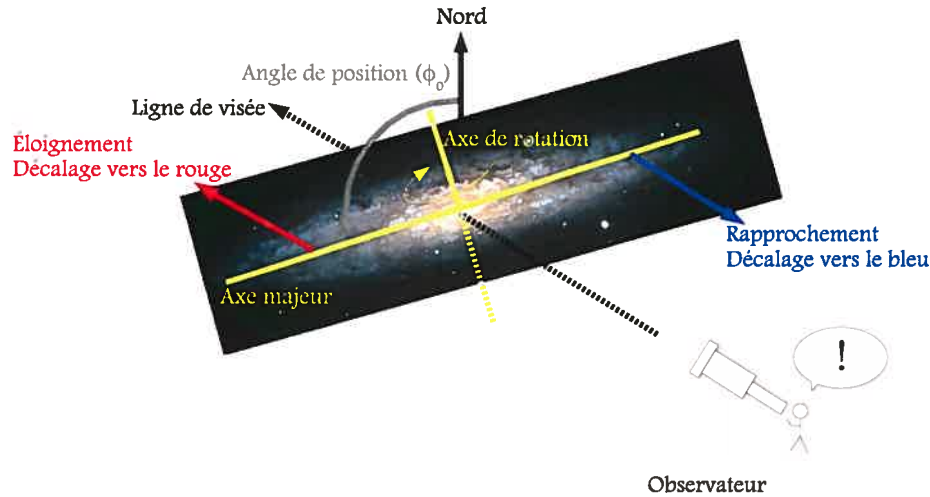


Fig. 4: Représentation de l'effet Doppler (flèches rouge et bleue) et de l'angle de position (angle du nord jusqu'à l'axe majeur du côté rouge de la galaxie). L'inclinaison d'une galaxie est l'angle entre l'axe de rotation et le plan du ciel (perpendiculaire à la ligne de visée).

0.1 La rotation des galaxies

La rotation des galaxies est étudiée par l'observation de l'effet Doppler produit par leur rotation (figure 4). Toutefois, les observations spectroscopiques ne permettent de mesurer que la vitesse de rotation par rapport à la *ligne de visée*. La vitesse observée, v_{obs} n'est donc pas directement la vitesse de la rotation d'une galaxie mais plutôt, de manière simplifiée,

$$v_{obs} = v_{sys} + v_{rot}(r) \cos \theta \sin i, \quad (0.2)$$

où r et θ sont les coordonnées polaires dans le plan du disque de la galaxie. θ est mesuré par rapport à l'axe majeur de la galaxie, celui-ci étant à un angle de ϕ_0 du nord céleste. v_{sys} représente la vitesse systémique de la galaxie, c'est-à-dire la vitesse à laquelle elle s'éloigne de l'observateur (vitesse négative si elle s'approche). L'équation 0.2 est valable pour une galaxie en rotation pure. Dans le cas de mouvements non-circulaires, (par exemple, des mouvements *d'expansion*), le terme $v_{exp} \sin \theta \sin i$ s'ajoute à l'équation 0.2. De même, un mouvement hors plan contribue selon $v_z(r) \cos i$ à la vitesse observée.

La vitesse réelle de rotation de la galaxie, au rayon r , représentée par $v_{rot}(r)$, est

ainsi obtenue en déprojetant la vitesse observée, v_{obs} . En dressant le graphique de v_{rot} en fonction du rayon, on obtient la courbe de rotation de la galaxie.

0.2 La distribution de la masse des galaxies

L'étude de la rotation des galaxies permet de connaître leur masse *dynamique*. La masse dynamique représente la masse totale de la galaxie, soit la masse des étoiles, la masse du gaz (H_I , l'hydrogène neutre et H_2 , l'hydrogène moléculaire, constituent les deux principales composantes gazeuses) et la masse sombre. On peut déterminer la masse des étoiles en intégrant la masse des diverses populations stellaires observées dans les spectres des galaxies. On peut aussi trouver la masse de gaz présente dans la galaxie en observant l'intensité de la raie d'hydrogène neutre à 21 cm en radio et les raies du monoxyde de carbone (CO) aux longueurs d'onde millimétriques, traceur de l'hydrogène moléculaire (Gordon & Burton 1976). De ce fait, en soustrayant la contribution des étoiles et du gaz à la masse dynamique, on peut trouver la masse de la matière sombre (Carignan & Freeman 1985). La figure 5 montre la contribution à la rotation de chacune des composantes de la galaxie NGC 6946 telles que déterminées par Carignan et al. (1990). Il est important de noter que la somme des vitesses de chaque composante *n'égal pas* la vitesse de rotation de la galaxie. La masse de chaque composante représente un potentiel et les vitesses associées s'additionnent quadratiquement ($v_{rot}^2 = r \frac{\partial \phi}{\partial r}$ et $\phi = \phi_{\star} + \phi_{H_I} + \phi_{sombre}$).

Ainsi, la distribution de la matière sombre dans les galaxies peut être déterminée en étudiant leur rotation. La courbe de rotation de plusieurs galaxies de différents types morphologiques a été déterminée par Sofue et al. (1999) (figure 6). On voit qu'aucune galaxie (ou presque) ne présente de courbe de rotation qui décline à rayon élevé. Dans certains cas, on remarque même que la vitesse de rotation n'a pas atteint son maximum à la limite de la détection. Chaque point de la courbe de rotation renseigne sur le potentiel gravitationnel présent à l'intérieur du rayon galactocentrique qu'il représente (Freeman 1970), le potentiel gravitationnel à l'extérieur s'annulant par symétrie. En déterminant la contribution de chacune des composantes lumineuses

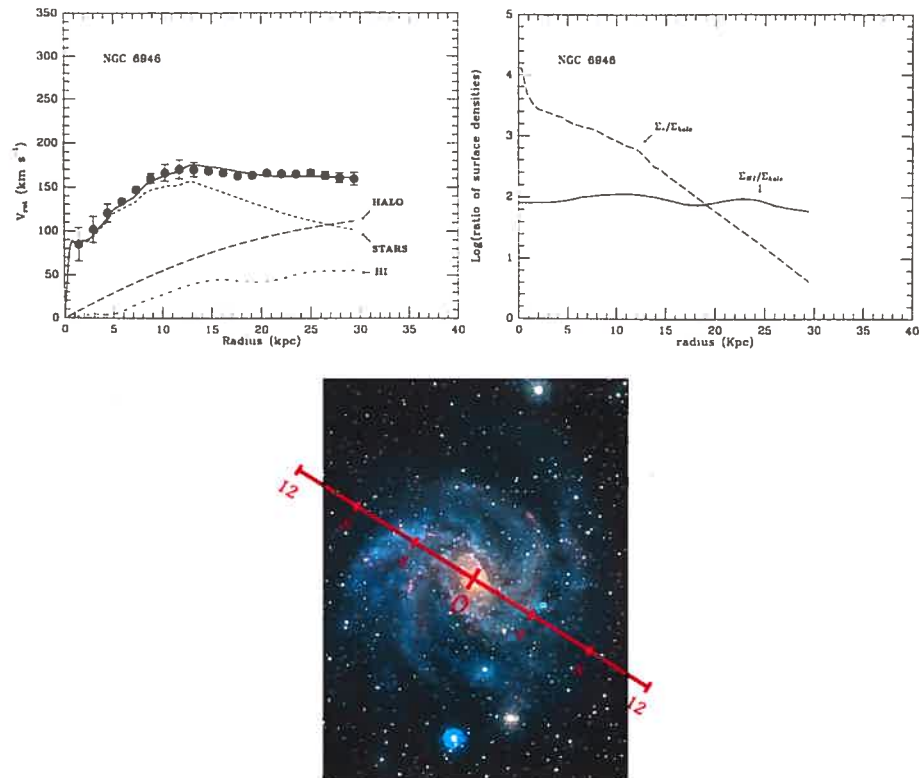


Fig. 5: Le graphique de gauche montre la courbe de rotation de la galaxie NGC 6946, le modèle de masse associé ainsi que la participation à la rotation de chacune des composantes de la galaxie. Le rapport masse stellaire sur masse sombre ainsi que le rapport masse de gaz neutre sur masse sombre est également présenté dans le graphique de droite. L'image de la galaxie est donnée à titre de comparaison. L'échelle de distance en rouge est située sur le grand axe de la galaxie et elle est exprimée en kpc dans le référentiel de la galaxie. L'image en couleur ne montre que la partie optique de la galaxie. Le disque de H_I s'étend bien au-delà. Source : Carignan et al. (1990). Image couleur : OPIOMM.

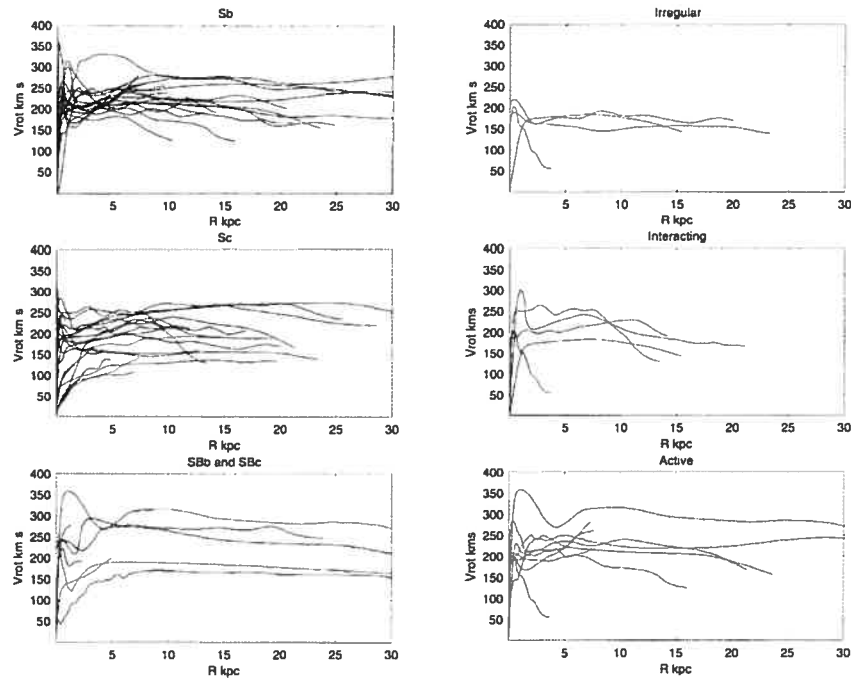


Fig. 6: Courbes de rotation de galaxies de divers types morphologiques. Source : Sofue et al. (1999).

de la masse, on peut ainsi trouver la quantité de matière sombre présente à tous les rayons de la galaxie.

On remarque que les courbes de rotation ont des apparences différentes en fonction du type morphologique des galaxies. Le gradient de vitesse central des galaxies spirales dites de type précoce (Sa-Sb) est très prononcé alors qu'il l'est moins pour les galaxies spirales de type tardif (Sc-Sd). La distribution de la matière sombre y est différente. Les spirales précoces ne possèdent peu ou pas de matière sombre en leur centre ; la composante stellaire y domine. Par contre, pour expliquer la rotation des spirales tardives, des irrégulières et des naines irrégulières, on doit faire appel à la matière sombre à tous les rayons ; elle domine autant les parties centrales que le disque et au-delà du disque optique (Côté et al. 1991).

0.3 L'observation de la cinématique des galaxies

Pour en arriver à identifier la matière sombre, la connaissance de sa distribution semble être une étape logique. Pour dresser une image globale de la distribution de la matière sombre dans les galaxies, il est important d'observer les différents types morphologiques de galaxies. La figure 6 le démontre bien : à chaque type de galaxie semble être associées certaines caractéristiques des courbes de rotation, signature d'une distribution différente de la masse. Plusieurs campagnes d'observation de galaxies se sont donc concentrées sur l'obtention de données cinématiques (Nishiyama et al. 2001, van der Hulst et al. 2001, Amram et al. 2002, Walter et al. 2004 pour ne nommer qu'eux). Le principe est cependant toujours le même : on observe le décalage Doppler d'une raie d'émission ou d'absorption dont la longueur d'onde au repos est connue avec une très grande précision. Plusieurs raies permettent de telles observations.

0.3.1 L'observation de l'hydrogène neutre

L'observation de l'atome d'hydrogène neutre H_I dans son état fondamental, n'est pas *a priori* intuitive. L'atome n'étant pas excité, il est incapable de produire des raies d'émission par désexcitation. Il est également difficile d'observer l'hydrogène neutre en absorption puisque seule la radiation ultraviolette est suffisamment énergétique pour l'exciter.

Fort heureusement, une transition hyperfine au sein de l'atome émet un photon très peu énergétique ($5.9 \times 10^{-6} \text{eV}$), dans la bande radio du spectre électromagnétique, à 21.105 cm ou 1420.4 MHz (Wild 1952). Cette transition est causée par le spin de l'électron et du proton de l'atome qui passe d'un état aligné à un état non-aligné. L'état non-aligné étant légèrement moins énergétique, un photon doit être émis pour permettre à l'atome de perdre de l'énergie. Cette transition, très rare – le temps caractéristique où un atome peut rester dans l'état aligné avant de passer à l'état non-aligné est de 1.1×10^7 années –, est heureusement catalysée par les collisions des atomes d'hydrogène dans le milieu interstellaire. Aux densités typiques du milieu

interstellaire ($n \sim 10^6 m^{-3}$), le taux d'excitation et de désexcitation par collisions est très élevé, de l'ordre de 400 année⁻¹. De plus, ce rayonnement ne peut pas être émis naturellement sur Terre et les sources de bruit locales s'en voient donc diminuées. Également, puisqu'aucune des configurations de l'atome d'hydrogène ne possède de moment dipolaire électrique, l'absorption et l'émission des photons à 21.1 cm est "interdite". Le signal à 21.1 cm jouit donc d'un faible taux d'absorption, ce qui permet à cette radiation de traverser sans trop d'encombrement les milieux interstellaires. On dit donc que les milieux interstellaires sont optiquement minces sur de grandes distances à la radiation à 21.1 cm (Dickey & Lockman 1990). Par contre, cette émission n'est pas possible pour l'hydrogène sous forme moléculaire (H_2). Seule la forme atomique de l'hydrogène est observable à cette longueur d'onde.

L'hydrogène neutre est souvent absent des régions galactiques centrales. Sa présence à plus grand rayon est en revanche très importante, s'étendant généralement plus loin que le disque optique. Il trace également très bien les bras spiraux des galaxies. L'observation avec les télescopes radios (par exemple, Arecibo à Puerto Rico) ou par interférométrie radio (par exemple, Westerbork en Hollande ou le Very Large Array aux États-Unis) permet ainsi d'obtenir des données cinématiques d'une très large couverture. La faible résolution angulaire des radiotélescopes est toutefois problématique, souvent de l'ordre du quart de minute d'arc, et peut causer une sous-estimation des vitesses de rotation en présence de forts gradients (Blais-Ouellette et al. 1999, Swaters et al. 2000). C'est ce qu'on appelle le *beam-smearing*.

0.3.2 L'observation de la composante moléculaire

L'hydrogène moléculaire H_2 n'est pas facilement observable puisqu'il ne possède pas de raie d'émission ou d'absorption dans les régions radio ou visible du spectre électromagnétique. On doit plutôt utiliser d'autres molécules comme traceurs d' H_2 , la plus fréquemment utilisée étant le monoxyde de carbone (CO) mais aussi le CH, le OH, le CS et le C_3H_2 . Le CO est détecté grâce à deux raies de transition rotationnelles $J=2-1$ et $J=1-0$, respectivement à 1.3 et 2.6 mm (pour l'atome $^{12}C^{16}O$),

qui surviennent lors de collisions entre molécules. Wilson et al. (1970) ont été les premiers à détecter du CO galactique (dans la nébuleuse d'Orion). Très présent dans les régions centrales des galaxies (Regan et al. 2001), les observations millimétriques du CO permettent d'y pallier le manque d'hydrogène neutre. Les télescopes millimétriques récents sont souvent groupés en systèmes interférométriques permettant d'atteindre des résolutions angulaires de l'ordre de la seconde d'arc et une résolution spectrale de l'ordre de 10 km s^{-1} .

0.3.3 L'observation du gaz ionisé

L'observation du gaz ionisé est possible dans les régions où les étoiles jeunes et chaudes émettent de la radiation suffisamment énergétique pour arracher des électrons aux atomes. Les raies les plus fréquemment observées sont, dans la partie visible du spectre électromagnétique, les raies métalliques du triplet d'oxygène, O_{III} , à 5007 \AA , la raie d'azote, N_{II} , à 6583 \AA et la raie $\text{H}\alpha$ de la série de Balmer de l'hydrogène à 6563 \AA . La forte raie $\text{H}\alpha$ est présente dans les régions de formation stellaire où la radiation ultraviolette à $>13.6 \text{ eV}$ ($<912 \text{ \AA}$) ionise les atomes d'hydrogène. Une fois ionisés, les atomes se recombinent et l'électron retombe successivement sur des niveaux de moindre énergie, émettant des photons au passage. La raie $\text{H}\alpha$ est émise lorsqu'un électron passe du niveau $n=3$ à $n=2$. Cette émission fait briller d'une lumière rouge les nuages d'hydrogène aux abords des régions de formation stellaire, qu'on appelle les régions HII. Une des régions HII les plus étudiées de notre galaxie est la nébuleuse d'Orion, dans la constellation du même nom.

Les régions HII ont souvent été observées en spectroscopie à longue fente pour en extraire des courbes de rotation (Rubin et al. 1985). Seul l'axe majeur de la galaxie peut alors être observé, la fente ayant généralement une largeur de l'ordre de la seconde d'arc. Il est alors fondamental de bien déterminer l'angle de position (figure 4) puisque la fente du spectrographe doit être parfaitement alignée sur l'axe majeur de la galaxie. Cet aspect de l'observation longue fente est expliqué plus en détails au chapitre 2. La spectroscopie permet d'obtenir des données à deux dimensions : une

vitesse et une position sur l'axe majeur.

La spectroscopie de champ intégral a révolutionné l'observation de la cinématique des galaxies. Ce type d'observation permet d'obtenir un cube de données : deux dimensions spatiales (une image) et une troisième dimension spectrale (en longueur d'onde ou en vitesse). Plusieurs techniques permettent la spectroscopie de champ intégral : les spectrographes à fibres (par exemple, Flores et al. 2004, Carignan et al. 1997), les spectromètres à trame de micro-lentilles (par exemple, Le Coarer et al. 1995) et l'interférométrie Fabry-Perot (Schommer et al. 1993, Amram et al. 2002 et bien d'autres).

0.3.4 L'observation de raies d'absorption

Il est possible d'observer le spectre des étoiles pour cartographier la cinématique des galaxies, ce qui évite les problèmes causés par le manque de gaz des galaxies de type précoce. À l'aide d'un spectrographe à intégral de champ, on prend alors des spectres à large couverture (quelques centaines d'Å) pour tenter d'identifier plusieurs raies d'absorption. Par exemple, les raies $H\beta$, Mgb ou du fer sont visibles dans un spectre s'étendant de 4800 à 5380Å (utilisé par la campagne d'observation SAURON, Emsellem et al. 2004). Par la suite, le décalage Doppler de ces raies est déterminé en le comparant à des spectres étalons représentant les diverses populations stellaires.

0.4 La campagne d'observation SINGS

L'échantillon SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey) a été élaboré par Kennicutt et al. (2003) pour être observé avec le nouveau télescope infrarouge spatial de la NASA, lancé le 25 août 2003. Il est constitué de 75 galaxies proches ($\Delta < 30$ Mpc) de tous types morphologiques (voir figure 7). La table I donne l'étendue des paramètres couverts par l'échantillon SINGS (Kennicutt et al. 2003). Le but premier de la campagne d'observation SINGS est de lier les paramètres de formation stellaire aux propriétés du milieu interstellaire des galaxies. Les données infrarouges

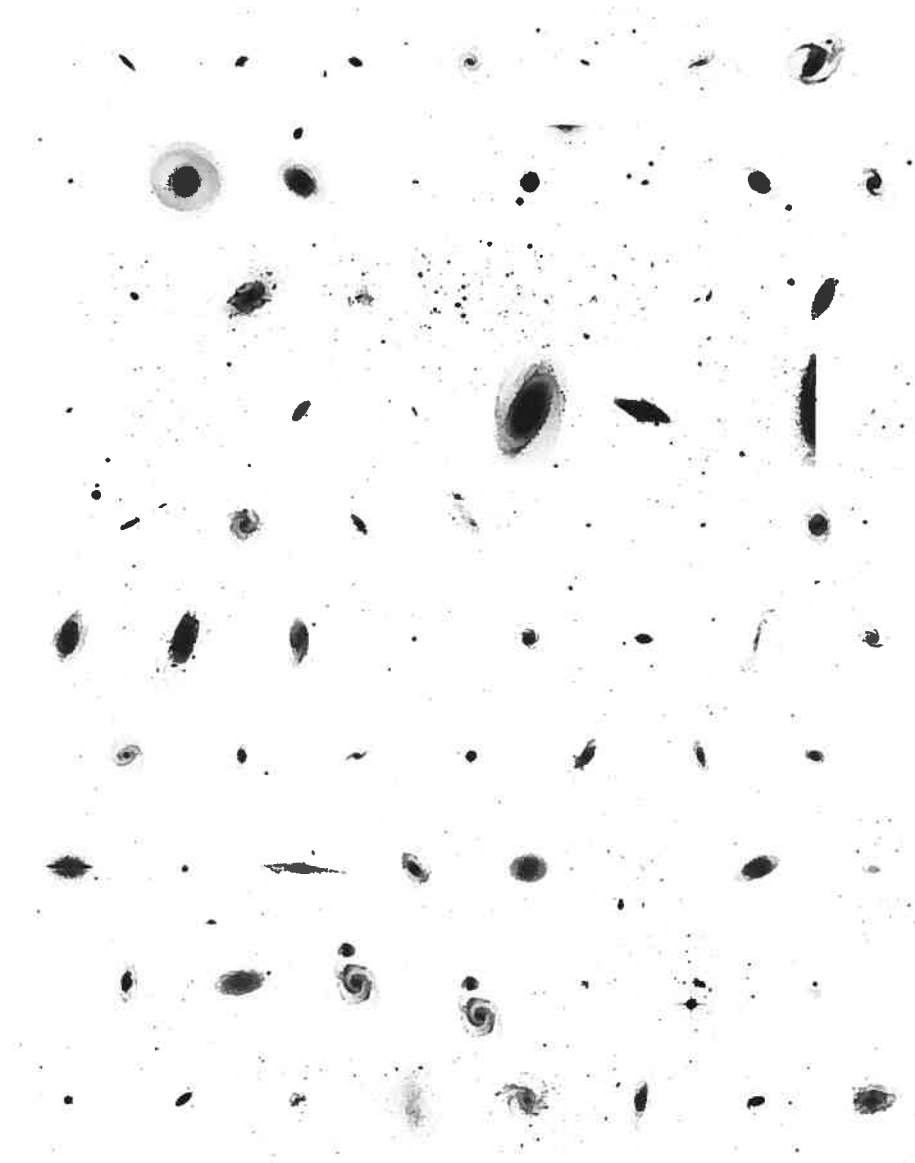


Fig. 7: L'échantillon SINGS. **Première ligne :** NGC 24, NGC 337, NGC 584, NGC 628, NGC 855, NGC 925, NGC 1097. **Deuxième ligne :** NGC 1266, NGC 1291, NGC 1316, NGC 1377, NGC 1404, NGC 1482, NGC 1512, NGC 1566. **Troisième ligne :** NGC 1705, NGC 2403, Ho II, M 81 Dw A, DDO 53, NGC 2798, NGC 2841. **Quatrième ligne :** NGC 2915, Ho I, NGC 2976, NGC 3049, NGC 3031, NGC 3034, Ho IX, M 81 Dw B. **Cinquième ligne :** NGC 3190, NGC 3184, NGC 3198, IC 2574, NGC 3265, Mrk 33, NGC 3351. **Sixième ligne :** NGC 3521, NGC 3621, NGC 3627, NGC 3773, NGC 3938, NGC 4125, NGC 4236, NGC 4254. **Septième ligne :** NGC 4321, NGC 4450, NGC 4536, NGC 4552, NGC 4559, NGC 4569, NGC 4579. **Huitième ligne :** NGC 4594, NGC 4625, NGC 4631, NGC 4725, NGC 4736, DDO 154, NGC 4826, DDO 165. **Neuvième ligne :** NGC 5033, NGC 5055, NGC 5194, NGC 5195, Tol 89, NGC 5408, NGC 5474. **Dixième ligne :** NGC 5713, NGC 5866, IC 4710, NGC 6822, NGC 6946, NGC 7331, NGC 7552, NGC 7793. Images en bande B du Digitized Sky Survey.

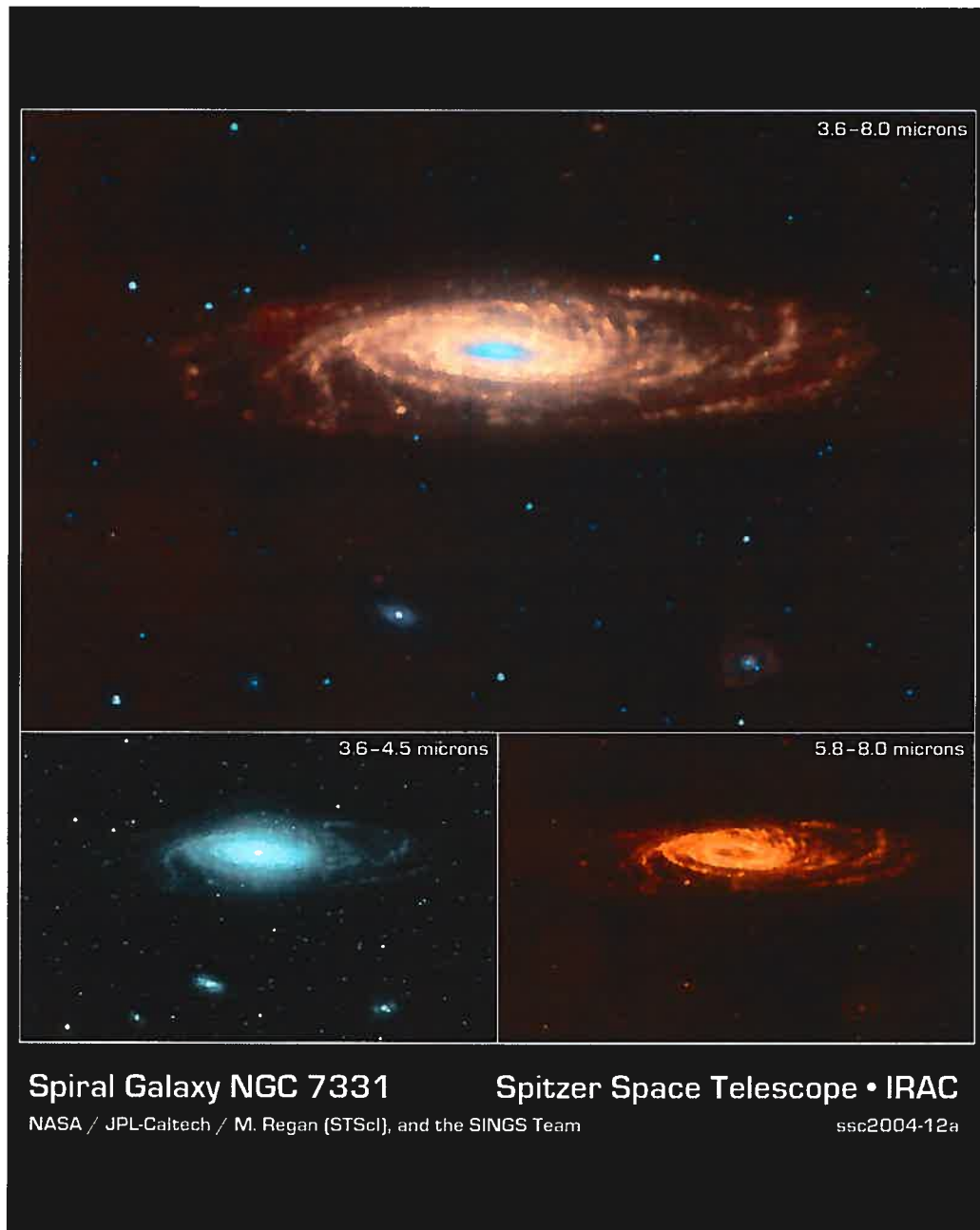


Fig. 8: La galaxie NGC 7331 telle que vue par le télescope spatial infrarouge Spitzer. La couleur bleue correspond à la radiation à $3.6\mu\text{m}$, la couleur turquoise à $4.5\mu\text{m}$, la couleur jaune à $5.6\mu\text{m}$ et la couleur rouge à $8.0\mu\text{m}$. Crédit : NASA/JPL-Caltech/M. Regan (STScI), and the SINGS Team.

Propriété	Étendue
Type morphologique (Hubble)	E à Irr
M_R	-12.5 à -23.5
L_V	5×10^6 à $2 \times 10^{11} L_\odot$
$L(\text{IR})$	$< 10^7$ à $3 \times 10^{11} L_\odot$
$L(\text{IR})/L_R$	< 0.02 à 42
F_{60}/F_{100}	0.16 à 1.2
O/H ($0.4R_0$)	0.05 à 3 (O/H) $_\odot$
M_{gaz}/M_\star	< 0.001 à 5
TFS	0 à $15 M_\odot \text{yr}^{-1}$
TFS/ L_V	$< 10^{-8}$ à $10^{-4} M_\odot \text{yr}^{-1} L_\odot^{-1}$

Tab. I: Étendue des paramètres couverts par l'échantillon SINGS. Tiré de Kennicutt et al. (2003).

du télescope Spitzer seront couplées à des données radio, millimétriques, optiques, ultraviolettes, rayons X et γ pour permettre la plus grande couverture en longueur d'onde possible. Ainsi, toutes les données seront réunies pour bien comprendre l'univers lointain, la formation et l'évolution des galaxies. La figure 8 montre la galaxie NGC 7331, jumelle de notre galaxie, telle que vue en infrarouge par le télescope Spitzer (représentée en fausses couleurs, évidemment). Les régions en bleu sont formées de vieilles étoiles, l'anneau en jaune est constitué de grandes quantités de gaz et de composés organiques (PAH : *polycyclic aromatic hydrocarbons*) qui émettent de la radiation infrarouge lorsqu'ils sont chauffés par les étoiles naissantes de leur environnement immédiat. Les bras de la galaxie contiennent les mêmes composés organiques, mais à une densité moindre.

L'échantillon SINGS, tel qu'il a été défini au départ, ne prévoyait pas l'obtention de données cinématiques optiques. Pourtant, la cinématique des galaxies est encore une variable mal comprise dans le processus de la formation stellaire (Avila-Reese et al. 2003). Il a donc été décidé d'observer en raie d'émission $H\alpha$, par interférométrie de Fabry-Perot, les galaxies SINGS pour en extraire des données cinématiques. Dans le cadre de ce projet, la cinématique de 28 galaxies de l'échantillon SINGS a été ob-

tenue par l'observation du décalage Doppler de leur raie d'émission $H\alpha$. Ces données pourront donc être utilisées pour affiner les modèles de formation stellaire (tels que Lim 2003, Hernquist & Springel 2003). Mais surtout, concernant la distribution de la matière sombre, les données de l'échantillon infrarouge SINGS permettent de bien déterminer les différentes distributions de masse visibles (gaz, étoiles, poussières). Ainsi, couplées aux données cinématiques, les données fournies par l'échantillon SINGS vont permettre de déterminer la distribution de matière sombre à l'intérieur de ces galaxies avec une grande précision. Les données cinématiques obtenues dans le cadre de ce projet sont présentées au chapitre 2.

0.5 Le comptage de photons

La spectroscopie de champ intégral par interférométrie de Fabry-Perot est réalisée en prenant des images successives de différentes tranches de longueurs d'onde. Pour chaque image, un rapport signal sur bruit minimum est nécessaire pour bien résoudre les structures des galaxies. Ainsi, les premières observations CCD en interférométrie Fabry-Perot nécessitaient des temps d'exposition de l'ordre de 5 à 10 minutes par canal (Tully et al. 1989, Schommer et al. 1993, Buta et al. 1995). Pour obtenir une résolution spectrale suffisante, entre 24 et 48 canaux (donc de 24 à 48 images) sont nécessaires, ce qui implique des observations dont le cycle a une durée totale de 2 à 4 heures. La création d'un cube de données à l'aide de ces différentes images demande qu'elles aient été prises dans les mêmes conditions d'observation (transparence du ciel, perturbations atmosphériques...), qu'on appelle conditions photométriques, pour qu'elles puissent être comparées entre elles. De ce fait, les observations Fabry-Perot en CCD demandent que les conditions photométriques ne varient pas sur une période de 2 à 4 heures, ce qui diminue la quantité de nuits où des données de qualité peuvent être obtenues.

Un moyen de contourner ce problème est de diminuer le temps d'observation par canal pour diminuer la plage de temps où les conditions photométriques doivent être stables. Pour obtenir le même temps d'intégration total, on n'a qu'à répéter

le cycle d'observation plusieurs fois, ce qui permet de moyenniser les changements de conditions photométriques. Malheureusement, chaque lecture d'un capteur CCD génère un bruit qui est trop important pour permettre l'utilisation de ce genre de stratégie sans dégrader dramatiquement le rapport signal sur bruit résultant (Gach et al. 2002).

C'est la raison pour laquelle la spectroscopie de champ intégral est une application toute indiquée du comptage de photons. Le comptage de photons est possible lorsqu'aucun bruit n'est associé à la lecture du détecteur, ce qui permet littéralement de "compter" sans incertitude les photons reçus pendant l'intégration. Ainsi, puisqu'aucun bruit n'est associé à la lecture du détecteur, le nombre de lectures n'affecte pas le rapport signal sur bruit final des observations. Dans le cas de la spectroscopie de champ intégral par interférométrie de Fabry-Perot, on peut faire de très courtes expositions par canal, de l'ordre d'une quinzaine de secondes, et boucler les cycles en quelques minutes. Ensuite, on peut effectuer plusieurs cycles pour obtenir un temps total d'intégration raisonnable. Ainsi, la plage de temps où la stabilité des conditions photométriques est nécessaire est réduite à quelques minutes, ce qui permet d'observer même lorsque quelques nuages sont présents. L'application du comptage de photons à l'interférométrie Fabry-Perot permet de récupérer plusieurs nuits où les observations en CCD auraient été impossibles, augmentant du coup la quantité d'objets pouvant être observés. Le présent projet n'aurait pas pu être réalisé sans le comptage de photons. Des 28 galaxies présentées, très peu ont été observées dans des conditions parfaitement photométriques.

Il existe plusieurs technologies permettant le comptage de photons. Elles sont résumées dans les lignes qui suivent.

0.5.1 Les tubes Viticon

Les premiers systèmes à comptage de photons utilisaient des tubes Viticon. Le mode de fonctionnement de ces tubes est similaire à celui d'une télévision inversée, où un canon à électrons balaie la surface photodéetectrice et enregistre un courant plus

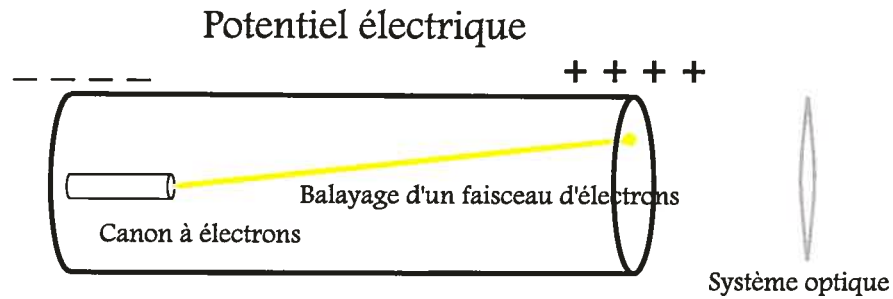


Fig. 9: En haut : Schémas de fonctionnement d'un tube Viticon. En bas : Photo d'un tube Viticon.

fort lorsqu'un photon l'a percuté (voir figure 9). On peut ainsi détecter la position des photons incidents et recréer une image pixel par pixel. Utilisés à partir des années 1970, ces tubes avaient une efficacité quantique faible ($< 5\%$) et créaient beaucoup de distorsions. Boksenberg (1977) a été le premier à utiliser une telle technologie au mont Palomar pour étudier les quasars distants en lumière visible.

0.5.2 Les photodiodes à avalanche

Le principe de fonctionnement d'une photodiode à avalanche est que la diode est maintenue électriquement près de sa zone d'avalanche. Quand un photon percute la diode, il produit un électron et cet électron est ensuite amplifié par ionisation par

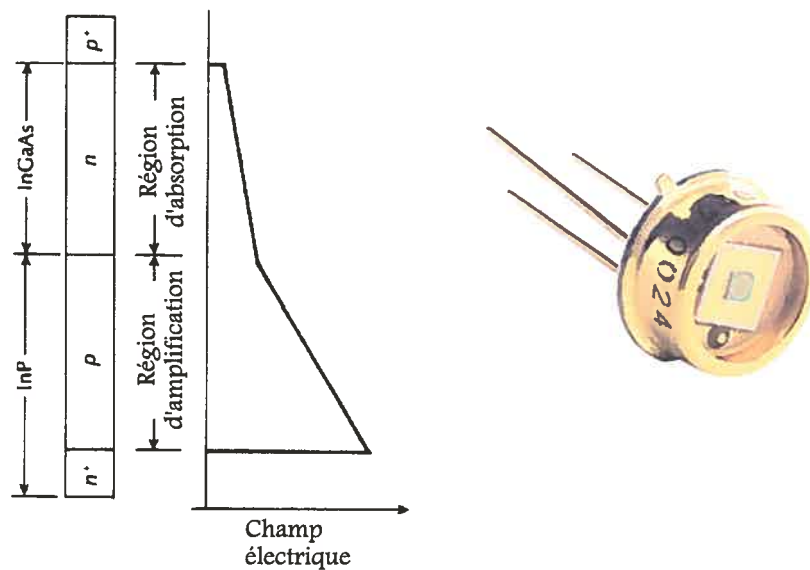


Fig. 10: À gauche : Schéma de fonctionnement d'une photodiode à avalanche. À droite : Une photodiode à avalanche.

impact (figure 10). Le courant ainsi produit fait tomber la diode en avalanche et le photon est détecté. La diode doit par la suite être ramenée dans un état hors avalanche pour être en mesure de détecter un nouvel événement. L'efficacité quantique des photodiodes à avalanche récentes peut atteindre 80% (diodes de type Si-SLIK). Leur réponse en longueur d'onde est également passablement large. Elle est typiquement de 400 à 1000 nm, mais elle peut s'étendre de 200 à 1600 nm dans certains cas. Cependant, leur résolution spatiale est limitée puisqu'une photodiode ne représente qu'une seule unité de résolution. La petitesse de leur zone sensible à la lumière (au maximum d'un diamètre de $200\mu\text{m}$) les rend difficilement adaptables aux plans focaux des télescopes.

0.5.3 Les tubes amplificateurs

Les tubes amplificateurs ont remplacé les tubes Viticon pendant les années 1980. Ils sont fabriqués à partir d'une photocathode, d'une galette de micro-canaux aux

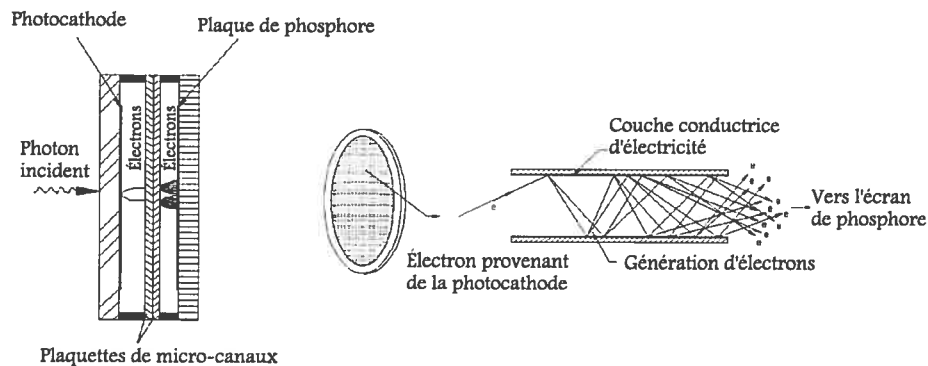


Fig. 11: Schéma de fonctionnement d'un tube amplificateur.

bornes de laquelle un fort champ électrique est appliqué et d'un écran de phosphore. Un photon incident est transformé en électron par la photocathode. Celui-ci est ensuite dirigé vers la galette de micro-canaux et il est amplifié par ionisation par impact grâce au fort champ électrique appliqué aux bornes des micro-canaux. Ensuite, les électrons générés percutent un écran de phosphore et le font scintiller (figure 11). La lumière ainsi produite peut alors être récupérée par une caméra CCD conventionnelle. Le gain obtenu varie d'un facteur 1000 à 10000 pour les tubes à un seul étage d'amplification à un facteur de 1 à 10 millions pour les tubes plus récents à deux étages d'amplification. Le gain créé par le tube amplificateur est largement supérieur au bruit de lecture du CCD et on peut ainsi considérer le CCD comme étant un détecteur sans bruit. L'efficacité quantique d'un tel amplificateur est dictée par la probabilité qu'un photon incident soit converti en électron par la photocathode et aussi par la probabilité que cet électron pénètre dans la galette de micro-canaux. Le tube peut également générer des événements sporadiques, ce qui cause la détection de faux photons. Le refroidissement du tube est nécessaire pour diminuer la fréquence de ce type d'évènement. La caméra FANTOMM utilisée pour l'observation des galaxies présentées dans ce document, est construite à partir d'un tube amplificateur à deux étages d'amplification (Gach et al. 2002, Hernandez et al. 2003). Son efficacité quantique est de l'ordre de 28%. À une température de -20°C , elle génère environ 10^{-4} faux évènement par pixel par seconde, ce qui est négligeable.

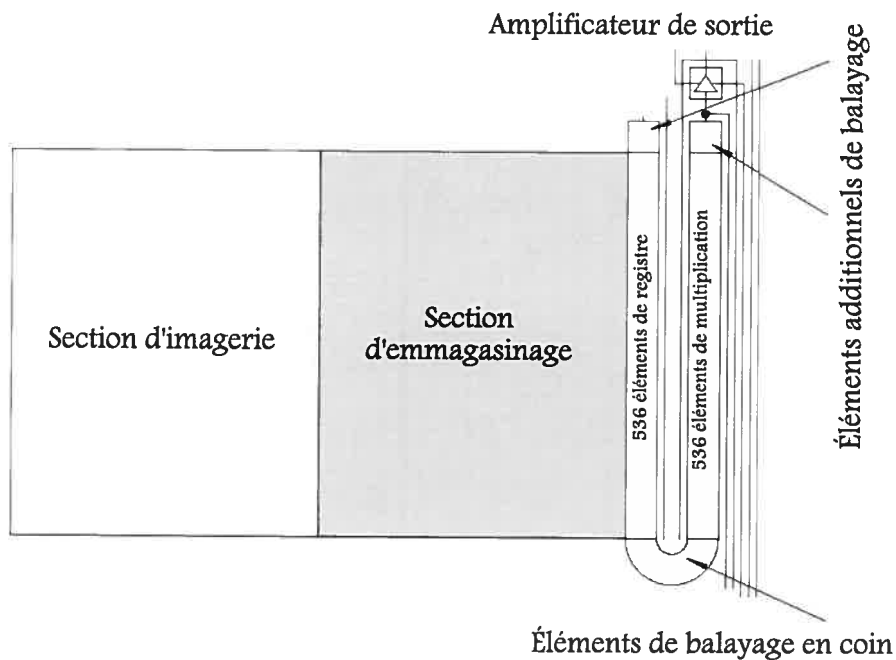


Fig. 12: Schéma de fonctionnement d'un CCD à multiplication d'électrons.

0.5.4 Les CCD à multiplication d'électrons

La source majeure de bruit d'un CCD conventionnel est la conversion de la charge d'un pixel en tension. Ce bruit, de l'ordre de 2 ou 3 électrons pour les CCD les moins bruités disponibles aujourd'hui, a peu d'impact lorsque le signal accumulé pendant la période d'intégration est supérieur à 1000 électrons. Par contre, si le signal intégré est très faible, de l'ordre de l'électron, ce bruit est très incommodant. Les caractéristiques des CCD modernes sont pourtant très séduisantes : très grande résolution spatiale, efficacité quantique élevée (jusqu'à 95% dans certains cas), large réponse en longueur d'onde (typiquement de 400 à 1000 nm). C'est la raison pour laquelle il a été tenté d'effectuer une amplification du signal des pixels d'un CCD *avant qu'il ne soit soumis à la conversion charge-tension*. Pour ce faire, un registre supplémentaire a été ajouté au registre de lecture d'un CCD (figure 12). Ce registre est excité avec une horloge à haute tension (de l'ordre de 40 à 50 volts). À chaque transfert de la charge d'un élément du registre à un autre, il y a une probabilité de multiplication par phénomène

d'avalanche. Cette probabilité étant relativement faible ($p < 2\%$), le grand nombre d'éléments du registre ($N > 500$) permet d'obtenir un gain moyen en sortie de l'ordre de $G = (1+p)^N$. Ainsi, le signal se présentant en sortie est affecté par un bruit effectif équivalent au bruit original atténué d'un facteur G (Basden et al. 2003).

Dans le cadre de ce projet, un prototype de caméra basée sur un CCD à multiplication d'électrons, appelé L3CCD pour *Low Light Level CCD*, a été conçu. Les résultats sont présentés au chapitre 3.

0.5.5 Les jonctions tunnel supraconductrices

Les jonctions tunnel superconductrices (traduction de *Superconducting Tunnel Junctions*) représentent peut-être l'avenir du comptage de photons et même de l'imagerie en astronomie. Lorsqu'un photon frappe un supraconducteur, il brise les paires de Cooper, ce qui crée des quasi-particules selon

$$N_0(\lambda) \simeq \frac{7 \times 10^5}{\lambda \Delta(T)}. \quad (0.3)$$

La quantité de quasi-particules créées, N_0 , est donc fonction de la longueur d'onde du photon incident, λ , et de la bande interdite du supraconducteur, Δ , typiquement d'une centaine de μeV , en fonction de la température, T . Les quasi-particules traversent alors par effet tunnel vers une autre zone de supraconductivité, créant un courant dans la jonction traversée. Ce courant, fonction du nombre de quasi-particules transférées, est donc fonction de la longueur d'onde du photon reçu. Pour fonctionner, les supraconducteurs doivent être maintenus à environ 0.1 Kelvin. L'étendue spectrale de ce type de détecteur est gigantesque : elle s'étend du proche infrarouge aux rayons X ! Le mode de détection permet également de connaître le temps d'arrivée d'un photon à environ $5\mu\text{s}$ près et sa longueur d'onde à 10 nm près (pour un photon incident à 500 nm). Pour l'instant, la complexité (et le prix...) du processus de refroidissement à 0.1 K est prohibitive pour en faire un détecteur facilement utilisable, mais les développements dans le domaine de la supraconductivité au fil des prochaines années pourraient permettre d'élever la température d'opération du détecteur. La technologie est toutefois fonctionnelle ; un détecteur 6x6 à STJ a été construit (Rando et al.

2000). C'est un dossier à suivre...

Chapitre 1

Méthodes d'analyse et de traitement de données améliorées pour l'interférométrie Fabry-Perot

Introduction à l'article

L'article présenté dans les pages qui suivent décrit les routines de traitement et d'analyse de données développées au cours de ma maîtrise. Ces routines ont été utilisées pour traiter les données présentées au chapitre 2. L'article a été soumis à Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

Improved 3D Spectroscopic Data Reduction Techniques and Application to Scanning Fabry-Perot Data

O. Daigle^{1,3*}, C. Carignan^{1,3}, O. Hernandez^{1,2,3}, L. Chemin¹ and P. Amram^{2,3}

¹Observatoire du mont Mégantic, LAE, Université de Montréal, C. P. 6128 succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada H3C 3J7

²Observatoire Astronomique de Marseille Provence, LAM, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

³Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France, and the University of Hawaii.

Accepted . Received ; in original form

ABSTRACT

Improved data reduction techniques for 3D data cubes obtained from any integral field spectroscopy are presented. They provide accurate sky emission subtraction and adaptive spatial binning and smoothing. They help avoiding the effect analogous to the beam smearing, seen in $H\alpha$ radio data, when strong smoothing is applied to 3D data in order to get the most extended signal coverage. The data reduction techniques presented in this paper allow one to get the best of both worlds: high spatial resolution in high signal-to-noise regions and large spatial coverage in low signal-to-noise regions.

Key words: methods: data analysis – techniques: 3D spectroscopy.

1 INTRODUCTION

In recent years, many $H\alpha$ kinematical surveys have been done in photon counting mode (Hernandez et al. 2003, Gach et al. 2002) using a Fabry-Perot (FP) interferometer on large galaxies' samples (e.g. Amram et al. 2002, Garrido, Marcelin, & Amram 2004, Chemin et al. 2004, Hernandez et al., 2005, Daigle et al. 2005). For galaxies, these observations may present differences nearly as large as two orders of magnitude in signal-to-noise ratio (SNR) between starburst regions and diffuse (inter-arm) regions. Even after hours of integration, which means, in fact, about 5 minutes per FP channel, the signal in diffuse areas is often too weak to give reliable results. Since the level of reliability of the SNR depends on the moments of the line profile that has to be analysed (flux, velocity, dispersion, skewness, kurtosis, ...), a typical solution to this problem is to apply a spatial weighted averaging (or smoothing) to correlate neighboring data points. Doing so, the signal coverage can be greatly increased at the price of a degraded spatial resolution, hiding sometimes structures that require high resolution to be rendered. Thus, to make it possible to resolve small kinematical details in the galaxy structure and to have the most extended coverage possible, it is necessary to create different

velocity maps with different levels of smoothing. A typical approach is to create a non smoothed map, a map smoothed with a 3×3 gaussian kernel and another one convoluted with a 6×6 gaussian kernel. Then, the data analysis must be done three times to extract rotation curves and so on. On the other hand, lowering the spatial resolution involves a flux contamination by extending erroneously signal from high SNR pixel areas to low SNR pixel zones.

Given these characteristics, $H\alpha$ FP observations of galaxies would greatly benefit from an adaptive smoothing scheme that would be function of the resolution element's SNR. Similar work has been done on integral-field spectroscopy (IFS) (Cappellari & Copin 2003) with Voronoi tessellations. The main aim of their work was to bin 2D data so that the resulting SNR of each bin would tend towards a single value. The algorithm they developed has been worked on and adapted to scanning FP data, as described in section 4. Results are presented in section 5.

However, while adaptive smoothing can allow increasing the SNR in weak emission regions without decreasing the spatial resolution in high SNR areas, other aspects of the data reduction can be improved in order to get the maximum out of the data cubes. Section 2 will explore how to get a more accurate calibration of FP data using the sky emission spectrum and section 3 will provide a more efficient way to subtract the sky emission. Smoothing is often seen as an

* E-mail: [REDACTED]

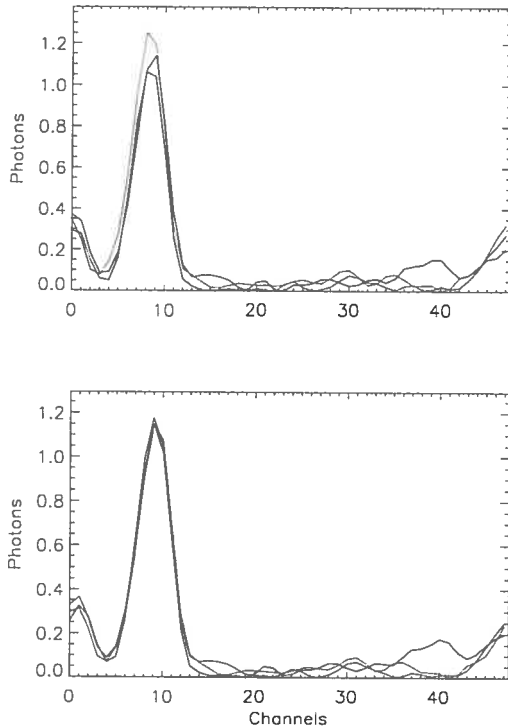
2 *O. Daigle et al.*


Figure 1. Integrated spectra of three different sky regions. The mean signal is 1.45 photon per pixel. Each region is roughly composed of 500 pixels. The plots are normalized accordingly. The first order of the spectra are between 6569.0 and 6576.3Å. The strong emission line is the one at 6577.2Å. **Top** : Without flat and alignment. The amplitude deviation is 0.1 photon and the position deviation is 0.16 channel (1 km s^{-1} deviation). **Bottom** : After flat and alignment. The amplitude deviation is 0.006 photon and the position deviation is 0.07 channel (0.4 km s^{-1} deviation).

easy way to mask those imperfections but it is surely better to correct them prior to applying the smoothing.

2 USE OF THE SKY EMISSION SPECTRUM TO CALIBRATE ACCURATELY DATA CUBES

Night sky emission lines are present almost everywhere in the electromagnetic spectrum. Around $H\alpha$ at rest, geocoronal $H_{\alpha 0}$ and strong OH sky emission lines (e.g.: 6553.6Å, 6562.8Å, 6568.8Å, 6577.2Å, 6577.4Å) contaminate the spectrum. When $H\alpha$ is redshifted, weak to strong OH lines continue to contaminate the spectrum at different levels. Trying to subtract them, it is noticeable that they are not homogeneous across all the field of view in two ways:

- Their amplitude is not constant;

- Their computed central wavelength (channel position) is not constant.

These effects can be seen in the top panel of Figure 1, where the integrated spectra of different galaxy-free regions of a data cube having the same SNR are plotted.

Of course, the strength of the OH emission varies throughout an observation. As the airmass changes, a greater or smaller column density of OH molecules is seen by the detector. Also, OH molecules are disposed in layers that can be seen as OH clouds of different densities and the OH emission seen by the detector varies as these clouds pass over during an observation. Not to mention the effect of the moon that strengthen greatly the OH emission when it is above the horizon. However, most of these variations affect large scale OH emission structures. Keeping that in mind, if it is assumed that small spatial OH emission variations are averaged over an entire observation (typically 2 to 3 hours) and that OH emission is thus spatially homogenous across the whole 15' field of view (maximum FOV we get at the Observatoire du mont Mégantic), it gives us information about the limitations of our calibrations. Since it is generally not the same filter which is used for calibrating and observing, it is difficult to properly flat field the observations¹. Given that no attempt is made to flat field the observations, this is the main explanation to the amplitude variations observed in the sky spectrum. But if one assumes that the sky spectrum amplitude should be constant across the entire field of view throughout the observation, it should be possible to flat field the lower frequencies (mainly vignetting) by constructing a skyflat and to eliminate part of the problem.

As for the wavelength shifts across the data cube, it can be seen in the top panel of Figure 1 from the slope of the top of the emission lines. In this example, there is roughly half a channel difference between the blue and the green spectra. Given that this observation was made with an interfringe of 320 km s^{-1} , this leads to errors in the range of about 4 km s^{-1} , which is not dramatic, but this displacement will also lead to problems in sky emission subtraction (see section 3). This phenomenon can be explained by a tiny displacement of the FP etalon during the observation. The resulting error is easily seen by subtracting the calibrations done before and after the observation. Not only is it necessary to correct this error to properly remove the sky emission spectrum but this also implies that the wavelength of a given channel is not the same for all pixels (even after phase correction), resulting in a velocity gradient across the field of view. But again, if it is assumed that the sky emission spectrum should be approximately the same across the field of view, it may be tried to recenter the spectrum of every pixel on a median spectrum taken over the entire data cube. Doing so and applying a sky flat as described above, gives the result seen in the bottom panel of Figure 1. There is a 94% decrease in the spectra's amplitude error and 56%

¹ This is one reason the LAE is developing a monochromator to be able to calibrate at the same wavelength as the observations.

Improved 3D Spectroscopic Data Reduction Techniques and Application to Scanning FP Data 3

in the spectra's position error by applying these simple corrections to the data cubes.

3 SKY EMISSION SUBTRACTION

The positive effect of this recalibration is clearly seen when trying to subtract the sky emission spectrum from a data cube. The top panel of Figure 2 shows the residual sky spectrum after subtracting a single median spectrum from all pixels of the data cube that has not been realigned nor flat fielded. The misalignment and amplitude differences of the sky emission lines cause too much sky being subtracted from channels 3 to 9 and not enough from channels 9 to 13 in the regions shown. Obviously, in other regions, the reciprocal effect would occur. The middle panel of Figure 2 shows the same regions after subtracting a median spectrum from all pixels of the data cube that has been realigned and flat fielded.

From the sky emission line seen in Figure 1, even after realignment and flat fielding, there are still small differences between different sky regions (mainly in amplitude). Heterogeneous filter transmission may account for these differences. Given that, instead of subtracting a median spectrum, it would be wise to subtract a sky cube to account for spatial heterogeneities.

A sky cube is thus constructed by fitting every data channel outside of the galaxy with a 4th degree polynomial function. To disentangle the galaxy's signal from the sky emission signal, a median spectrum of the whole data cube is first taken. This gives a good approximation of the structure of the sky emission spectrum. Then, the data cube is spatially binned. The size of the bin depends on the SNR which is arbitrary fixed to ~ 40 . Depending on the strength of the night sky emission, the total integration time and the pixel size on the sky, the size of the bins ranges from ~ 250 to ~ 625 square pixels, giving an angular size on the sky ranging from ~ 100 to ~ 1000 arcsec².

Every spectrum of the binned cube is then cross-correlated with the large scale median spectrum first found. If its cross-correlation value is greater than 0.9 and its amplitude is in the range of the whole field median spectrum within a 20% range, that region is considered to be sky-dominated and it is added to the sky region pool, otherwise it is discarded. The sky cube is then created by interpolating the sky-dominated regions into the galaxy-dominated regions. The interpolation is made with a 4th degree polynomial function, giving every sky-dominated bin the same weight.

Finally, this sky cube is subtracted from the original data cube. The result of this process is shown in the bottom panel of Figure 2. In this case, the mean deviation from the resulting continuum after a median subtraction is lowered by a factor of 31% by applying the calibration method explained in section 2. By subtracting a fitted sky cube, this deviation is lowered by another factor of 28%, which gives a mean deviation from the continuum of the order of 0.02 photon. Of course, these amelioration factors vary slightly

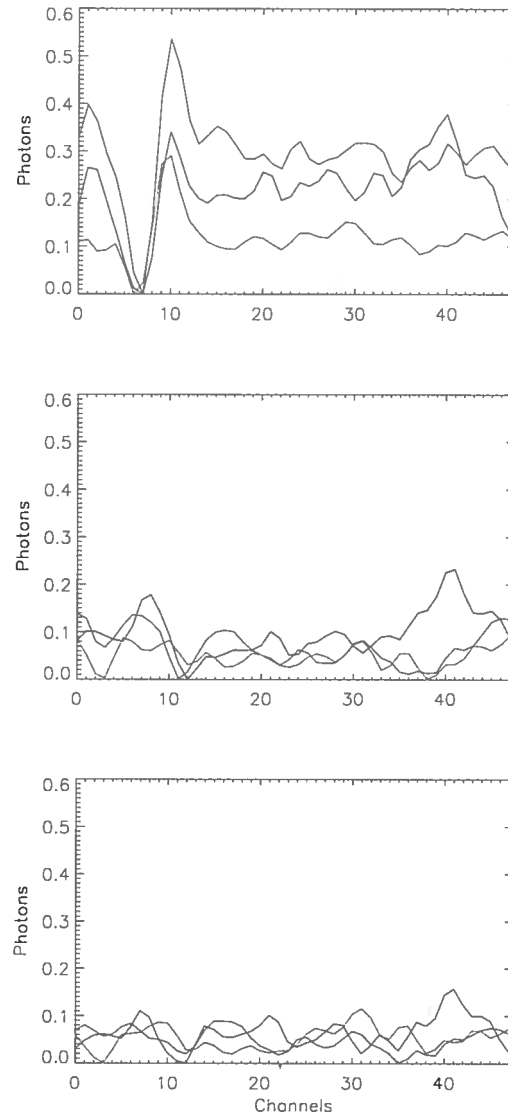


Figure 2. Integrated spectra of three different sky regions after sky emission subtraction. The regions are the same as those plotted in Figure 1. **Top** : Median OH subtraction but without flat and alignment corrections. The mean deviation from the continuum is 0.042 photon. **Middle** : Median sky emission subtraction after flat and alignment corrections. The mean deviation from the continuum is 0.029 photon. **Bottom** : Fitted sky emission subtraction after flat and alignment corrections. The mean deviation from the continuum is 0.021 photon.

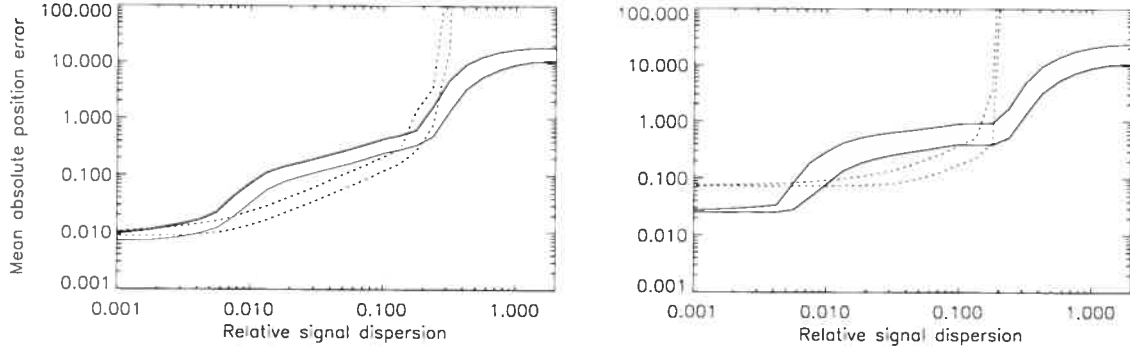
4 *O. Daigle et al.*


Figure 3. Comparison of the emission line position determination algorithm (plain curve) and a gaussian fitting algorithm (dotted curve). The signal dispersion relative to the emission line height is plotted on the x axis. The lower line is the mean absolute position error (in channel) and the upper line is the mean absolute position error plus the position error dispersion (1σ). **Left :** Results without sky residuals. **Right :** Results with sky residual. Sky residuals were 0.2 the amplitude of the emission line.

from observation to observation. However, a final mean continuum deviation of $0.02^{+0.2}_{-0.1}$ photon is usually reached.

The subtraction of the sky emission is an important process. As it will be described in the next section, the kinematical information is extracted by looking at only one emission line. An improperly removed sky emission will cause inaccurate velocities to be found as the amplitude of the sky residuals may be greater than the galaxy's signal.

4 ADAPTIVE BINNING OF 3D DATA CUBES

When reducing a given data cube, the main objective should be to get the best from both spatial and spectral resolutions. The spatial resolution is generally limited by the seeing if the physical sampling of the seeing is sufficient. However, it is not straightforward when considering the spectral resolution, which depends on the SNR. It is an easy task to reach the theoretical spectral resolution in bright regions but it becomes less obvious in low SNR areas. In this case, doing a spatial averaging by correlating neighbouring pixels is a well known method to enhance the signal coverage. But, in many cases, this solution is unsatisfactory since it degrades the spatial resolution even in the brightest emission line regions where it is not necessary, hiding structures that require high spatial or spectral resolution to be rendered. Moreover, this smoothing induces not only a spatial pollution but also a spectral one as it transports the flux from the most intense regions towards the weaker emission areas, completely drowning the signal in these areas. For instance, the beam smearing effect on H_I data (Swaters, Madore, & Trewhealla 2000) produces an underestimation of the H_I rotation velocity at small galactic radii where the velocity gradient is the greatest.

$H\alpha$ emission intensities in galaxies display a very large dynamic range (several order of magnitudes), from the brightest compact and discrete H_{II} regions to the weaker

diffuse $H\alpha$ emission in the inter-arm regions. The higher spatial and spectral resolutions can usually be reached from the H_{II} regions without any smoothing. On the other hand, the contrast may be very sharp between a bright H_{II} region and a weak diffuse emission area. To overcome this problem, multiple velocity maps of galaxies are usually produced with increasing levels of smoothing, typically starting with no smoothing, 3x3 and 6x6 gaussian kernels. But it is not very convenient to work with different maps having different levels of details. It would be better to have a single map that is binned according to the pixel SNR.

It is thus relevant to introduce the concept of spatial smoothing adapted to a given SNR on the same data cube allowing maximum spatial resolution in regions of strong emission (e.g. H_{II} regions) and maximum signal coverage in regions of weak emission (e.g. inter-arm regions). Such an approach was recently used by Cappellari and Copin (2003), working on IFS 2D data. The aim of their work was to bin radial velocity maps according to the spectra SNR. According to them, the ideal binning scheme should give bins that satisfy the following requirements:

- Topological requirement: The bins should properly cover the sky region, without holes or overlaps.
- Morphological requirement: The bins should be as round as possible to optimize the spatial resolution.
- Uniformity requirement: The resulting SNR of every bin should tend towards a single value. A minimum value should be required and no more attempts should be done to accrete pixels on a bin that already have the chosen SNR.

The uniformity requirement is easily fulfilled when the resulting SNR of a bin is computed by mean of

$$SNR_{binned} = \frac{\sum_i Signal_i}{\sqrt{\sum_i Noise_i^2}}$$

where $Signal_i$ and $Noise_i$ are the signal and noise value

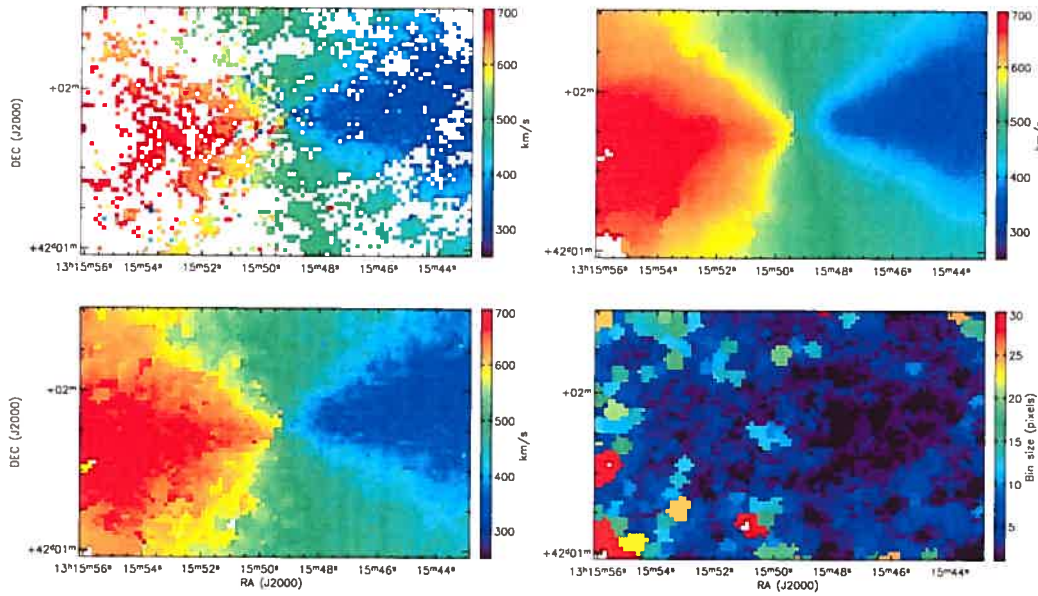


Figure 4. Comparison of the 2D rotation velocity maps of NGC 5055 at the center of the galaxy with different smoothing algorithms. **Top left** : No smoothing, **Top right** : Gaussian 6x6 kernel. **Bottom left** : Adaptive smoothing, target SNR of 7. **Bottom right** : Bin sizes obtained with the adaptive smoothing.

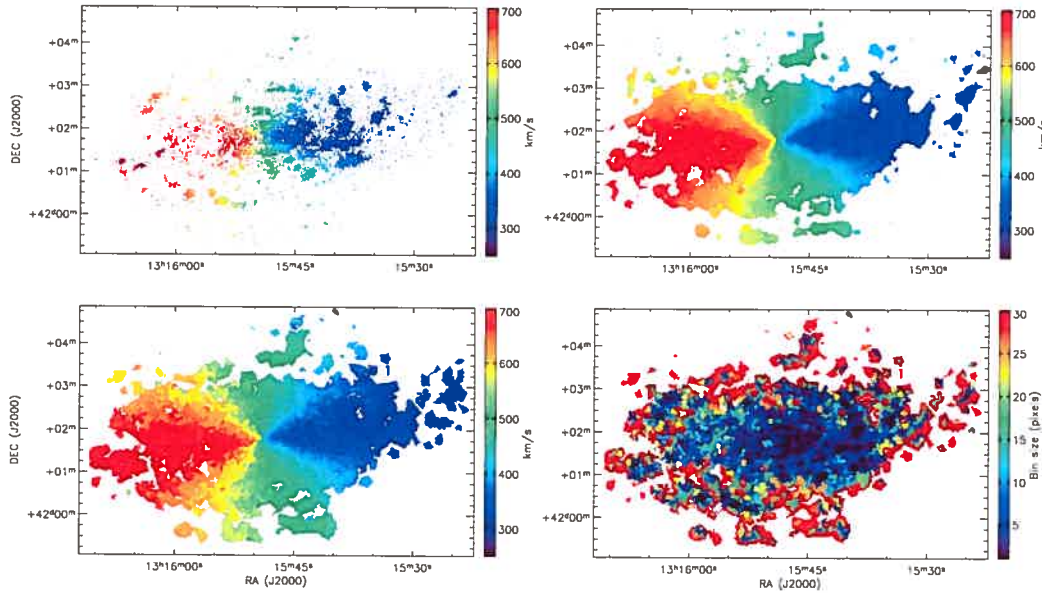


Figure 5. Comparison of the full 2D rotation velocity maps of NGC 5055 with different smoothing algorithms. **Top left** : No smoothing, **Top right** : Gaussian 6x6 kernel. **Bottom left** : Adaptive smoothing, target SNR of 7. **Bottom right** : Bin sizes obtained with the adaptive smoothing.

6 *O. Daigle et al.*

of the single i th pixel composing a bin. However, as the different spectral components of every pixel are not taken into account, it is impossible to predict the real SNR of a spectrum after its addition to another one. This binning scheme also assumes that reaching a greater SNR is simply a matter of adding more pixels to the bin. But, as spatial resolution is limited, accreting pixels that are too distant leads to adding pixels that are not correlated together as they come from different Line Of Sight Velocity (LOS) regions. The binning would be more accurate if the SNR of a bin would be recalculated each time a new pixel is added to the bin. This will permit environmental structures to be taken into account and will avoid merging them. But before doing so, the emission line must be extracted from the rough spectra and its SNR calculated.

4.1 Finding the emission lines

The determination of the SNR of the emission lines is the key of the binning algorithm. But, before any attempt at determining the SNR of an emission line is made, its boundaries must first be computed.

The boundaries of the emission lines are determined by a two-pass algorithm. First, the mean signal level of the spectrum is found. Then, the highest channel of the spectrum is taken as the starting point of the emission line. If the value of the two channels on both sides of the maximum are greater than 75% of the mean spectrum value, this point is considered to belong to the emission line. If not, the algorithm will skip to the next maximum of the spectrum until one is found that fulfill the restriction. This maximum is the starting point. This mechanism has been put in place when processing CCD data. A cosmic ray could have been the maximum point and it must be avoided to look for an emission line around it. In photon counting, where the observation is multiplexed and the camera is operated at high frame rate, this could virtually not happen. This mechanism also helps finding emission lines in really low SNR spectra.

Then, by walking both sides of the maximum, the first points that pass below the median flux and have a change in sign of the slope are found. This delimitates the rough emission line. If a change in sign of the slope is never encountered, the first point that falls below the median is taken as the boundary. Using those boundaries, the continuum is computed by taking the mean value of the channels that fall outside the emission line. The dispersion of that first continuum is computed as follows

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n-1} y_i^2 + \left(\sum_{i=1}^{i=n-1} y_i\right)^2}{n-1}}$$

The second pass involves starting back from the maximum channel previously found and walking both sides of it to find the first points that pass below the continuum plus dispersion, but if a change in sign of the slope is encountered in the 2σ range of the continuum, this point is taken as the boundary. This allows a better avoidance of the sky residuals that could still pollute the galaxy's spectra. The

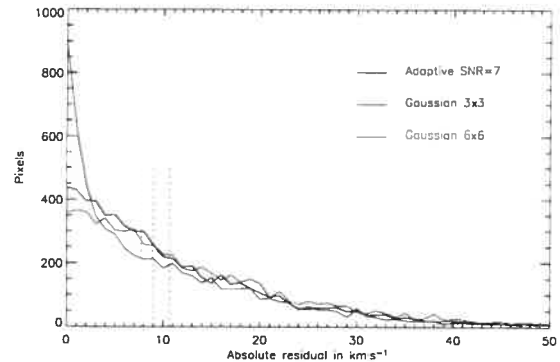


Figure 6. Histograms of the absolute velocity residuals of the velocity maps (smoothed - non-smoothed) of NGC 5055 obtained with different smoothing algorithms. The vertical lines show the median residual for each algorithm. For the gaussian 6x6 and 3x3 algorithms, the median residuals are 10.7 km s^{-1} and 8.9 km s^{-1} respectively. The median residual for the adaptive smoothing is 7.7 km s^{-1} . Note how the histogram of the residual of the adaptive smoothing peaks towards 0 km s^{-1} .

boundaries found are taken as the true boundaries of the emission line.

Now that the emission line is isolated, it is possible to extract the parameters of the spectrum. The continuum is computed by taking the mean signal outside the emission line and its dispersion is calculated. The center of the emission line is simply computed as the weighted centroid of the photons into the emission line boundaries, with the continuum subtracted.

Figure 3 shows how this *selective* intensity weighted mean algorithm performs as compared to a gaussian fitting algorithm. The simulated spectra were made of a gaussian convoluted with an airy function. Noise with a normal distribution was then added to the spectra to account for the many kinds of noise that can be encountered. For spectra where the signal dispersion relative to the amplitude of the emission line were > 0.2 , the gaussian fitting algorithm diverges completely. However, for less noisy spectra ($0.004 < \sigma_{relative} < 0.2$), the gaussian fitting algorithm performs slightly better. However, the error induced by the selective intensity weighted mean is less than 0.15 channel. In the right panel of Figure 3, the same comparison is made but it uses a spectrum that is polluted with a sky residual that has an amplitude that is 20% that of the emission line. Interestingly, the gaussian fitting algorithm performs better for low noise spectra ($0.01 < \sigma_{relative} < 0.1$), with an absolute error that is 0.2 channel lower. However, the gaussian fitting algorithm is still confused by noisy spectra and diverges. It was decided to use the selective intensity weighted mean algorithm since it performs very well for noisy spectra. This signal regime is usually seen in very diffuse areas and the ability to resolve kinematics in these regions dictates how extended is the signal coverage. When the SNR allows it, one could choose to use a curve fitting algorithm

Improved 3D Spectroscopic Data Reduction Techniques and Application to Scanning FP Data 7

to determine the position of the emission line. In these high SNR cases, the curve fitting algorithm could also be used to determine multiple emission line components.

4.2 Noise sources and SNR

In order to calculate properly the SNR of a spectra, it must be kept in mind that multiplex H α observations in photon counting mode are dominated by photon noise. One component of the signal-to-noise ratio must thus be the noise of the sum of the photons (N) contained in the emission line that are above the continuum (the photons that create the emission line in itself). Also, to account for the improperly removed sky lines, it is assumed that the continuum should be flat and its dispersion is used as another source of noise. This dispersion can also account for the read-out noise of the detector while processing CCD data. Obviously, in this case, the CCD signal must be gain-corrected so that the data is expressed in photons. The SNR is computed as follows

$$SNR = \frac{N}{\sqrt{N + \sigma^2}},$$

where

$$N = \sum_{i=0}^{i=n-1} (y_i - c)$$

is the number of photons in the emission line and c is the continuum level.

4.3 Binning and smoothing

The binning algorithm used is based on the one defined by Cappellari & Copin (2003), but it allows the SNR of the bin to be recalculated every time a new spectrum is added. This leads to a greater scatter in the resulting SNR of the bins, but it allows the limitation of the spatial resolution to be taken into account. This means that the SNR of the bins will not necessarily grow as more spectra are added. As a matter of fact, it was found that targetted SNR in the range of 5-10 are optimal. The original algorithm was also optimized to allow the processing of large data cubes (typically 512x512 pixels and 48 channels) in a reasonable amount of time.

The binning is made directly in the data cube. Then, a Delaunay triangulation algorithm is used to "melt" adjacent bins together, to avoid singularities, taking the flux weighted centroid of the bins as the nodal points of the triangles. This smoothed data cube is finally used to extract the radial velocity map, using the algorithm described in section 4.1 to find the barycentre of the emission line.

Applying an accurate sky emission subtraction is very important before attempting to adaptively smooth a data cube. As the SNR of a spectrum is calculated by looking at only one emission line, an inadequately subtracted sky will cause the algorithm to trigger on the sky residual rather than on the galaxy's signal. The resulting smoothed cube will therefore have a constant SNR on the sky residual and the SNR of the galaxy's emission will rarely be optimum.

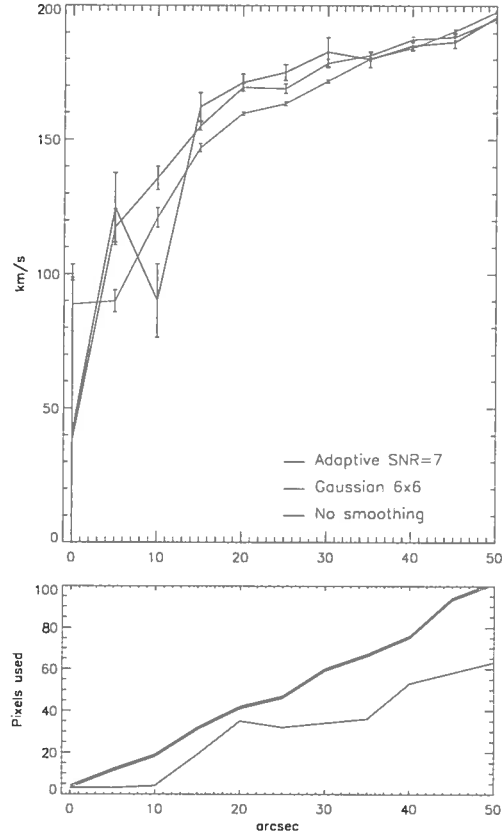


Figure 7. Comparison of different smoothing algorithms applied to a galaxy velocity map and the result on the inner part of the extracted rotation curve. **Top** : The rotation curves. Note that the adaptive smoothing algorithm minimizes the beam smearing effect. **Bottom** : The number of points of the velocity map used in each crown of the tilted ring model to extract the rotation curve. Note that even at the center of the galaxy, very few points are available in the non smoothed map.

5 RESULTS

Figures 4 and 5 show the results of different levels of smoothing on the extracted velocity maps of the galaxy NGC 5055. Figure 4 concentrates on the central parts of the galaxy, where the accuracy of the kinematical information is crucial (see section 5.1). The high resolution (non smoothed) velocity map gives accurate kinematical information but has a very small coverage. When a gaussian smoothing is applied, these small kinematical details are lost, rendering the radial velocity map inaccurate. Note that the unsmoothed map has been thresholded using its associated monochromatic map to avoid having pixels of low monochromatic flux, whose velocities were incorrectly determined, polluting the map. A threshold of 5 photons has been used.

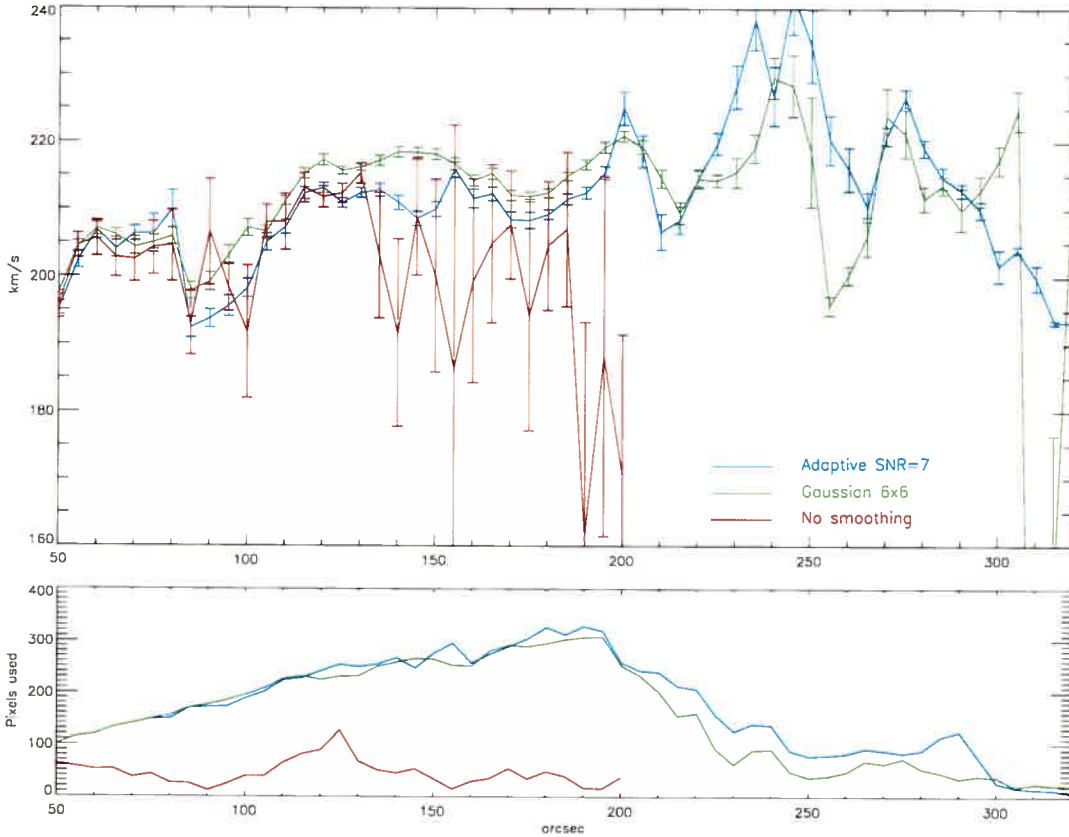
8 *O. Daigle et al.*


Figure 8. Comparison of different smoothing algorithms applied to a galaxy velocity map and the result on the whole extent of the extracted rotation curve. Points beyond $200''$ were removed for the non smoothed rotation curve as they were not accurate and were distracting. **Top** : The rotation curves. **Bottom** : The number of points of the velocity map used in each crown of the tilted ring model to extract the rotation curve.

When considering the extended part of the galaxy (Figure 5), it is obvious that spatial smoothing must be applied in order to resolve the kinematical information at large radii. In that case, a strong smoothing permits to have the best signal coverage but still causes velocity inaccuracies in the high SNR regions.

In both cases, the adaptively smoothed map gives the best results: high resolution, high level of detail, great coverage at the center of the galaxy and wide signal coverage in the low SNR regions. The median residuals of the adaptively smoothed map (Figure 6) are lower than the ones obtained with other smoothing algorithms (7.7 km s^{-1} against 8.9 km s^{-1} and 10.7 km s^{-1} for the gaussian 3×3 and 6×6 smoothings).

Naturally, this method is efficient when the SNR varies greatly from one region to another. If the SNR is the same everywhere, the effect of the adaptive smoothing will be roughly the same as a fixed size kernel smoothing.

5.1 Effect on rotation curves

Rotation curves derived from the data cubes are shown in Figures 7 and 8. The deep notch in the non smoothed rotation curve around $10''$ is explained by the few points used in determining this velocity, as shown by the bottom panel of the figure, and is thus inaccurate. When a slight smoothing is applied, this feature disappears. However, when the smoothing is too strong as it is the case for a 6×6 gaussian kernel, the rising part of the rotation curve is lowered. This produces an effect similar to the beam smearing observed in H_I data due to the limited spatial resolution. Adaptive smoothing should thus be preferred since, as shown by Blais-Ouellette et al. (1999), the rising part of the rotation curve is crucial in the determination of the dark-to-luminous mass ratio and of the mass models parameters. Note that the rotation curve extracted from the adaptively smoothed radial velocity map is very close to the rotation curve extracted

Improved 3D Spectroscopic Data Reduction Techniques and Application to Scanning FP Data 9

from the unsmoothed one within their error range ($\pm 1\sigma$) for nearly all points.

When considering the extended part of the rotation curve, strong smoothing must be applied to resolve the kinematics, as the signal in this region is very weak. Figure 8 shows that very few kinematical information is available when no smoothing is applied. Thus, when considering fixed-size kernel smoothing, multiple rotation curves must be merged together to recover both resolution and signal coverage.

The advantage of using an adaptive binning/smoothing algorithm is obvious for rotation curves extraction. It is the algorithm that produces the most accurate rotation curves, based on the largest spatial coverage possible. Moreover, it allows rendering high resolution kinematical information at the very center of the galaxies where even an unsmoothed radial velocity map could not produce accurate results. Having a data cube that is smoothed to a constant SNR would also allow one to search for multiple emission line components with greater ease.

6 CONCLUSION

It has been shown that rigorous data reduction techniques applied to 3D FP data help getting accurately the best of the information available. Whilst good sky emission removal methods are necessary to avoid contaminating the weak galaxy's signal, a smoothing algorithm that adapts itself to the signal available helps preserving spatial resolution and optimizes signal coverage. The effects of these methods are of high scientific importance: they help providing accurate and extended kinematical information, as demonstrated in section 5.1.

It is clear when comparing the three smoothing schemes in Figures 4 and 5 that the adaptive smoothing is doing as well as the heavy (6x6) Gaussian smoothing in the regions of weak signals while preserving the kinematical details in the regions of strong signals. Moreover, this technique avoids underestimating the velocities (beam smearing effect) in the inner parts of the rotation curves where the velocity gradient is strong, thus providing much more accurate kinematical data.

These data reduction techniques have already been applied for data presented in survey observation papers, such as the Big H α kinematics sample of BARred spiral galaxies (Hernandez et al. 2005) and the H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey (Daigle et al. 2005). The data for these surveys were gathered at the Observatoire du mont Mégantic 1.6 m telescope, the Canada-France-Hawaii 3.6 m telescope and the ESO/La Silla 3.6 m telescope. Not only do these methods provide data of high quality, they also reduce the time spent processing the data itself. In fact, a great deal of time was needed to manually clean up radial velocity maps where the sky emission had been improperly removed. With the growing number of galaxies observed in H α surveys, these techniques helps the processing of extensive amounts of data in a short period of time.

The data reduction techniques presented in this paper

focus mostly on FP data obtained with an Image Photon Counting System at H α . However, these methods can also be applied to other data sets, in particular to any 3D integral field data obtained with spectrometers based on grisms systems (optical fibers, microlenses, slicers). All the techniques described could also be applied to CCD FP data cubes. The sky emission subtraction method described in section 3, as well as the recalibration described in section 2, should work for any data cube in which sky-dominated regions are apparent. In the case where the galaxy occupies the whole field of view, an observation of the sky must be interlaced with the observation of the galaxy and the sky cube may then be subtracted from the galaxy cube.

APPENDIX I: AVAILABILITY

The data reduction routines described throughout this paper are available at <http://www.astro.umontreal.ca/fantom/reduction> in IDL language. The intensity weighted mean algorithm has been written in C language for performance reasons. The C module is loaded in IDL through the Dynamically Loadable Modules (DLM) mechanism. A Makefile is provided so that the compilation of the module under different flavours of Unix operating systems should be made easy. The routines can use as input files raw observational data (usually ADA files, containing only photon positions for the observation and AD3 files for the calibrations. See <http://www-obs.cnrs-mrs.fr/adhoc/adhoc.html> for AD* files format.) or they can be feed with interferograms cubes that have not yet been phase-corrected, phase-corrected cubes, phase-corrected and sky-subtracted cubes, and so on. This makes it possible to process data using another data reduction package and use these routines for some phases of the data reduction only. Other file types (such as the more standard FITS format) can be supported with the supplied FITS to AD* and AD* to FITS converters. The software also provides mosaicing and merging facilities to allow for large galaxies and galaxies observed at different times to be processed. This package does not (yet) include visualisation routines or any kind of interactive user interface. Visualisation applications of the ADHOCw package can be used (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr/adhoc/adhoc.html>) to view AD* files. They are designed to run under the Windows operating system, but they have been reported to work fine under Linux using the Windows Emulator (WINE) package (<http://www.winehq.com/>).

ACKNOWLEDGEMENTS

This study has been funded by the Fond Québécois de Recherche sur la Nature et les Technologies, who partly supported Olivier Hernandez, Laurent Chemin and Olivier Daigle. Claude Carignan's work was funded by the Conseil National de Recherche en Sciences Naturelles et Génie du Canada.

The FANTOMM project has been carried out by the Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale (LAE) of the Uni-

10 *O. Daigle et al.*

versité de Montréal using a grant from the Canadian Foundation for Innovation and the Ministère de l'Éducation du Québec.

REFERENCES

- Amram P., et al., 2002, *Ap&SS*, 281, 393
Blais-Ouellette S., Carignan C., Amram P., Côté S., 1999, *AJ*, 118, 2123
Cappellari M., Copin Y., 2003, *MNRAS*, 342, 345
Chemin L., Balkowski C., Cayatte V., Adami C., Amram P., Boselli A., Boulesteix J., Carignan C., Garrido O., Hernandez O., Marcelin M., Vollmer B., 2004, *SF2A 2004*, eds.: F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier and L. Pagani, astro-ph/0410308
Daigle, O., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin L., Balkowski, C. and Kennicutt, R., 2005, submitted to *MNRAS*
Gach J.-L., et al., 2002, *PASP*, 114, 1043
Garrido O., Marcelin M., Amram P., 2004, *MNRAS*, 349, 225
Hernandez O., Gach J., Carignan C., Boulesteix J., 2003, *SPIE*, 4841, 1472
Hernandez O., Carignan C., Amram, P., Chemin, L. and Daigle, O., 2005, accepted for publication in *MNRAS*
Swaters R. A., Madore B. F., Trewella M., 2000, *ApJ*, 531, L107

This paper has been typeset from a \TeX / \LaTeX file prepared by the author.

Chapitre 2

Cinématique $H\alpha$ d'un échantillon de galaxies proches

Introduction à l'article

L'article présenté dans les pages qui suivent présente les données cinématiques $H\alpha$ de 28 galaxies de l'échantillon SINGS. Les données ont été obtenues principalement au télescope de 1.6 mètre de l'Observatoire du mont Mégantic, mais également au Télescope Canada-France-Hawaii de 3.6 mètres à Hawaii ainsi qu'au télescope de 3.6 mètres de l'ESO à La Silla, au Chili. L'article discute aussi des avantages de la spectroscopie de champ intégral basée sur l'interférométrie de Fabry-Perot pour l'obtention de données cinématiques. L'article a été soumis à Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I.

O. Daigle^{1,5*}, C. Carignan^{1,5}, P. Amram^{2,5}, O. Hernandez^{1,2,5}, L. Chemin¹,
C. Balkowski^{3,5} and R. Kennicutt⁴

¹Observatoire du mont Mégantic, LAE, Université de Montréal, C. P. 6128 succ. centre ville, Montréal, Québec, Canada H3C 3J7.

²Observatoire Astronomique de Marseille Provence, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France.

³Observatoire de Paris, section Meudon, GEPI, CNRS UMR 8111 et Université Paris 7, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France.

⁴Department of Astronomy, Steward Observatory, 939 N. Cherry Ave., Tucson, AZ 85721-0065, USA.

⁵Visiting Astronomer, Canada France Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France, and the University of Hawaii.

Accepted . Received ; in original form

ABSTRACT

This is the first part of an $H\alpha$ kinematics follow-up survey of the SINGS sample. The data for 28 galaxies are presented. The observations were done on three different telescopes with FANTOMM, an integral field photon counting spectrometer, installed in the respective focal reducer of each telescope. The data reduction was done through a newly built pipeline with the aim of producing the most homogenous data set possible. Adaptive spatial binning was applied to the data cubes in order to get a constant signal-to-noise ratio across the field of view. Radial velocity and monochromatic maps were generated using a new algorithm and the kinematical parameters were derived using tilted-ring models.

Key words: galaxies: kinematics and dynamics — methods: observational. — techniques: radial velocities.

1 INTRODUCTION

The Legacy survey SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey) wants to characterize the infrared emission across the entire range of galaxy properties and star formation environments, including regions that until now have been inaccessible at infrared wavelengths (Kennicutt et al., 2003). SINGS will provide:

- new insights into the physical processes connecting star formation to the ISM properties of galaxies;
- a vital foundation of data, diagnostic tools, and astrophysical inputs for understanding SPITZER observations of the distant universe and ultraluminous and active galaxies;
- an archive that integrates visible/UV and IR/submillimeter studies into a coherent self-consistent whole, and enables many follow-up investigations of star formation and of the ISM.

The SPITZER observations will provide images in 7 different bands from $3.6\mu\text{m}$ to $160\mu\text{m}$ and spectroscopic data at medium and low resolution in the range $5-95\mu\text{m}$. These data will be used to trace the distribution and content of different dust components, from the PAHs and very small grains in the mid-IR, to the big grains in the far-IR. Ancillary multiwavelength observations will provide images in X-rays, UV ($1300-2800\text{ \AA}$ imaging and spectrophotometry), BVRIJHK, $H\alpha$, Pa α , FIR, submillimeter, CO and H_I. A total of 20 ground- and space-based telescopes are providing supporting data.

These data will help understand the process of star formation and feedback mechanisms that are fundamental parameters regulating the formation and evolution of galaxies. History of star formation has been strongly different for galaxies of different morphological type and luminosity. While short events of star formation, probably triggered by violent merging, formed most stars in elliptical galaxies, late-type systems seem to have their star formation modulated by the angular momentum (Sandage, 1986) or by the mass

* E-mail: [REDACTED]

2 *O. Daigle et al.*

of the initial system (Boselli, 2001). The process of star formation and feedback must thus be clearly understood in order to understand galaxies' evolution. However, these physical processes are still poorly known. The primordial atomic gas has to condense into molecular clouds to form stars. The newly formed stars inject metals into the interstellar medium via stellar winds, heat the dust and ionize the surrounding gas. It seems that the activity of star formation is regulated by the total gas surface density (Kennicutt, 1989), but it is still unclear what is the role of rotation in this process.

Even as important as it seems, no gathering of optical kinematical data was planned for the SINGS galaxies. This paper, by providing the $H\alpha$ kinematics over the whole optical extent for 28 galaxies of the SINGS sample, wants to make up for this lack. A total of 58 SINGS galaxies are potentially observable in the $H\alpha$ emission line (see section 2.1). The $H\alpha$ kinematics of the 30 remaining galaxies of the observable part of the sample will be published in a forthcoming paper. These data were obtained with FANTOMM on three different telescopes (see section 2.3). FANTOMM is an integral field spectrometer made of a photon-counting camera using a third generation photocathode, a scanning Fabry-Perot (FP) and a narrow-band interference filter. FANTOMM was coupled to the focal reducer of the telescopes used. The photocathode used has a high quantum efficiency ($\sim 30\%$ at $H\alpha$). This camera enables one to scan rapidly (~ 5 – 10 minutes) the FP Free Spectral Range (FSR) and to cycle many times during an observation, thus averaging changing photometric conditions, as compared to CCD observations where scanning must be done slowly to overcome the readout noise (details about the camera can be found in Hernandez et al., 2003 and Gach et al., 2002). In this paper, section 2 gives an overview of the observational campaign and of the galaxies studied. Section 3 discusses how the data were reduced, processed and how the kinematical data and parameters were extracted. Section 4 provides all the maps extracted from the work done in section 3. Section 5 discusses the advantages of FP kinematical data as compared to other kinematical data. A short appendix is added to comment the observational characteristics of the galaxies presented. Once completed, the data set will be available in the SINGS database, as for the other SINGS ancillary surveys.

2 OBSERVATIONS

2.1 The sample

The SINGS sample as defined by Kennicutt et al. (2003) is composed of 75 nearby ($\Delta < 30$ Mpc, median of 9.5 Mpc, for $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) galaxies, covering a wide range in a 3D parameter space of physical properties:

- morphological type (E to Im), which is also correlated with the Star Formation Rate (SFR) per unit mass, gas fraction and bulge/disk ratio;
- luminosity (IR-quietest to luminous IR galaxies), which is also correlated with galaxy mass, internal velocity and mean metallicity;

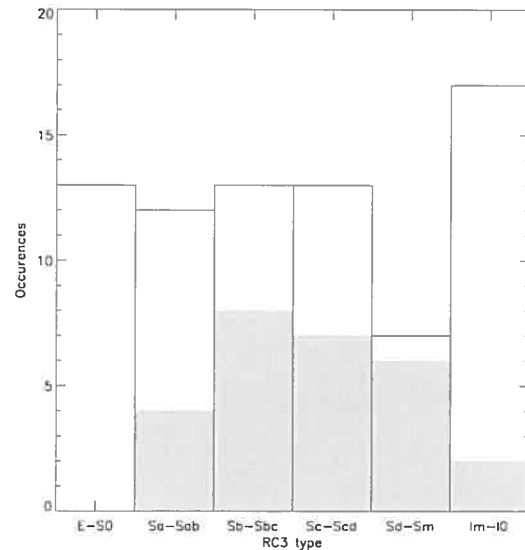


Figure 1. The SINGS RC3 galaxy type distribution. The grey area shows the galaxies presented in this paper.

- FIR/optical ratio covering over 3 orders of magnitude, which is also correlated with dust optical depth, dust temperature and inclination.

Roughly twelve galaxies were chosen in each RC3 type (E-S0, Sa-Sab, Sb-Sbc, Sc-Scd, Sd-Sm and Im-I0) which allows the coverage of a full combination of luminosity and infrared/optical ratio ($5 \times 10^5 L_{\odot} < L_V < 2 \times 10^{11} L_{\odot}$, $10^7 L_{\odot} < L(IR) < 10^{11} L_{\odot}$ and $0.02 < L(IR)/L_R < 42$). Care was also taken to choose galaxies covering a wide range of other properties, such as nuclear activity, inclination, surface brightness, CO/H_I ratio, bar structure, spiral arm structure, isolated/interacting, group members, cluster members. Galaxies lying far from the Galactic plane were preferred to avoid a high density of foreground stars and galactic extinction.

From the 75 galaxies of the sample, only those which present H_{II} regions (star formation regions) can be observed in $H\alpha$ in order to map their kinematics. Mainly, most early type galaxies (E to S0-Sa) lack $H\alpha$ emission and could not be observed. Starting from Sb galaxies, it is usually possible to extract the $H\alpha$ kinematics. Figure 1 shows the morphological type distribution of the presented galaxies and highlights the observational bias caused by the lack of $H\alpha$ emission in early-type galaxies. Also, Im-I0 galaxies are usually very small and could not be observed on the 1.6-m telescope at the Observatoire du mont Mégantic. These galaxies need a 4 meters class telescope to be observed. The velocity maps and the observed galaxies' positions are shown in Figure 2. This Figure also shows the relative sizes of the galaxies (in kpc). The basic galaxy parameters are presented in Table 1.

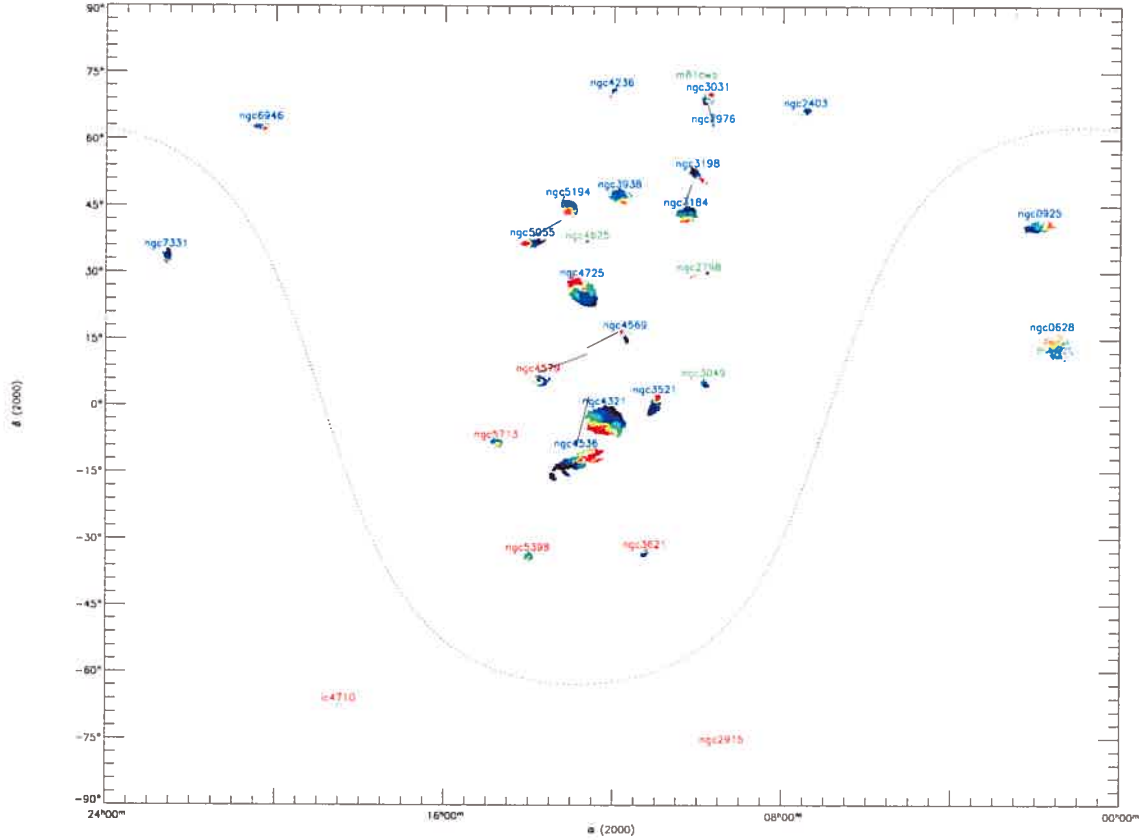
H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 3

Figure 2. The SINGS $H\alpha$ kinematics sky coverage so far. The names in blue correspond to the observations done at the OMM, in green at the CFHT and in red at the ESO 3.6-m telescope. Galaxies relative sizes are to scale. The galactic equator is shown as the dotted line. Naturally, there is a strong concentration toward the Virgo cluster.

Table 2 gives the observation conditions and information for each galaxy.

2.2 The hardware

All the observations were made with the integral field spectrometer, FANTOMM. It consists of a narrow-band (typically 15\AA) interference filter, a FP interferometer and a photon counting camera, used as the imaging device. FANTOMM is coupled to the respective focal reducer of the telescopes onto which it is attached. The focal reducer PANORAMIX is used at the 1.6-m telescope of the Observatoire du mont Mégantic (OMM), CIGALE at the ESO (La Silla) 3.6-m telescope and MOS/FP at the CFH 3.6-m telescope. The effective focal ratio, pixel size and field of view are summarized in table 3. Interestingly, the pixel size obtained at the OMM ($1.6''$), where most of the galaxies were observed, is a close match to the one achieved by the SPITZER's Infrared Array Cam-

era (better than $2''$ in the $3.6\text{--}8\mu\text{m}$ range). This is, however, pure coincidence.

The interference filter is used to “select” the radial velocity range that will be observed. It is chosen to allow only the galaxy's $H\alpha$ emission to pass through. Since most galaxies radial velocities span a maximum of $\pm 250 \sin i \text{ km s}^{-1}$, a maximum Doppler shift of $\pm 5.5\text{\AA}$ is expected around the galaxy's redshifted emission. The interference filter used must allow this emission to pass through whilst being as narrow as possible to avoid too much sky background emission from reaching the detector. A collection of 23 filters having a FWHM of $\sim 15\text{\AA}$, covering the red spectrum from 6565\AA to 6785\AA in steps of 10\AA was used to observe the galaxies in the sample. This set of filters allows galaxies with $-300 \text{ km s}^{-1} \lesssim v_{\text{sys}} \lesssim 10000 \text{ km s}^{-1}$ to be observed. Figure 3 shows a typical filter used for the observations. Centered at $\sim 6598\text{\AA}$, it has a FWHM of 18\AA . By tilting the filter by a couple of degrees, it is possible to blue shift its central wavelength by a few \AA to allow the filter to be exactly centered

4 *O. Daigle et al.*Table 1. Observational data for the SINGS H α kinematics sample.

Galaxy Name	α (J2000) (hh mm ss)	δ (J2000) ($^{\circ}$ ' ")	Type RC3	Δ ⁽¹⁾ (Mpc)	$D_{25}^{b,t}$ ⁽²⁾ (")	$B_T^{b,t}$ ⁽³⁾	$M_B^{b,t}$ ⁽⁴⁾	Systemic Velocity ⁽⁵⁾ (km s ⁻¹)
NGC 628	01 36 41.8	+15 47 00	SA(s)c	11.4	10.5 x 9.5	9.95	-20.33	657
NGC 925	02 27 16.8	+33 34 41	SAB(s)d	9.3	11.2	10.6	-19.24	554
NGC 2403	07 36 54.5	+65 35 58	SAB(s)cd	4.2	21.4	8.5	-19.61	132
NGC 2798	09 17 22.9	+41 59 59	SB(s)a pec	24.7	2.6 x 1	13.04	-18.92	1726
NGC 2915	09 26 11.5	-76 37 35	I0	2.7	1.9 x 1	13.25	-13.91	468
NGC 2976	09 47 15.4	+67 54 59	SAc pec	3.5	5.9 x 2.7	10.82	-16.90	3
NGC 3049	09 54 49.6	+09 16 18	SB(rs)ab	19.6	2.2 x 1.4	13.04	-18.42	1494
NGC 3031	09 55 33.2	+69 03 55	SA(s)ab	3.5	26.9 x 14.1	7.89	-19.83	-34
UGC 5423	10 05 30.6	+70 21 52	Im	3.5	0.9 x 0.6	15.19	-12.53	350
NGC 3184	10 18 17.0	+41 25 28	SAB(rs)cd	8.6	7.4 x 6.9	10.36	-19.31	592
NGC 3198	10 19 54.9	+45 33 09	SB(rs)c	14.5	7.8	11.1	-19.70	660
NGC 3521	11 05 48.6	-00 02 09	SAB(rs)bc	9	11 x 5.1	9.83	-19.94	805
NGC 3621	11 18 16.3	-32 48 45	SA(s)d	6.2	12.3 x 7.1	10.28	-18.68	727
NGC 3938	11 52 49.4	+44 07 15	SA(s)c	12.2	5.4 x 4.9	10.90	-19.53	809
NGC 4236	12 16 42.1	+69 27 45	SB(s)dm	2.2	16.4	9.5	-17.21	2
NGC 4321	12 22 55.2	+15 49 23	SAB(s)b	16.1	7.4	10.0	-21.03	1590
NGC 4536	12 34 27.1	+02 11 16	SAB(rs)bc	25	7.6 x 3.2	11.16	-20.82	1808
NGC 4569	12 36 49.8	+13 09 46	SAB(rs)ab	20	9.5 x 4.0	10.26	-21.24	-235
NGC 4579	12 37 43.6	+11 49 05	SAB(rs)b	20	5.9 x 4.7	10.48	-21.18	1591
NGC 4625	12 41 52.7	+41 16 25	SAB(rs)m pec	9.5	2.2 x 1.9	12.92	-16.97	609
NGC 4725	12 50 26.6	+25 30 06	SAB(r)ab pec	17.1	10.7 x 7.6	10.11	-21.05	1206
NGC 5055	13 15 49.3	+42 01 45	SA(rs)bc	8.2	12.6 x 7.2	9.31	-20.26	504
NGC 5194	13 29 52.7	+47 11 43	SA(s)bc pec	8.2	11.2 x 6.9	8.96	-20.61	463
NGC 5398	14 01 21.5	-33 03 50	SB(rs)dm	15	2.8 x 1.7	12.78	-18.10	1216
NGC 5713	14 40 11.5	-00 17 21	SAB(rs)bc pec	26.6	2.8 x 2.5	11.84	-20.28	1883
IC 4710	18 28 38.0	-66 58 56	SB(s)m	8.5	3.6 x 2.8	12.5	-17.14	741
NGC 6946	20 34 52.0	+60 09 15	SAB(rs)cd	5.5	14.9	7.92	-20.78	46
NGC 7331	22 37 04.1	+34 24 56	SA(s)b	15.7	10.5 x 3.7	10.35	-20.63	816

(1) Δ : distance in Mpc, flow-corrected for $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, as presented in Kennicutt et al. (2003).(2) $D_{25}^{b,t}$: optical diameter at the 25 magnitude/arcsecond² in B, corrected for the effects of projection and extinction. Taken from the RC3.(3) $B_T^{b,t}$: corrected total apparent magnitude in B. Taken from the RC3.(4) $M_B^{b,t}$: corrected total absolute magnitude in B. Calculated from Δ and $B_T^{b,t}$.

(5) Systemic velocity : galaxy's systemic velocity. Taken from Kennicutt et al. (2003).

on the galaxy's rest H α emission. The filters must also be chosen according to the expected outdoor temperature as they are typically blue shifted as temperature goes down. This shift is of the order of $-0.2\text{\AA}\cdot\text{K}^{-1}$. As filters age, they also tend to blue shift. They must be scanned regularly to keep a good knowledge of their characteristics.

The FP interferometer is chosen to allow most of the H α emission of the galaxy to be visible in a single Free Spectral Range (FSR). The interference orders of the FP interferometers used vary from $p=609$ ($\text{FSR} = 10.93\text{\AA}$) to $p=899$ ($\text{FSR} = 7.3\text{\AA}$) at rest H α . Another parameter that has to be taken into account is the FP *Finesse*. The Finesse, F , is a dimensionless value expressing the spectral resolution, R , of the etalon such as

$$R = \frac{F\lambda_0}{\text{FSR}} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

and

$$\text{FSR} = \frac{\lambda_0}{p}$$

To properly sample the light that comes out of the FP, the number of channels scanned must be at least 2.2 times (Nyquist) the Finesse. Many different factors affect the Finesse: the reflectivity of the reflecting plates of the FP, the optical and mechanical properties of the surfaces (usually polished to $< \frac{\lambda}{100}$), the temperature, the humidity, and the observational setup (the parallelism, the accuracy of the focus of the focal reducer). In fact, the environmental effects and the observational setup should not affect the Finesse, but, as shown by Table 4, the scatter in Finesses obtained must be explained by these phenomena. Finesses achieved for the observations presented in this paper range from 8 to 20. A total of 3 different FP etalons were used for the observations. The interference filter and PF interferometer

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 5

Table 2. Journal of the Fabry Perot Observations.

Galaxy Name	Date	$\lambda_c^{(4)}$ (Å)	Filter FWHM ⁽⁵⁾ (Å)	$T_{max}^{(6)}$ (%)	Effective integration $t_{exp}^{(7)}$ (min.)	$t_{channel}^{(8)}$ (min)	$p^{(9)}$	Fabry Perot FSR ⁽¹⁰⁾ (km s ⁻¹)	$F^{(11)}$	$R^{(12)}$	Sampling nch ⁽¹³⁾	stp ⁽¹⁴⁾ (Å)
NGC 628 ⁽¹⁾	18/11/2003	6598	18.2	73	149	2.33	899	333.47	23.6	21216	64	0.11
NGC 925 ⁽¹⁾	11/02/2002	6584	15	75	132	2.75	765	391.88	16	12240	48	0.18
NGC 2403 ⁽¹⁾	17/11/2002	6569	10	50	120	3.00	765	391.88	14	10710	40	0.21
NGC 2798 ⁽²⁾	04/04/2003	6608	16.2	69	96	2.00	899	333.47	16	14384	48	0.15
NGC 2915 ⁽³⁾	04/21/2004	6581	19.8	60	149	4.67	609	492.27	14.3	8580	32	0.34
NGC 2976 ⁽¹⁾	30/01/2003	6581	19.8	60	184	3.83	899	333.47	16.5	14834	48	0.15
NGC 3049 ⁽²⁾	08/04/2003	6598	18.2	73	144	3.00	899	333.47	17.4	15643	48	0.15
NGC 3031 ⁽¹⁾	06/02/2003	6581	19.8	60	272	5.55	899	333.47	14.3	12856	48	0.15
UGC 5423 ⁽²⁾	06/04/2003	6565	15	40	120	2.50	899	333.47	18.5	16632	48	0.15
NGC 3184 ⁽¹⁾	18/02/2004	6584	15.5	74	162	3.37	765	391.88	17.6	13464	48	0.18
NGC 3198 ⁽¹⁾	06/03/2003	6584	15.5	74	260	5.00	899	333.47	23	20976	52	0.14
NGC 3521 ⁽¹⁾	19/02/2004	6584	15.5	74	120	2.50	765	391.88	16.0	12240	48	0.18
NGC 3621 ⁽³⁾	04/20/2004	6584	15.5	74	128	4.00	609	492.27	14.4	8640	32	0.34
NGC 3938 ⁽¹⁾	11/03/2004	6584	15.5	74	128	2.66	765	391.88	16.8	12852	48	0.18
NGC 4236 ⁽¹⁾	27/02/2004	6581	19.8	60	182	3.50	899	333.47	23	20977	52	0.14
NGC 4321 ⁽¹⁾	25/02/2003	6608	16.2	69	260	5.00	899	333.47	23	20977	52	0.14
NGC 4536 ⁽¹⁾	14/03/2004	6598	18.2	73	163	3.40	765	391.88	21.3	16295	48	0.18
NGC 4569 ⁽¹⁾	11/03/2002	6569	15.0	60	152	3.80	765	391.88	20.5	15682	40	0.21
NGC 4579 ⁽¹⁾	04/04/2002	6598	10.0	60	92	2.30	609	492.27	19.6	14494	40	0.27
NGC 4625 ⁽²⁾	06/04/2003	6581	19.8	60	120	2.50	899	333.47	15.9	14294	48	0.15
NGC 4725 ⁽¹⁾	19/02/2004	6584	15.5	74	120	2.50	765	391.88	18.7	14305	48	0.18
NGC 5055 ⁽¹⁾	14/03/2004	6584	15.5	74	128	2.66	765	333.47	16.8	12852	48	0.15
NGC 5194 ⁽¹⁾	18/05/2003	6581	19.8	60	246	5.14	899	333.47	20.7	18609	48	0.15
NGC 5398 ⁽³⁾	04/10/2004	6598	18.2	73	149	4.66	609	492.27	12.0	7308	32	0.34
NGC 5713 ⁽³⁾	04/13/2004	6608	16.2	69	150	6.25	609	492.27	9.5	5785	24	0.45
IC 4710 ⁽³⁾	04/15/2004	6598	18.2	73	48	2.00	609	492.27	8.8	5359	24	0.45
NGC 6946 ⁽¹⁾	19/11/2002	6569	10	50	120	2.00	765	391.88	14	10710	40	0.21
NGC 7331 ⁽¹⁾	03/11/2002	6584	15.5	74	174	3.62	765	391.88	15.9	12164	48	0.18

(1) OMM : Observatoire du mont Mégantic, Québec, Canada. 1.6m telescope.

(2) CFHT : Canada-France-Hawaii Telescope, Hawaii, USA. 3.6m telescope.

(3) ESO : European Southern Observatory, La Silla, Chile, 3.6m telescope.

(4) λ_c : non tilted filter central wavelength at 20°C.

(5) FWHM : non tilted filter Full Width Half Maximum at 20°C.

(6) T_{max} : non tilted filter maximum transmission at λ_c and at 20°C.(7) t_{exp} : total effective exposure time in minutes (Total exposure time * mean counting efficiency).(8) $t_{channel}$: total effective exposure time per channel in minutes (total exposure time per channel * mean counting efficiency).(9) p : FP interference order at $H\alpha$.(10) FSR : FP Free Spectral Range at $H\alpha$ in km s⁻¹.(11) F : mean Finesse through the field of view.(12) R : spectral resolution ($\Delta\lambda/\lambda$) according to the computed *Finesse*.

(13) nch : number of channels done by cycle in multiplex observations.

(14) stp : wavelength step in Å.

must be chosen so that no more than 3 FSRs of the etalon pass through the filter, as shown in figure 3.

The photon counting camera used for this survey is based on a GaAs Hamamatsu photocathode coupled with a Dalsa commercial CCD. The photocathode has a quantum efficiency of ~28% at $H\alpha$ and the CCD has 1024×1024 12.5 μ m square pixels. The CCD was operated in its low spatial resolution mode, where pixels are binned 2×2, and at a frame rate of 40 frames per seconds. The effective pixel sizes on the sky are given in Table 3. The photon counting cam-

era is an essential tool to achieve such a survey. Its ability to rapidly scan the FP interferometer allows the photometric conditions' variations to be averaged out. For comparison, in CCD observations, each FP channel must be observed for at least 5 contiguous minutes to make sure that the read-out noise of the CCD does not mask the weak galaxy's signal. This means that photometric conditions must not significantly change for ~4 hours with CCD observations (given that 48 FP channels are scanned). In photon counting, channels are observed for 5 to 15 seconds and cycles are looped

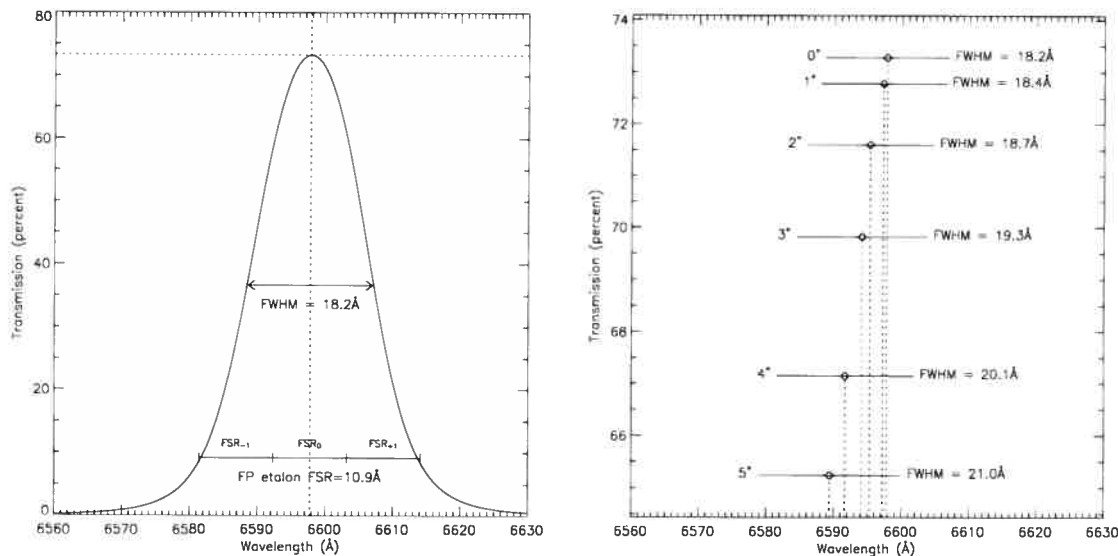
6 *O. Daigle et al.*

Figure 3. Left panel shows a typical interference filter transmission curve (experimental data) at 20°C. As shown in the right panel, filters may be tilted by a few degrees to blue shift the peak transmission wavelength by a couple of Å to allow it to be centered on the H α emission of a galaxy, at the price of a broadened transmission curve and a decreased peak transmission. In the bottom of the left panel is shown how FP interferometer and interference filters must be chosen to avoid having too many Free Spectral Ranges to pass through the filter.

every 4 to 15 minutes. Many cycles are made during an observation. Signal-to-noise ratio (SNR) estimations can be made throughout the observations and the observer can decide when to stop the integration. Since the calibration lamp is pretty strong as compared to galaxies' fluxes, the calibrations are done in analog mode (non photon counting). Typically, calibration channels are integrated 1 second each.

2.3 Observing runs

The observations of the sample presented here were spread over ten observing runs taking place in the last two years. Eight runs took place at the Observatoire du mont Mégantic 1.6-m telescope (OMM), where FANTOMM is a permanent instrument. FANTOMM was taken to the Canada-France-Hawaii 3.6-m Telescope (CFHT) and the European Southern Observatory 3.6-m telescope (ESO/La Silla) as a visitor instrument for the other two runs of this survey. The large field of view available at the OMM permitted the observation of large galaxies (NGC 5194, NGC 3031...) in one single field. Smaller galaxies visible in the northern hemisphere were observed at the CFHT. A single observing run took place in the southern hemisphere on the ESO/La Silla telescope in April 2004. Few galaxies of the SINGS survey were visible at that time, resulting in a poor coverage of galaxies at negative declinations.

3 DATA REDUCTION

Raw observational data consist of many data files that contain photons' positions for every cycle/channel duo. If cycling is done with, say, 15 seconds per channel integration time, one file is created every 15 seconds. Data reduction consists of the following steps:

- integration of the raw data files into an interferogram data cube (3D data cube sliced for every FP channel);
- phase correction of the interferograms to create wavelength-sorted data cubes (3D data cube sliced for every wavelength interval);
- hanning spectral smoothing;
- sky emission removal;
- spatial binning/smoothing;
- extraction of radial velocity maps from emission line positions;
- addition of the astrometric information (World Coordinate System information) to the data files;
- kinematical information extraction.

All the reduction was performed with IDL routines inspired by the ADHOCw reduction package (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr/adhoc/adhoc.html>), except for the last two steps, in which cases third party software was used (see respective sections for more details). The IDL reduction package was written to allow more flexibility of the data reduction, such as telescope guiding error correction, pseudo-flat correction using sky background emission, better

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 7

Table 3. FANTOMM characteristics on various telescopes.

Telescope Name	D m ⁽¹⁾	F/D ⁽²⁾	Pixel size (") ⁽³⁾	FOV (') ⁽⁴⁾	FOV _{unvignet} (') ⁽⁵⁾
CFHT	3.6	2.96	0.48	5.83	3.91
ESO	3.6	3.44	0.42	5.01	5.01
OMM	1.6	2.00	1.61	19.43	19.43

⁽¹⁾D : telescope diameter in meter.

⁽²⁾F/D : focal length over telescope diameter ratio calculated from the effective pixel size on the sky.

⁽³⁾Pixel size : pixel size after binning 2 \times 2, the original GaAs system providing 1024 \times 1024 pixels of 12.5 μ m.

⁽⁴⁾FOV : diagonal Field Of View of the detector.

⁽⁵⁾FOV_{unvignet} : unvignetted (usable) field of view.

removal of the sky background emission through sky cube fitting, stronger emission line barycenter determination algorithm, etc. The newly introduced reduction routines are summarized here. More information on this reduction package will be available in a forthcoming paper (Daigle et al. 2005).

3.1 Raw data integration and wavelength map creation

Files stored during an observation are made of the position of every photon that fell on the detector for a given FP position. The observed wavelength through a FP etalon is given by

$$p\lambda = 2ne \cos \theta,$$

where p is the interference order at λ_0 (H α or 6562.78 \AA for all observations presented in this paper), n the index of the medium, e the distance between the plates of the FP and θ the incidence angle on the FP. For a given gap e and index n , every θ in a single channel is exposed to a different wavelength, which is to say that different pixels see different wavelengths. Thus, a phase calibration must be applied to transform raw interferograms into wavelength-sorted data cubes. This calibration is obtained by scanning a narrow Ne emission line. The bright line at 6598.95 \AA has been chosen since it falls close to the red-shifted H α emission lines observed, limiting the phase shift in the dielectric layer of the FP. This calibration must be done in exactly the same conditions as the observations. It is thus convenient to acquire this calibration data just before starting an integration, when the telescope is already on the object. Since these calibrations are done with the camera in analog mode (as compared to photon counting mode), the overhead is very small (of the order of a minute). This allows one to perform a calibration at the beginning and at the end of an integration and to sum them in order to average tiny variations of the FP etalon during the integration.

From this calibration data, a phase map is created. The phase map provides the shift that has to be applied

in the spectral dimension to every pixel of the interferogram cube to bring all channels to the same wavelength. By applying this phase map to the interferogram data cube, the wavelength-sorted data cube is created. An uncertainty still remains on the zero point of the velocity scale since the observed wavelength is only known modulo the FSR of the interferometer

$$FSR \equiv \Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{p}.$$

This uncertainty is removed by means of comparisons with long-slit spectroscopy or 21-cm H $_I$ data.

The computed wavelength of every slice of the resulting (calibrated) data cube is not absolute. When the observed wavelength is far from the calibration wavelength, the difference will increase. This is caused mainly by the semi-reflective, high Finesse coating of the FP etalon, which is hard to model. Absolute calibrations (in development), done at the same scanning wavelength would be a way of getting rid of these differences. Absolute post-calibration using observed sky spectrum emission lines in the data cube, which must include compensation for the interference filter transmission curve, has been worked on but requires more testing to prove its accuracy. Nevertheless, *relative* wavelength measurements are accurate to a fraction of a channel ($< 0.05\text{\AA}$) over the field. This leads to line of sight velocity (LOSV) measurement errors of less than 3 km s $^{-1}$.

Since the observational data are split in files representing a maximum of 15 seconds integration, it is possible to correct slight telescope guiding errors that could occur throughout the entire integration (typically 2-3 hours). This correction must be made at the same time as the raw data integration. But, as a spatial translation in the interferogram domain will induce a wavelength shift in the spectral domain, the phase calibration must be applied at the same time as the raw integration. Results presented in this paper have undergone the phase calibration at the same time as the raw data integration in order to render guiding error corrections possible.

3.2 Sky emission removal

The sky emission in the neighborhood of H α at rest, caused by geocoronal OH molecules is often stronger than the galaxy's diffuse H α emission. It is thus highly important to properly remove this emission prior to the extraction of the radial velocity map. As opposed to the ADHOCw package, where the OH emission lines are removed by the subtraction of a single integrated profile taken from user-selected sky regions, the data presented in this paper have been processed differently. Due to inhomogeneities in the spatial and spectral responses of the interference filter, the subtraction of a single spectrum can lead to positive and negative residuals in the data cube, where not enough or too much of the spectrum were subtracted. To avoid having to deal with such issues, and to improve the galaxies' signal coverage, a sky cube has been reconstructed by taking single pixel's spectra in the sky dominated regions and interpolating (or extrapolating) it in the galaxy's dominated spectra. This sky cube

8 *O. Daigle et al.*

Table 4. FP interferometers characteristics

Interferometer	p	FSR	F	R
1	899	333.47	15.6 - 23.6	14294 - 21216
2	765	391.88	14.0 - 21.3	10710 - 16295
3	609	492.27	8.8 - 19.6	5259 - 14494

was then subtracted from the data cube. This proved to be a much better procedure. For best results, the surface covered by the sky dominated regions and the galaxy dominated regions should be in a $\sim 1:1$ ratio.

3.3 Adaptive spatial binning and smoothing

In order to allow the LOSV of a galaxy's region to be properly determined, a minimum SNR is required. Cappellari & Copin (2003) used 2D Voronoi tessellations to create uniform SNR velocity maps of Sauron data. Starting from this work, an adaptive binning algorithm was developed for FP 3D data cubes. The main difference between the two algorithms is the way by which pixels are accreted into bins. Where Cappellari & Copin compute the SNR of a bin by means of

$$SNR = \frac{\sum_i Signal_i}{\sqrt{\sum_i Noise_i}},$$

where $Signal_i$ and $Noise_i$ are precomputed signal and noise value of the spectra that will be binned, the SNR of the spectra presented in this paper have been recomputed each time a new spectrum was added to a bin. In short, each time a spectrum was added, it was summed with the other spectra of the bin and a new SNR was recomputed by means of

$$SNR = \frac{N}{\sqrt{N + \sigma^2}},$$

where σ is the dispersion of the continuum of the spectrum and N the number of photons composing the emission line located above the continuum. Typically, a target SNR of 5 has been used. After the binning process, a Delaunay triangulation algorithm was used to smooth bins of each channel of the data cubes.

This smoothing method has been preferred to the fixed-sized kernel convolution (such as a 6×6 gaussian). Adaptive spatial binning allows the spatial resolution to be kept in high SNR regions while still providing large signal coverage in low SNR regions.

3.4 Radial velocity map extraction

Radial velocity, monochromatic, continuum and dispersion maps are extracted with a single emission line detection algorithm. This algorithm is based on barycenter computation. The central position of the emission line is computed

with photons above the continuum that constitute the emission line. The radial velocity is then computed as

$$v_{obs} = \left(\frac{\left(\frac{\lambda_{obs}}{\lambda_0} \right)^2 - 1}{\left(\frac{\lambda_{obs}}{\lambda_0} \right)^2 + 1} \right) * c + corr,$$

where λ_{obs} is the emission line computed barycenter wavelength, λ_0 the rest wavelength (here, H α), c the speed of light in vacuum and $corr$ the heliocentric velocity correction computed for the time of the observation.

In the case where more than one velocity component are present in the spectrum, only the strongest emission line will be taken into account. When two emission lines are spectrally close and have comparable amplitudes, they may be taken as a single one having a larger velocity dispersion. More details are available in Daigle et al. (2005).

3.5 Astrometry

Astrometric information was attached to the processed files by using the task `koords` in the KARMA package (Gooch, 1996). Right ascension, declination, pixel size and field rotation information are embedded in all files and permit their easy comparison with other survey images (DSS, 2MASS, SPITZER). To do so, original ADHOCw files types (ad2, ad3) were modified to allow these data to be stored. This is also an important step since the position angle (PA) of the major axis, whose determination is explained in the next section, is field orientation dependent. Moreover, the astrometric information is necessary to combine the kinematical data to the SINGS and ancillary multi wavelength surveys.

3.6 Kinematical parameters

The ROTCUR routine in the GIPSY package was used to find the kinematical parameters of the galaxies studied. ROTCUR works by fitting tilted ring models to velocity information found in the velocity maps. V_{obs} is obtained using the following equation:

$$V_{obs} = V_{sys} + V_{rot}(R) \cos \theta \sin i + V_{exp}(R) \sin \theta \sin i,$$

where V_{sys} is the systemic velocity of the system studied, V_{rot} is the rotation velocity, V_{exp} the expansion (non-circular) velocity, i the inclination of the ring and R and θ the polar coordinates in the plane of the galaxy. The same procedure was used for all the galaxies of the sample. To allow for a good sampling frequency, the ring width used was always at least 3 times the pixel size.

The extraction of the kinematical parameters is done as follows. The photometric parameters of the galaxies (position angle (PA), inclination (i)) are taken from the RC3 catalog as initial parameters. The photometric inclination is calculated as $I = \cos^{-1}(10^{-R_{25}})$. The rough rotational center of the galaxies is taken by looking at the continuum maps extracted at section 3.4 and taking the point where the continuum is the highest near the center of the galaxy (usually obvious for spiral galaxies, trickier for irregular, low surface brightness and distorted ones). The starting point of

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 9

Table 5. Photometric and kinematical parameters

Galaxy name	Photometric ⁽¹⁾		Kinematical	
	PA(°)	Incl.(°)	PA(°)	Incl.(°)
NGC 628	25	24	26.4±2.4	21.5±4.5
NGC 925	102	56	105.0±1.0	50.0±1.5
NGC 2403	127	56	125.0±1.0	60.0±2.0
NGC 2798	160	68	— ⁽²⁾	— ⁽²⁾
NGC 2915	129	59	— ⁽²⁾	— ⁽²⁾
NGC 2976	323 ⁽³⁾	63	323.5±3.5	70.2±4
NGC 3049	25	49	— ⁽²⁾	— ⁽²⁾
NGC 3031	337 ⁽³⁾	58	332.9±1.2	62.4±1
UGC 5423	320 ⁽³⁾	49	320.5±5	58.8±6
NGC 3184	135	21	176.4±4 ⁽⁴⁾	16.7±1.1
NGC 3198	35	67	33.9±0.3	69.8±0.8
NGC 3521	343 ⁽³⁾	62	342.0±1.1	66.7±2
NGC 3621	339 ⁽³⁾	55	342.5±2.9	65.2±4
NGC 3938	151 ⁽³⁾⁽⁵⁾	24	199.5±5 ⁽⁴⁾	7.7±3.2
NGC 4236	162	71	156.1±1.6	76.1±0.7
NGC 4321	30	32	27.0±1.0	31.7±0.7
NGC 4536	310 ⁽³⁾	65	300±2	68±3
NGC 4569	23	63	24.7±4.4	66.7±5
NGC 4579	95	37	89.5±4.5	45.7±7.3
NGC 4625	162 ⁽³⁾⁽⁵⁾	29	126±5 ⁽⁴⁾	35.9±6
NGC 4725	35	45	30.3±1.6	50.8±2.1
NGC 5055	105	55	98.0±1.9	63±2
NGC 5194	163	52	169.0±4.2	47±5
NGC 5398	172	53	— ⁽²⁾	— ⁽²⁾
NGC 5713	190 ⁽³⁾	27	203±5.8	33±4.8
IC 4710	5	39	— ⁽²⁾	— ⁽²⁾
NGC 6946	250 ⁽³⁾⁽⁵⁾	32	239.0±1.0	38.4±3.0
NGC 7331	171	69	165±1.2	78.1±2.7

⁽¹⁾Photometric parameters taken from the RC3 catalog.

⁽²⁾It is useless or impossible to determine the kinematical parameters for this galaxy due either to the lack of large-scale rotation or the interaction with another galaxy.

⁽³⁾A 180° rotation was applied to the photometric PA in order to be able to compare it with the kinematical PA.

⁽⁴⁾The photometric and kinematical PA do not agree even with a 180° rotation. This usually happens for face-on galaxies.

⁽⁵⁾This photometric parameter was not available in the RC3 database and was taken from the 2MASS Large Galaxies Atlas.

the systemic velocity is the one used to select the interference filters, as explained in section 2.2.

The initial photometric PA must be sometimes corrected ($\pm 180^\circ$) to properly represent the kinematical PA, that is, the angle from North Eastwards to the receding side of the galaxy. Also, GIPSY does not take into account the field rotation of the supplied radial velocity map. The starting PA is adjusted in order to reflect this.

First, ROTCUR is run to find the real kinematical center of the galaxy and its systemic velocity by fixing both PA and i and leaving the other parameters free. The analysis of the output of ROTCUR is made with IDL routines that permit the extraction of statistics on the free parameters, such as median, mean, error weighted mean, standard deviation and linear fit. If the output is too noisy, ROTCUR

was run again, starting with another set of initial parameters, until the median of the absolute residual of the computed model was below 10 km s^{-1} . Then, having properly determined the kinematical center and the systemic velocity, the real kinematical PA and inclination were set as free parameters, fixing all the others. Finally, having found the five kinematical parameters (x_c , y_c , V_{sys} , PA and i), they were fixed and ROTCUR was run again to find V_{rot} . It was decided to use fixed values of PA and i across the whole galaxy as disks are rarely warped inside their optical part. Warps are mainly seen in disks for $R > R_{opt}$. However, the PA is observed to vary as function of radius for some galaxies (e.g. NGC 4579). The PA value is thus chosen in part of the disk where it reaches an almost constant value. The errors on the kinematical parameters found can thus be artificially lowered since the non-axisymmetric parts of the galaxies are discarded from the fit.

4 RESULTS

The kinematical parameters found by means of the method described in section 3.6 are presented in table 5.

In Appendix B, for each galaxy of the sample, the XDSS blue image, the SPITZER $3.6\mu\text{m}$ image, the H α monochromatic image, where the continuum has been suppressed, and the RV map are provided. A Position-Velocity (PV) diagram is given when it was possible to extract the kinematical parameters from the radial velocity map. All images for a given galaxy have the same angular scale. Blue, IR and H α monochromatic images have a logarithmic intensity scale. The color scales of the radial velocity maps and the PV diagrams are linear.

Since the calibrations and the observations are most of the time done through different interference filters, the presented monochromatic maps could not be flux calibrated.

Rotation curves and mass models will be presented in a forthcoming paper (Nicol et al. in preparation).

5 DISCUSSION

In this section, we discuss the advantages and limitations of H α kinematic observations using integral field spectroscopy over other kinematic observational methods.

5.1 Better resolution of the inner rotation curve

Of course, the signal coverage of the H α observations is less extended than for the H I observations but it allows to resolve the rising part of the rotation curve with greater precision. Figure 4 shows a 21-cm PV diagram of NGC 5055 taken from Wevers, van der Kruit, & Allen (1986). From the 21-cm data alone, one can calculate that the maximum velocity gradient at the center of the galaxy is of the order of $\sim 45 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. The red line shows the rotation curve derived from the H α data, which has a maximum gradient of $\sim 300 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. This shows how the 21-cm data are affected by beam smearing. For H I , the beam Full Width

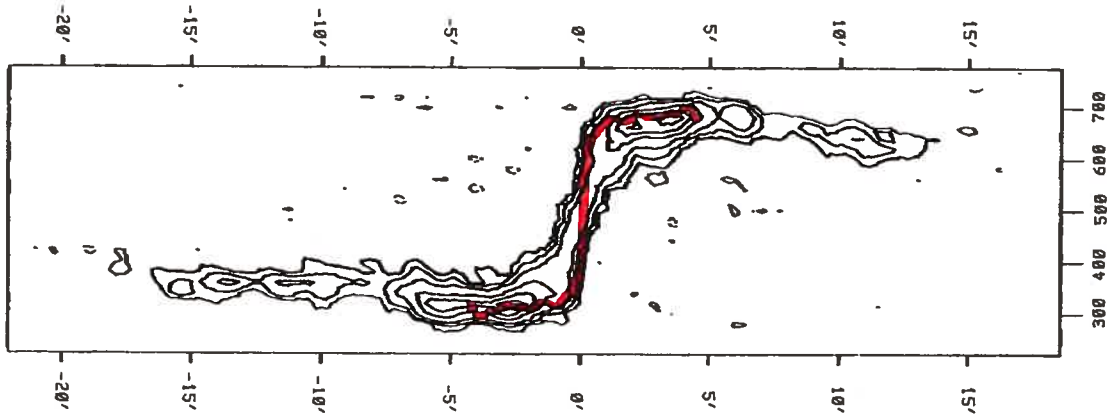
10 *O. Daigle et al.*

Figure 4. H I data of NGC 5055 taken from Wevers, van der Kruit, & Allen, 1986, and H α rotation curve superposed on it (red line). This figure clearly shows the effect of beam smearing on H I data and the need for H α data to resolve the kinematics at the center of galaxies. In H I , the beam Full Width Half Power (FWHP) was $49'' \times 73''$ while the H α resolution is $1.6'' \times 1.6''$

Half Power (FWHP) is $49'' \times 73''$ while the H α resolution is $1.6'' \times 1.6''$.

The rising part of the rotation curve is crucial in the determination of the dark-to-luminous mass ratio (Blais-Ouellette et al., 1999) and in the determination of the mass model parameters. For the sake of comparison, maximum achievable 21-cm beam width at the VLA in B configuration is $\sim 4''$ usable only for the strongest emitting galaxies, while it is $\sim 12.5''$ in C configuration, where sensitivity is high enough to observe the weak galaxies' signal. NGC 5055 harbors double emission lines in its center, as noted by Blais-Ouellette et al. (2004). Resolving such details needs both the high spatial and spectral resolution of the integral field spectroscopy used throughout this study.

5.2 Better determination of the orientation parameters

One of the main advantage of the determination of galaxies' kinematics using integral field spectroscopy at H α over long slit spectroscopy is that there is no *a priori* knowledge needed on the galaxy apart from its systemic velocity (which is usually well known within a $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$ range for nearby galaxies, which is enough for accurate observations). In long slit spectroscopic observations, the PA of the galaxy must be known as the slit must lie on the major axis. The PA is thus usually determined by fitting ellipses to the optical isophotes. As Table 5 shows, there is sometimes a great discrepancy between published photometric and kinematical parameters.

The effect can be well illustrated with the nearly face-on ($i = 17^\circ$) galaxy NGC 3184. The photometric PA of 135° is 41° off from the kinematical PA found. This PA error can lead to a substantial underestimate of the rotation velocities for highly inclined galaxies. Also, for some galaxies, the kinematical center is not superposed on the photometric

center. This can also lead to large errors on the rotational velocities.

Figure 5 shows the effect of using the photometric PA to observe this galaxy in long slit spectroscopy. The resulting rotation curve is less steep in the center of the galaxy and the maximum rotational velocity is underestimated (RMS error is 38.4 km s^{-1}), which affects the mass models used to determine the dark matter content. Using integral field spectroscopy, the kinematical PA is determined *a posteriori* and it does not affect the quality of the data gathered. The figure also presents the residuals of the velocity field models built from the rotation curves extracted. It clearly shows that would the kinematical data have been gathered from long slit observations using the photometric PA, the results would have been totally erroneous.

On the other hand, it should be considered that the difference between the photometric and kinematical PA may be partially due to the fact that the photometric PA would have been more accurately determined by using IR images (e.g. SPITZER images), which shows the old stellar population and is less affected by structural patterns.

5.3 Observation of non-axisymmetric motions

Barred galaxies lead to a specific problem since errors on the determination of the PA of the disk can be induced by the bar. For instance, the galaxy NGC 3049 is totally dominated by a bar and its associated non-axisymmetric motions. By taking a look at the blue and IR images of Figure B9, it could be thought, at first, that the PA is somewhere around 20° . However, the isovelocity contours suggest that the PA is more like 60° . This problem is caused by the lack of kinematical information outside the bar dominated region of the galaxy. In this case, H I data would be necessary to resolve the kinematics outside the bar, since the global kinemat-

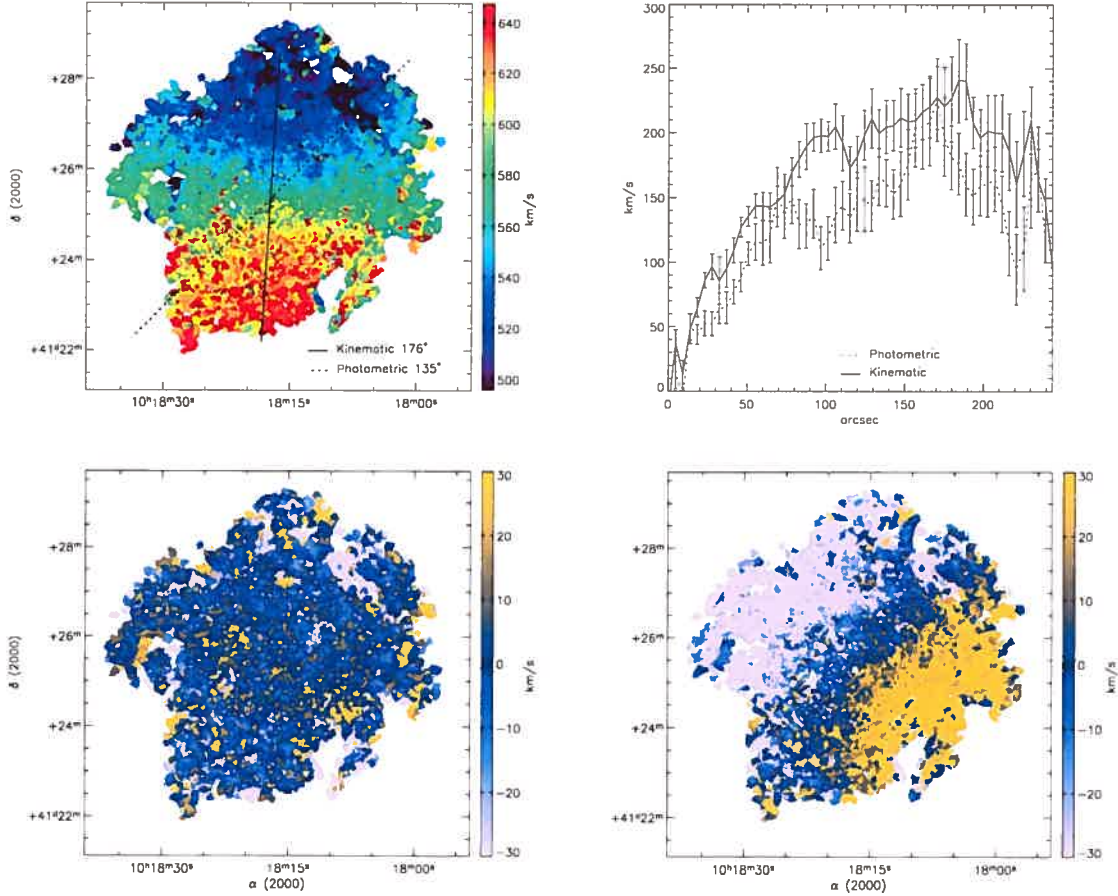
H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 11

Figure 5. Difference between kinematical and photometric parameters for NGC 3184. **Top left** : H α velocity field showing kinematical and photometric PA. **Top right** : Rotation curves extracted from the velocity fields using kinematical and photometric parameters as if long slit spectroscopy was used for the observations. The RMS error of the photometric rotation curve is 38.4 km s^{-1} . There is nearly a 30% error around $100''$. **Bottom left** : Residual map of a model built using the kinematical parameters. **Bottom right** : Residual map of a model built using the photometric parameters.

ical parameters must be extracted from the axisymmetric portion of the galaxy.

This galaxy demonstrates clearly the advantage of 2D velocity fields over 1D long-slit data. 2D velocity fields allow to disentangle circular from radial motions while they would be confused in long slit data. Integral field spectroscopy makes it possible to study more thoroughly non circular motions in galaxies, such as in Hernandez et al. (2005), where an in-depth study of barred galaxies is done.

5.4 Observation of highly inclined galaxies

It has been said that H α could not resolve the kinematics for highly inclined galaxies since the gas cannot be considered optically thin at this wavelength. But, the case of NGC 4236, whose inclination is 76° , shows that as long as the galaxy is not perfectly edge-on, the major axis of the galaxy is visible and the kinematics of the disk can be resolved. Figure 6 shows how the H α and H β kinematics agree. Since the signal coverage is less extended for H α than it is for H β , the flat part of the rotation curve is missing from the H α data. Also, as stated by Bosma et al. (1992), as spiral galaxies can be considered optically thin at least for the outer part of the

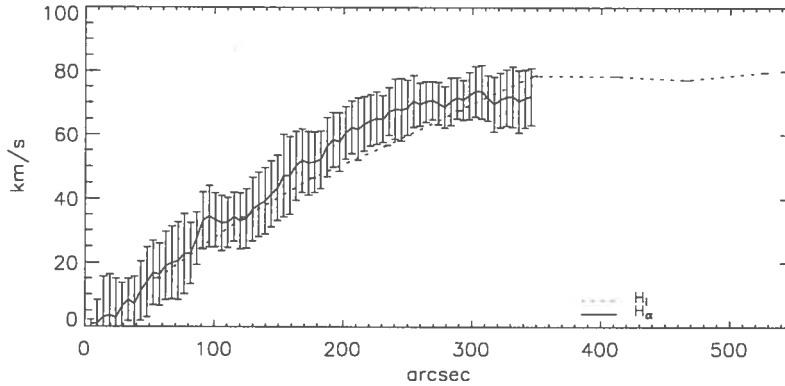
12 *O. Daigle et al.*

Figure 6. NGC 4236 rotations curves obtained in H α and H I . The H I data are taken from Huchtmeier (1975).

visible disk ($R > 0.5R_{25}$), H α observations can be used to resolve their kinematics.

galaxies will be made available to the community as soon as all the galaxies have been observed.

6 CONCLUSION

The H α kinematics of 28 galaxies of the SINGS survey were presented in this paper. The observations were made with FANTOMM, an integral field FP spectrometer and a photon counting camera. The raw data obtained at the telescope were processed through a new pipeline, an adaptive binning algorithm has been applied to achieve optimal signal-to-noise ratio and the radial velocity maps were finally extracted from the data cubes using a selective intensity weighted mean algorithm. Kinematical parameters were computed using a tilted ring model and most of them agreed within an acceptable error range with the photometric parameters, except for a few problematic galaxies. It has been shown that high spatial resolution data is essential for mapping the velocity gradient at the centres of galaxies. The advantages of integral field spectroscopy over long slit spectroscopy were also presented.

The aim of this paper is to provide accurate optical kinematical data for the galaxies of the SINGS survey. These data will be used in a forthcoming paper to present rotation curves and mass models of the non-barred galaxies (Nicol et al. in preparation). The data of some of the barred galaxies of the SINGS sample that are also part of the BH α BAR survey were used to derive the bar pattern speeds using the Tremaine–Weinberg method (Tremaine & Weinberg 1984) in a paper presented by Hernandez et al. (2005). These data might also be used to allow for some of the galactic star formation models to include kinematical data and thus try to determine what is the exact role of rotation in the star formation processes on a galactic scale.

The H α kinematical data for all the observable SINGS

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Jean-Luc Gach, Philippe Ballard, Olivia Garrido, Jacques Boulesteix and Olivier Boissin from the OAMP, for their help and support at the different stages of this work. Many thanks also to Bernard Malenfant and Ghislain Turcotte, from the OMM, Pierre Martin and the CFHT staff as well as the ESO 3.6-m telescope team who helped us a lot in making the observing runs a success. The FANTOMM project has been carried out by the Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale (LAE) of the Université de Montréal using a grant from the Canadian Foundation for Innovation and the Ministère de l'Éducation du Québec. This project made use of the LEDA database: <http://leda.univ-lyon1.fr/>.

REFERENCES

- Arsenault R., Roy J.-R., Boulesteix J. 1990, *A&A*, 234, 23
- Begeman K. G. 1989, *A&A*, 223, 47
- Blais-Ouellette S., Carignan C., Amram P., Côté S., 1999, *AJ*, 118, 2123
- Blais-Ouellette S., Amram P., Carignan C., Swaters R., 2004, *A&A*, 420, 147
- Boselli A., 2001, *ApSSS*, 277, 401
- Bosma A., 1981, *AJ*, 86, 1791
- Bosma A., Byun Y., Freeman K. C., Athanassoula E., 1992, *ApJ*, 400, L21
- Broeils A. H., van Woerden H., 1994, *A&AS*, 107, 129
- Bronkalla W., Notni P., Mutter A. A.-R., 1992, *AN*, 313, 1
- Buta R., 1995, *ApJS*, 96, 39
- Canzian B. J., 1990, Ph.D. Thesis, California Inst. of Tech., Pasadena.
- Canzian B., Allen R. J. 1997, *ApJ*, 479, 723

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 13

- Cappellari M., Copin Y., 2003, MNRAS, 342, 345
 Carignan C., Charbonneau P., Boulanger F., Viallefond F. 1990, A&A, 234, 43
 Casertano S., van Gorkom J. H., 1991, AJ, 101, 1231
 Cayatte V., van Gorkom J. H., Balkowski C., Kotanyi C. 1990, AJ, 100, 604
 Cepa J., Beckman J. E. 1990, A&AS, 83, 211
 Conti P. S., 1991, ApJ, 377, 115
 Corradi R. L. M., Boulesteix J., Bosma A., Amram P., Capaccioli M. 1991, A&A, 244, 27
 Daigle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin L., Amram, P., submitted to MNRAS
 Elmegreen B. G., Wilcots E., Pisano D. J. 1998, ApJ, 494, L37
 Erwin P., 2004, A&A, 415, 941
 Fraternali F., Oosterloo T., Sancisi R., van Moorsel G. 2001, ApJ, 562, L47
 Gach J.-L., Hernandez, O.; Boulesteix, J.; Amram, P.; Boissin, O.; Carignan, C.; Garrido, O.; Marcelin, M.; Östlin, G.; Plana, H.; Rampazzo, R., 2002, PASP, 114, 1043
 Garcia-Burillo S., Sempere M. J., Combes F., Neri R. 1998, A&A, 333, 864
 Gil de Paz et al., submitted to ApJ
 Gonzalez Delgado R. M., Perez E., 1996, MNRAS, 281, 1105
 Gordon K. D., et al., 2004, ApJS, 154, 215
 Helfer, T. T., Thornley, M. D., Regan, M. W., Wong, T., Sheth, K., Vogel, S. N., Blitz, L., & Bock, D. C.-J. 2003, ApJS, 145, 259
 Hernandez O., Gach J., Carignan C., Boulesteix J., 2003, SPIE, 4841, 1472
 Hernandez O., Carignan C., Amram, P., Chemin, L. and Daigle, O., accepted for publication in MNRAS
 Hernandez O., Wozniak, H., Carignan C., Amram, P., Chemin, L. and Daigle, O., submitted to MNRAS
 Huchtmeier W. K., 1975, A&A, 45, 259
 Kamphuis J., Briggs F., 1992, A&A, 253, 335
 Kennicutt R. C., 1989, ApJ, 344, 685
 Kennicutt R. C., et al., 2003, PASP, 115, 928
 Knapen J. H., Cepa J., Beckman J. E., Soledad del Rio M., Pedlar A. 1993, ApJ, 416, 563
 Knapen J. H., Shlosman I., Heller C. H., Rand R. J., Beckman J. E., Rozas M. 2000, ApJ, 528, 219
 Kuno N., Nakai N., 1997, PASJ, 49, 279
 Marcelin M., Boulesteix J., Courtes G. 1982, A&A, 108, 134
 Marcelin M., Petrosian A. R., Amram P., Boulesteix J., 1994, A&A, 282, 363
 Marquez I., Molcs M., 1996, A&AS, 120, 1
 Meurer G. R., Carignan C., Beaulieu S. F., Freeman K. C., 1996, AJ, 111, 1551
 Nishiyama K., Nakai N., Kuno N., 2001, PASJ, 53, 757
 Nordgren T. E., Helou G., Chengalur J. N., Terzian Y., Khachikian E., 1995, ApJS, 99, 461
 Pellet A., Simien F., 1982, A&A, 106, 214
 Pisano D. J., Wilcots E. M., Elmegreen B. G. 1998, AJ, 115, 975
 Pogge R. W., 1989, ApJS, 71, 433
 Rand R. J. 1995, AJ, 109, 2444
 Regan M. W., et al., 2004, ApJS, 154, 204
 Rosenberg J. L., Schneider S. E., 2003, ApJ, 585, 256 .
 Rots A. H., Crane P. C., Bosma A., Athanassoula E., van der Hulst J. M., 1990, AJ, 100, 387
 Sakamoto K., Okumura S., Minezaki T., Kobayashi Y., Wada K. 1995, AJ, 110, 2075
 Sandage A., 1986, ARA&A, 24, 421
 Schaap W. E., Sancisi R., Swaters R. A. 2000, A&A, 356, L49
 Schoenmakers R. H. M., Franx M., de Zeeuw P. T. 1997, MNRAS, 292, 349
 Shostak G. S. 1973, A&A, 24, 411
 Sofue Y., Tomita A., Tutui Y., Honma M., Takeda Y. 1998, PASJ, 50, 427
 Sofue Y., Koda J., Nakanishi H., Onodera S., Kohno K., Tomita A., Okumura S. K., 2003, PASJ, 55, 17
 Stil J. M., Israel F. P., 2002, A&A, 389, 42
 Tremaine S., Weinberg M. D., 1984, ApJ, 282, L5
 Tosaki T., Shioya Y., 1997, ApJ, 484, 664
 van der Kruit P. C., Shostak G. S., 1982, A&A, 105, 351
 Vogt N. P., Haynes M. P., Herter T., Giovanelli R. 2004, AJ, 127, 3273
 Tilanus R. P. J., Allen R. J., 1991, A&A, 244, 8
 Tschöke D., Bomans D. J., Hensler G., Junkes N., 2001, A&A, 380, 40
 van Moorsel G. A., 1983, A&AS, 54, 19
 Vollmer B., Balkowski C., Cayatte V., van Driel W., Huchtmeier W., 2004, A&A, 419, 35
 Wevers B. M. H. R., van der Kruit P. C., Allen R. J., 1986, A&AS, 66, 505
 Willner S. P., et al., 2004, ApJS, 154, 222
 Young J. S., et al., 1995, ApJS, 98, 219

APPENDIX A: DESCRIPTION OF THE INDIVIDUAL GALAXIES

A brief description of the structures observed in the H α velocity fields, monochromatic images and PV diagrams of the SINGS sample is made in this appendix. The galaxies NGC 0925, NGC 2403, NGC 3198, NGC 4236, NGC 4321 and NGC 6964 are part of the *BH α BAR* survey and are extensively described in Hernandez et al. (2005). The galaxies NGC 4321, NGC 4536, NGC 4569 and NGC 4579 are part of the sample of 30 Virgo cluster galaxies and will be studied in Chemin et al. (in preparation).

NGC 628 (M74): The H I PA of this face-on galaxy varies greatly with distance from the center, as observed by Kamphuis & Briggs (1992). In the visible, this phenomenon is seen in the outer rings of the H α RV map. Some H I regions with velocities that are perpendicular to the plane of the galaxy are also visible. The H I PA determined by Kamphuis & Briggs (1992) agrees with the kinematical one (Table 5), but the inclination differs greatly (6.5° for H I and 21.5° for H α). This galaxy has also been observed in CO by Nishiyama, Nakai, & Kuno (2001).

14 *O. Daigle et al.*

NGC 925: This late type SBcd galaxy has a bright optical and $H\alpha$ bar and two bright patchy spiral arms beginning at the ends of the bar. Many H_{II} regions lie along the bar. The photometrical and kinematical data agree. The PV diagram shows non axisymmetric motions near the center. It is well studied in H_I (Elmegreen, Wilcots, & Pisano 1998; Pisano, Wilcots, & Elmegreen 1998), in CO (Helfer et al. 2003) and in $H\alpha$ (Marcelin, Boulesteix, & Courtes 1982). It shows strong streaming motions.

NGC 2403: This SABc galaxy shows amorphous spiral features. The $H\alpha$ velocity maps and the PV diagram show an almost rigid structure near the center of the galaxy. Bright H_{II} regions can be seen in the $H\alpha$ monochromatic image. It is not clear whether this galaxy is barred or not. According to Schoenmakers, Franx, & de Zeeuw (1997), their Fourier harmonic analysis of the H_I velocity field shows that non-circular motions are not important in this galaxy. Moreover, Schaap, Sancisi, & Swaters (2000) stress that the thin hydrogen disk of NGC 2403 is surrounded by a vertically extended layer of H_I that rotates slower than the disk. A complete modeling of the galaxy will provide more details on its structures. Fraternali et al. (2001) suggest that this anomalous H_I component may be similar to a class of high velocity clouds observed in the Milky Way. In CO data, no molecular gas is detected (Helfer et al. 2003).

NGC 2798: This galaxy is interacting with its close companion, NGC 2799 on the east. Marquez & Moles (1996) observed a difference of 125 km s^{-1} in the velocity of the H_I and H_{II} components of NGC 2799. Due to this interaction, it was useless to determine the kinematical parameters of this galaxy (Table 5).

NGC 2915: The radial velocity map of this galaxy shows a highly distorted optical disk. This renders impossible the determination of the kinematical parameters of the galaxy. Two bright H_{II} regions are visible toward the center of the galaxy. Meurer et al. (1996) obtained the H_I kinematics of this blue compact dwarf galaxy. They observed that the optical disk of the galaxy corresponds to the central H_I bar. The dark matter halo is thought to dominate at nearly all radii.

NGC 2976: This peculiar dwarf late type galaxy has a nearly linear rotation curve. There is no spiral arm visible. Two strong H_{II} regions are located on each side of the galaxy. Stil & Israel (2002) observed that in H_I the rotation curve seems to flatten near the edge of the H_I disk. According to Bronkalla, Notni, & Mutter (1992), the outer parts of NGC 2976 have been undisturbed for a long time and are very old (5 Gy, probably up to 15 Gy).

NGC 3031 (M81): The great M81 spiral galaxy has few $H\alpha$ emission in its center, given its somewhat early type (Sab). The velocity information for radii of $3'$ to $4'$ around the center is thus difficult to extract. Farther away from the center, the rotation curve is very flat and does not show any decrease near the edge of the optical disk. Long slit observations performed by Pellet & Simien (1982) show the same flattening. The bright core, as seen in infrared, contrasts greatly with its dim $H\alpha$ counterpart. Detailed investigation of the UV, $H\alpha$ and IR SFR indicators based on SPITZER

and SINGS ancillary data have been done by Gordon et al. (2004) and suggests that the central dust is heated by stars in the bulge rather than star formation. The morphological analysis of the IR data that has been done by Willner et al. (2004) and shows evolved stars organized in bulge and disk components, a dusty interstellar medium showing star forming regions and a clumpy profile. Still according to Willner et al., the flux density of the pointlike nucleus seems to have decreased by a factor of three in the past four years.

NGC 3049: This Makarian galaxy harbours a "double nucleus", as stated by Nordgren et al. (1995). This feature, invisible in infrared, is easily seen in $H\alpha$ and it does not seem to affect the galaxy's kinematics. The "second nucleus" is most probably just a strong starburst H_{II} region. Still according to Nordgen, this galaxy does not show any trace of merging. The galaxy is totally dominated by a bar and the signal is too weak outside the bar to resolve the kinematics, rendering the extraction of kinematical parameters impossible.

UGC 5423 (M81 dwarf B): We present the first available kinematical data for this dwarf galaxy. Rotation is weak.

NGC 3184: CO kinematics have been obtained by Nishiyama, Nakai, & Kuno (2001) for this nearly face-on galaxy. $H\alpha$ data show a pretty flat rotation curve that nearly reaches a flat part within the optical disk.

NGC 3198: This SB(rs)c galaxy has been extensively studied in H_I (Bosma 1981; Begeman 1989), FP $H\alpha$ (Corradi et al. 1991, Blais-Ouellette et al. 1999) and $H\alpha$ and $[N_{II}]$ long-slit spectroscopy (Sofue et al. 1998, Vogt et al. 2004). According to the PV diagram, non circular motions near the centre can be seen. A strong velocity gradient is also seen perpendicular to the bar major axis.

NGC 3521: The declining H_I rotation curve of this galaxy allowed Casertano & van Gorkom (1991) to call for the end of the "disk-halo conspiracy". Though not visible in $H\alpha$, the rotation curve starts to decline within a radius of 22 kpc and the $H\alpha$ data stops at 13 kpc.

NGC 3621: Many strong H_{II} regions are visible in this galaxy at all galactic radii. The $H\alpha$ data do not seem to reach the flat part of the rotation curve. This galaxy has been observed by using three fields of the ESO/La Silla 3.6-m telescope. More kinematical data could be gathered by observing further north and south of the galaxy.

NGC 3938: The nearly face-on orientation of this galaxy allowed van der Kruit & Shostak (1982) to study it in H_I to search for extra-planar velocity components. An in-depth study of the $H\alpha$ velocity map is required in order to corroborate this.

NGC 4236: This late type SBdm galaxy is seen nearly edge-on. Its kinematical inclination is 76° . The $H\alpha$ image shows that the H_{II} regions are distributed along the bar, with two bright regions near the end of the bar. These features are also seen in H_I (Shostak 1973). An extensive region of solid-body rotation coincides with the bar.

NGC 4321 (M100): This grand-design spiral galaxy is located in the Virgo Cluster. It has been frequently mapped in the $H\alpha$ emission line using high-resolution FP

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 15

interferometry (Arsenault, Roy, & Boulesteix 1990, Cepa & Beckman 1990, Canzian & Allen 1997, Knapen et al. 2000), in the molecular CO emission-line (Canzian 1990, Sakamoto et al. 1995, Rand 1995, Garcia-Burillo et al. 1998, Helfer et al. 2003) and in the 21-cm H $_I$ emission-line (Cayatte et al. 1990, Knapen et al. 1993). The H $_I$ disk is almost totally confined within the optical one but with a slight lopsidedness towards the SW (Knapen et al. 1993). The H $_I$, CO and H α velocity fields show kinematical disturbances such as streaming motions along the spiral arms and a central S-shape distortion of the iso-velocity contours along the bar axis. The circum-nuclear region shows the presence of an enhanced star formation region as a four-armed H α ring-like structure and a CO & H α spiral-like structure. Much more details can be found in Hernandez et al. (2005) and in Chemin et al. (in preparation).

NGC 4536: Streaming motions along the spiral arms and a Z-shape of the velocities in the central parts are observed in this barred galaxy. As in the CO data (Sofue et al., 2003), a steep velocity gradient is observed in the H α data.

NGC 4625: This galaxy has a close companion, lying 8' away, which is only 22 kpc distant. The galaxy has a very weak rotation and harbours a lot of double profile emission lines, a sign of non-circular activity. This explains the large errors on the kinematical parameters found and the "boiling" aspect of the H α velocity field extracted. van Moorsel (1983) studied it in H $_I$ and found a neutral hydrogen disk having a diameter of 5', which is ~ 5 times larger than the observed H α disk. GALEX images of this galaxy show a very extended UV disk, extending at least 2–3 times the radius of the main star-forming disk (Gil de Paz et al. 2005).

NGC 4569 (M90): This galaxy is located in the Virgo cluster. An off-plane structure to the West of the disk of NGC 4569 has been seen through deep H α imaging (Tschöke et al., 2001) and in H $_I$ data (Vollmer et al., 2004). It is observed here as a string of H $_{II}$ regions whose kinematics follows the rotation of the disk, although it is slightly more red-shifted than inside the disk at equal azimuth angles (see Chemin et al. in preparation).

NGC 4579 (M58): In addition to the main large-scale spiral arms, this Virgo galaxy exhibits a nuclear spiral structure (the so-called "loop" in Pogge, 1989 and Gonzalez Delgado & Perez, 1996) within which is detected a gradient of up to ~ 500 km s $^{-1}$. The FP velocity field shows that the kinematical PA of this nuclear spiral differs by $\sim 90^\circ$ from that of the main spiral arms. The kinematical parameters of this galaxy shown in Table 5 are calculated for the grand-design spiral structure (ie. outside of the nuclear spiral structure). See Figure B19. The PA of the nuclear structure is $\sim 174^\circ \pm 11$. See Chemin et al. (in preparation).

NGC 4725: This barred ringed Sab lenticular galaxy is catalogued as a double barred galaxy by Erwin (2004) and H $_I$ rich by Rosenberg & Schneider (2003). No kinematical data are available for this galaxy. The kinematics in the center of the galaxy are hard to resolve given its early type.

NGC 5055 (M63): This galaxy shows several arm

patterns that are well visible in H α . It harbours a very strong velocity gradient in its center and a flat rotation curve. No bar structure is visible. It has been studied in H $_I$ by Bosma (1981) and in CO by Nishiyama, Nakai, & Kuno (2001). This galaxy has also been studied in H α by Blais-Ouellette et al. (2004), which showed two velocity components in its central region. The H α images presented in this paper have weaker response on the receding side of the galaxy than on the approaching side due to the wide span in the galaxy's velocities which made the receding emission fall on the wing of the interference filter.

NGC 5194 (M51a): Two emission lines are visible in the very center of the galaxy and may account for the "dip" in the rotation curve shown in the PV diagram. The strong H $_{II}$ regions discriminate the great spiral structure from the rest of the galaxy. A flow of H $_{II}$ regions is seen extending towards its companion. This galaxy has been studied in H $_I$ by Rots et al. (1990), in both H $_I$ and H α (scanning FP) by Tilanus & Allen (1991) and more recently in CO by Kuno & Nakai (1997). NGC 5195, the galaxy's companion, has been observed in H α through this study but it is impossible to get kinematical information as it is an early type galaxy (SB0p).

NGC 5398: This study provides the first kinematical data for this galaxy. Its peculiar radial velocity map makes it impossible to extract kinematical parameters. It has been classified as ringed galaxy by Buta (1995) and Wolf-Rayet galaxy by Conti (1991).

NGC 5713: Many strong H $_{II}$ regions are visible in this galaxy and produces a oddly looking radial velocity map. There were no kinematical data available for this galaxy prior to publishing this paper.

IC 4710 : This galaxy has plenty of H $_{II}$ regions but does not seem to harbour large-scale rotation.

NGC 6946: According to H $_I$ studies (Carignan et al. 1990), the H $_I$ distribution is not symmetric but is more extended to the NE side. This feature is also seen in the H α emission map. The overall H α velocity map is regular but shows some non-circular motions near the center, confirmed by the PV diagram. It has been recently observed in FP by Blais-Ouellette et al. (2004) leading to the same conclusions. Once again the wide field of FANTOMM and its high sensitivity is clearly an advantage to obtain better H α velocity fields. CO data has been gathered by Young et al. (1995).

NGC 7331: The receding part of the galaxy is invisible in the RV maps presented in this paper. It was first thought that this part of the galaxy was out of the interference filter, but this feature has also been observed by Marcelin et al. (1994). An *a posteriori* scan of the interference filter used showed that the galaxy should have been well centered in the filter. Deep H α images taken by Regan et al. (2004) at the KPNO 2.1 meter telescope show the same asymmetric emission pattern. However, Regan et al. (2004) also made Pa α observations and did not observe that asymmetry. A theory to explain this is that a ring of dust located south of the center of the galaxy is blocking the H α emission from reaching us whilst letting the Pa α through. This galaxy has been called "Post starburst" by Tosaki & Shioya (1997) who

16 *O. Daigle et al.*

studied its kinematics in CO. CO data have also been gathered by Nishiyama, Nakai, & Kuno (2001).

APPENDIX B: OBSERVATIONAL DATA

NGC 628

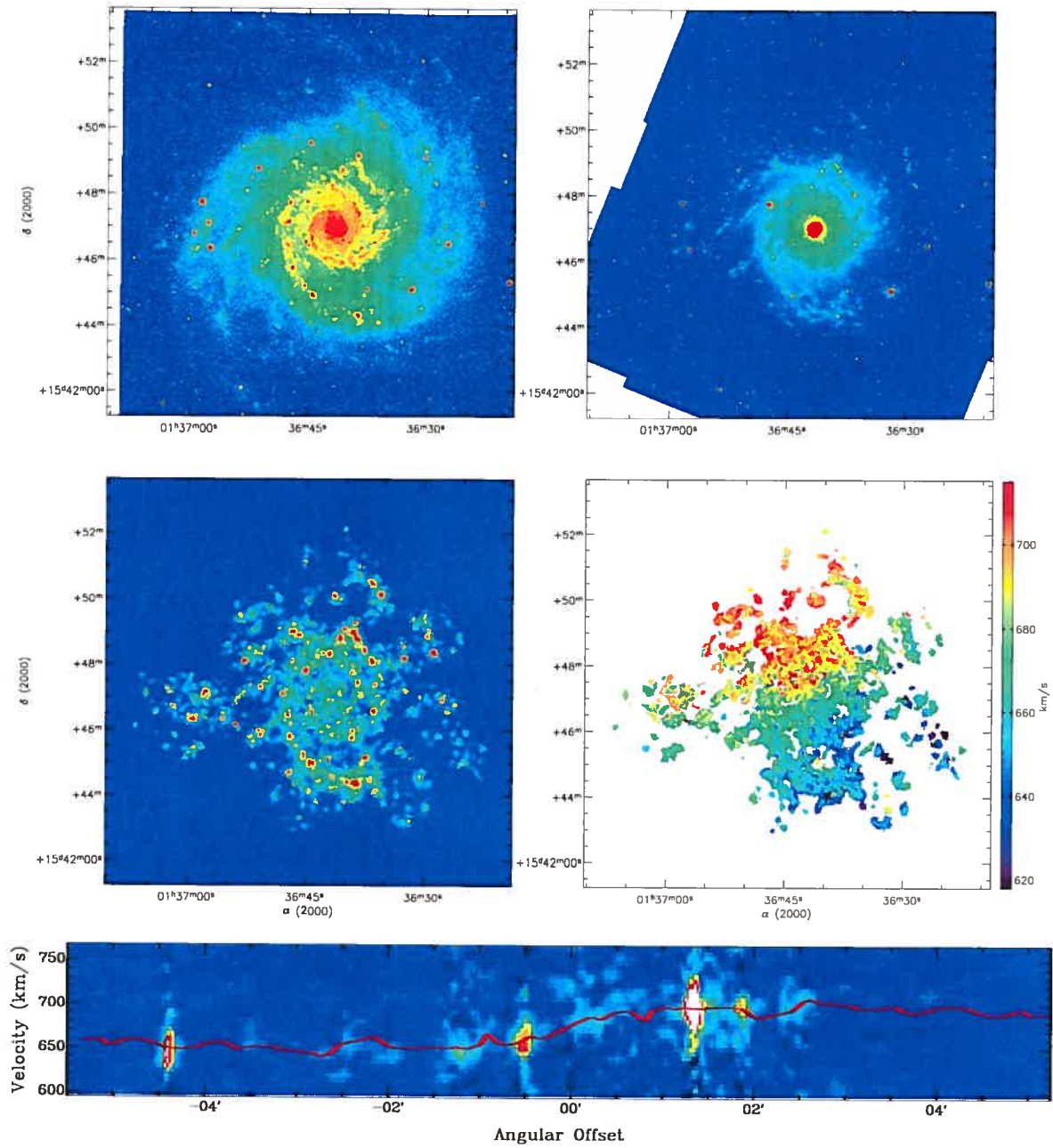


Figure B1. NGC 628. Top left : XDS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

18 *O. Daigle et al.*

NGC 925

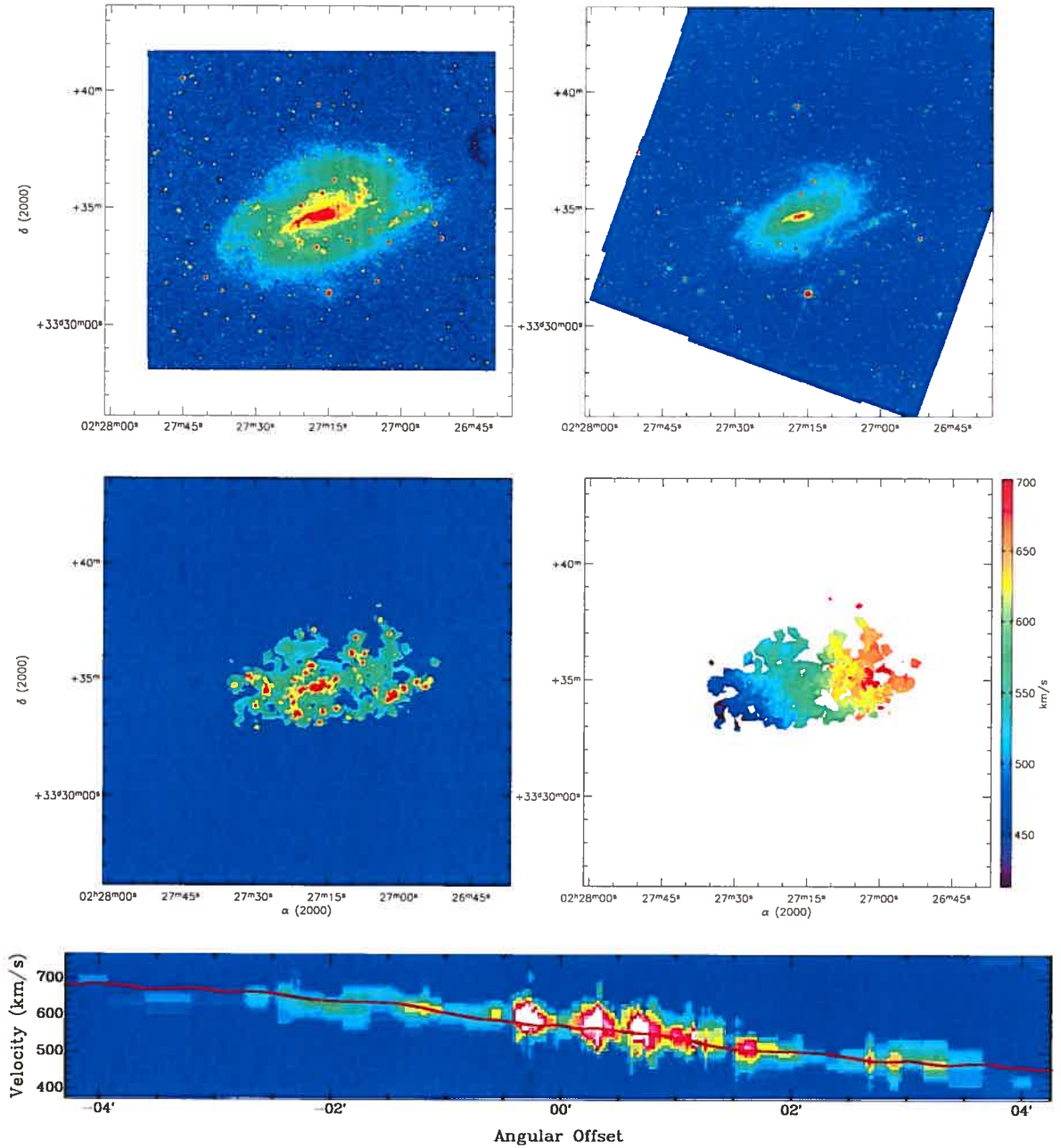


Figure B2. NGC 925. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 19

NGC 2403

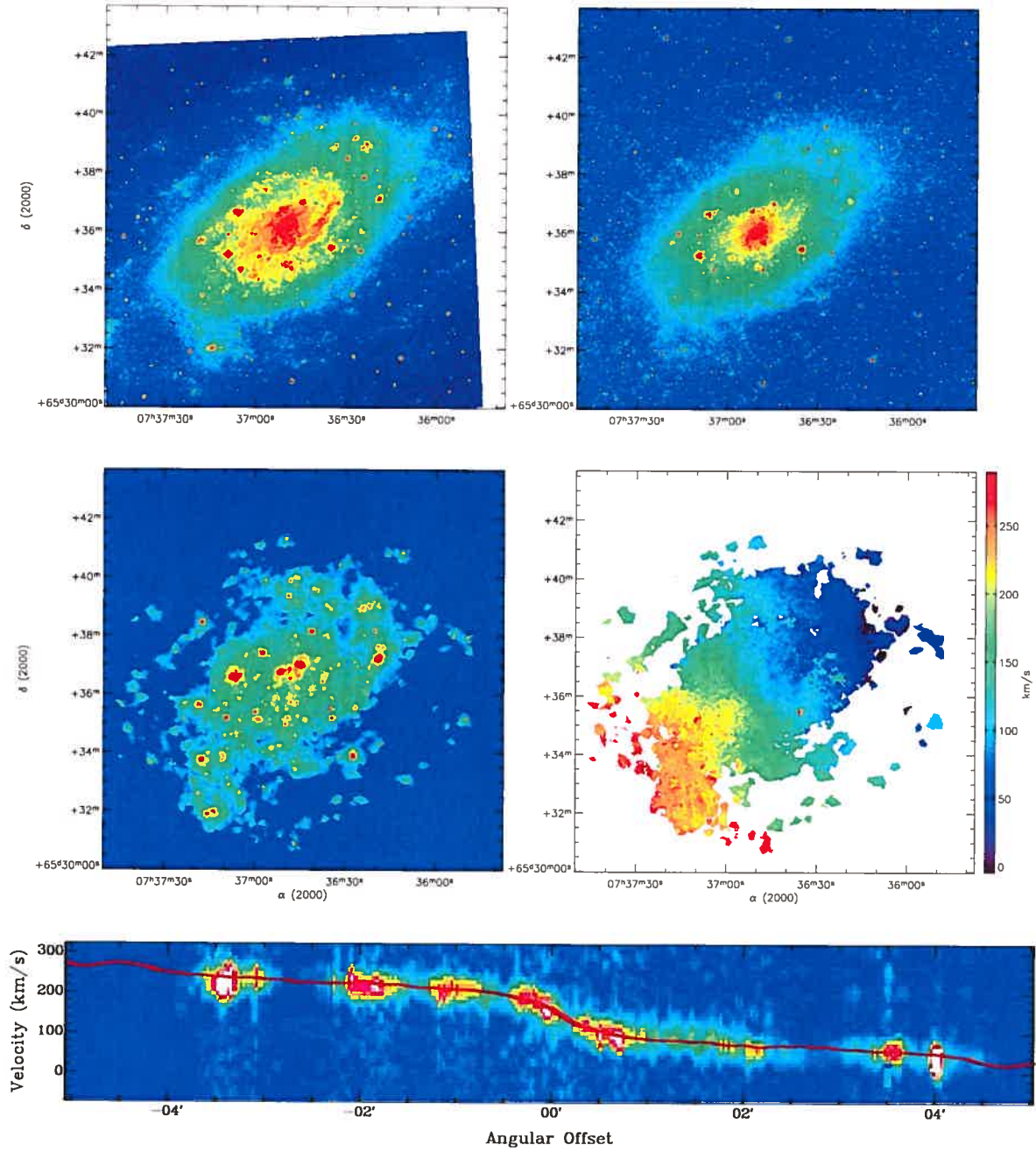


Figure B3. NGC 2403. Top left : X-ray DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

20 *O. Daigle et al.*

NGC 2798

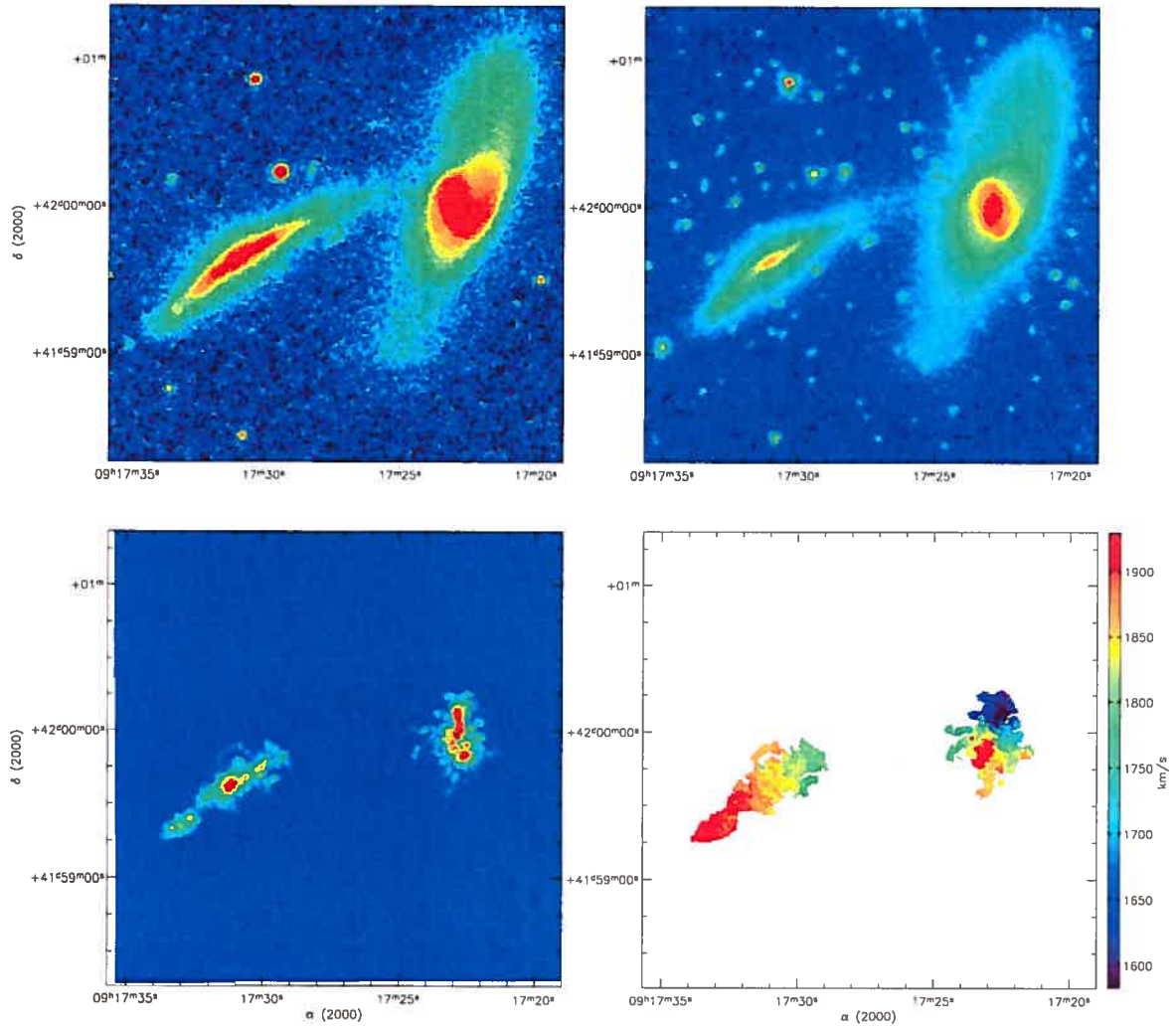


Figure B4. NGC 2798. **Top left :** X-DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 21

NGC 2915

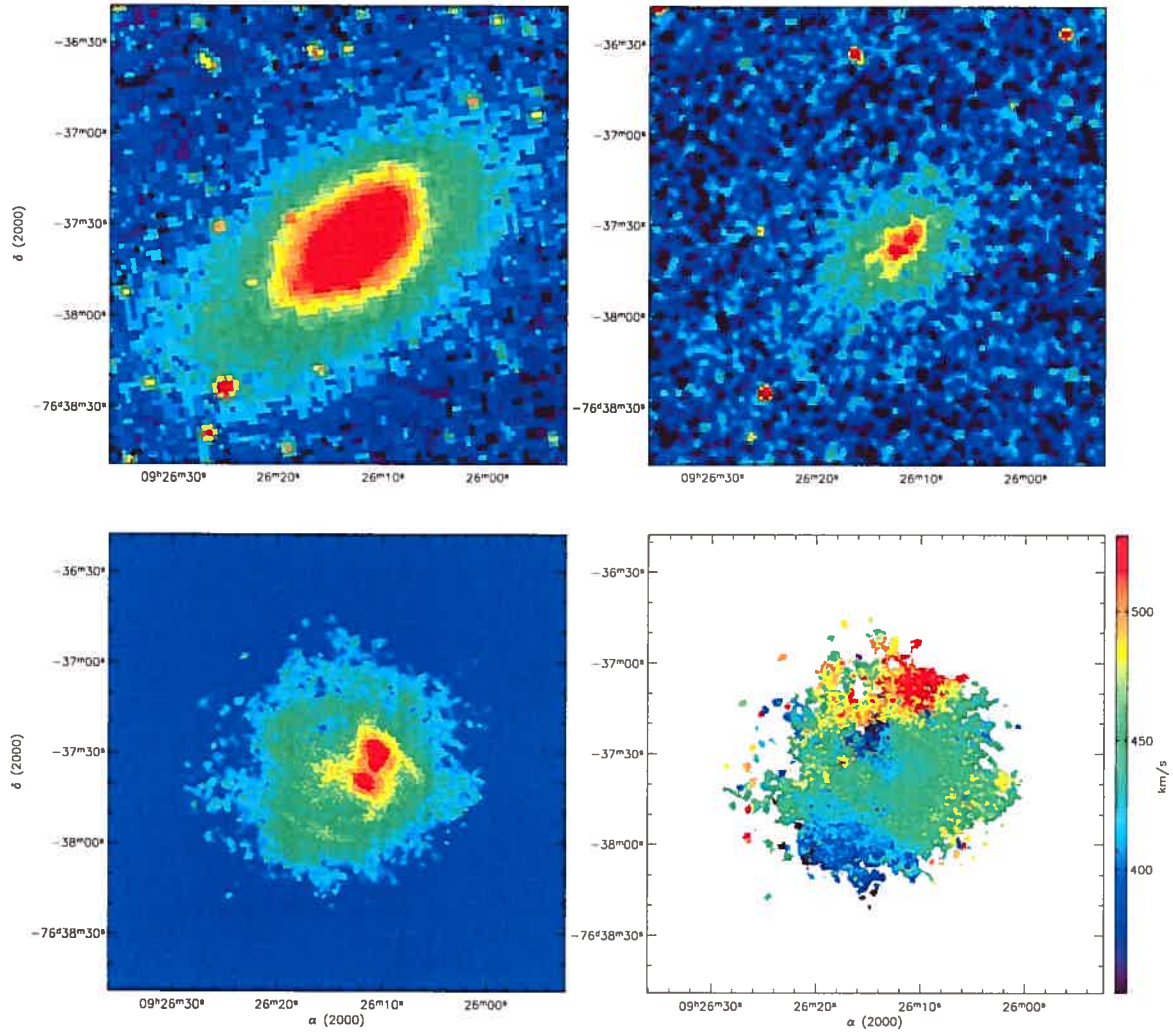


Figure B5. NGC 2915. **Top left :** X-DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μm image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

22 *O. Daigle et al.*

NGC 2976

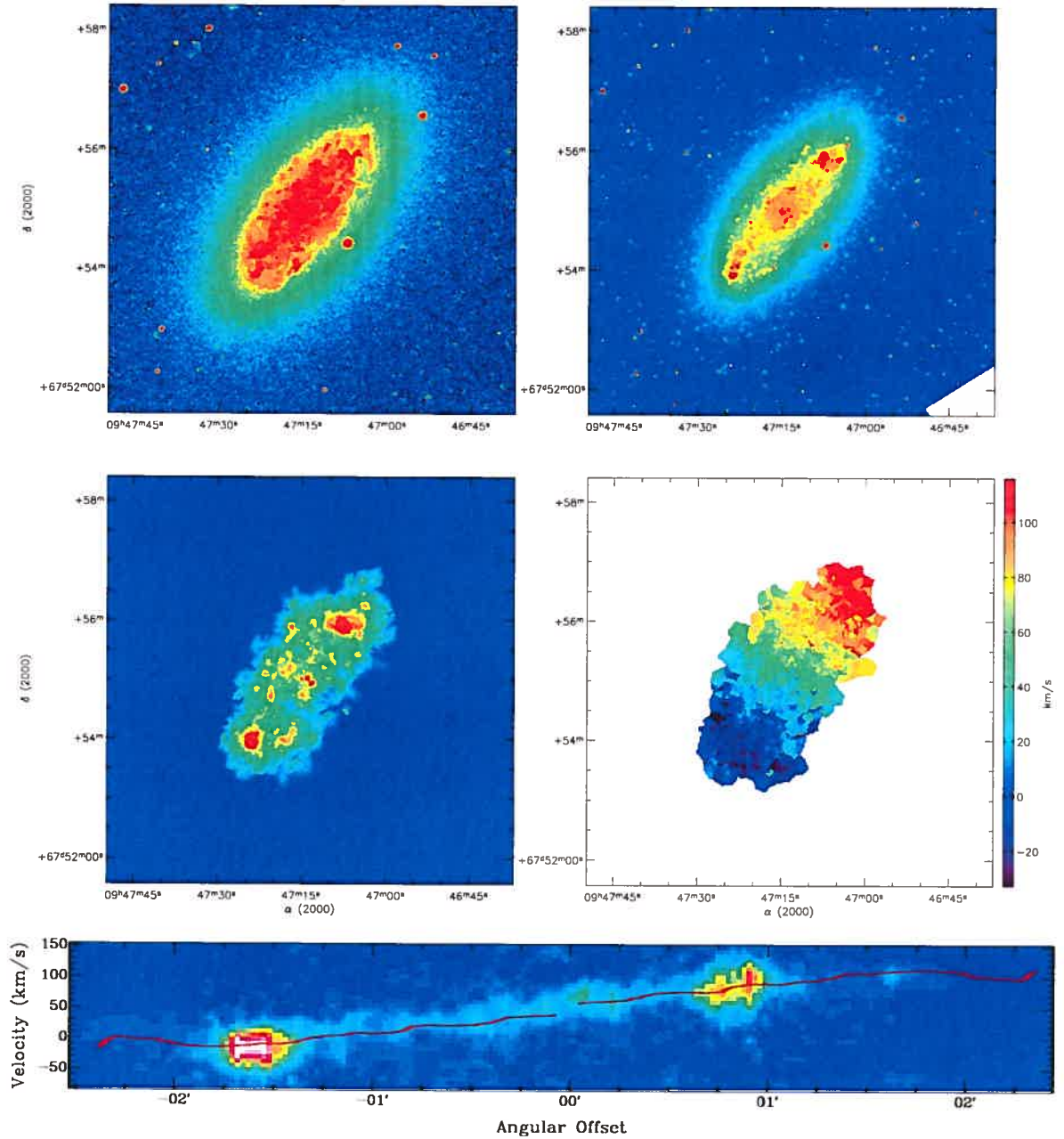


Figure B6. NGC 2976. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 23

NGC 3031

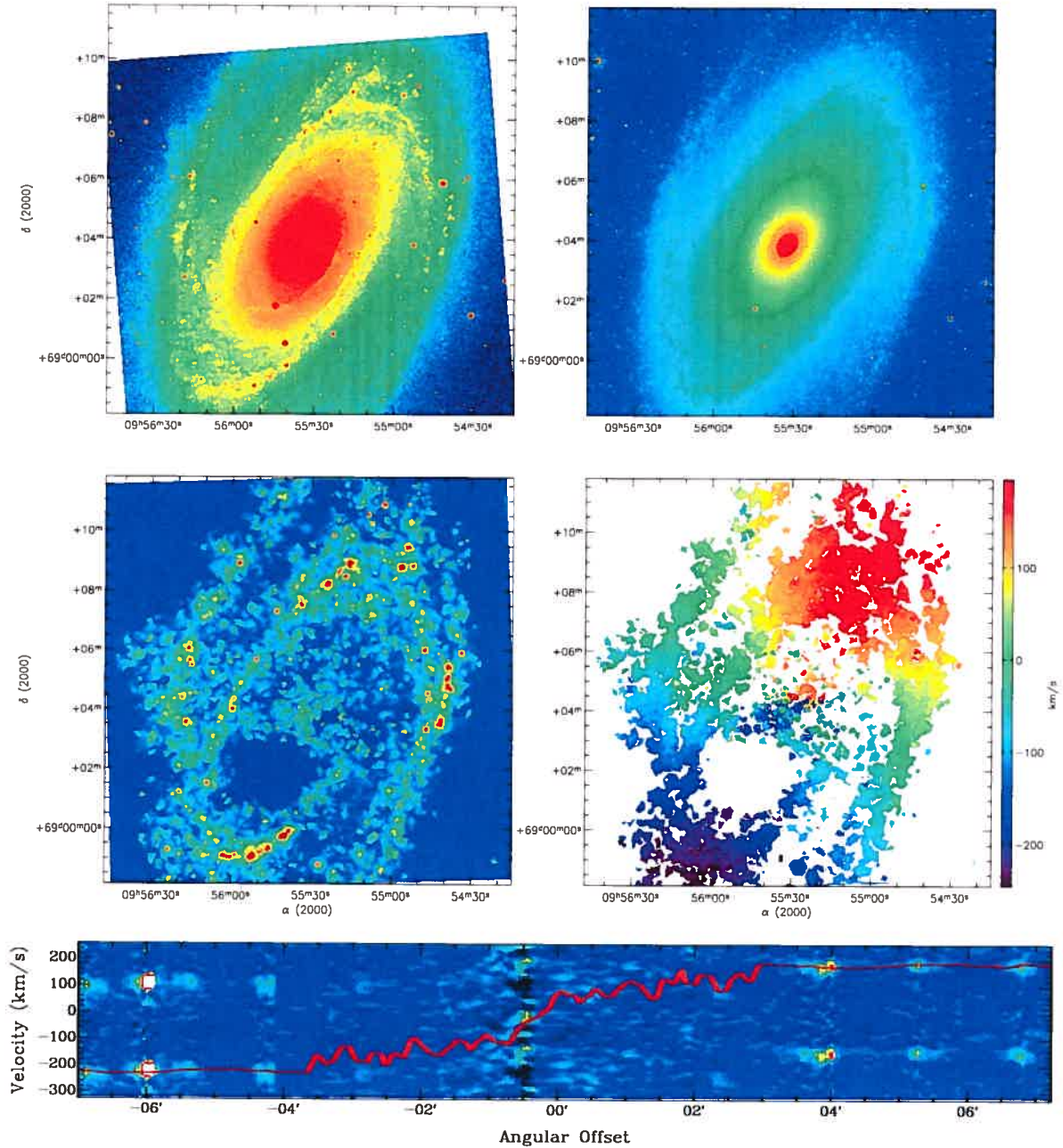


Figure B7. NGC 3031. **Top left :** X-ray DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6μm image. **Middle left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Middle right :** $H\alpha$ velocity field. **Bottom :** PV diagram.

24 *O. Daigle et al.*

UGC 5423

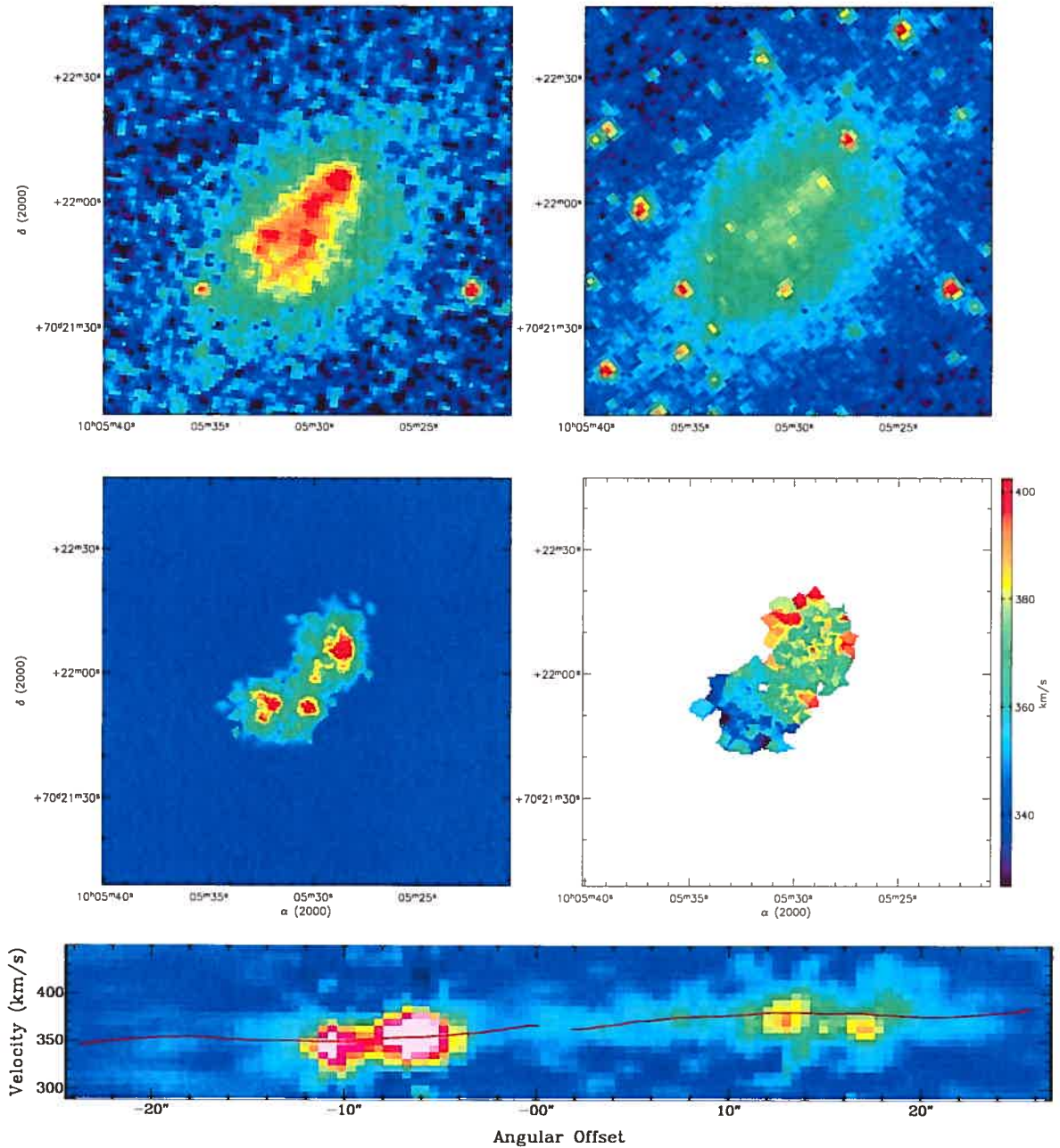


Figure B8. UGC 5423. **Top left :** X-ray image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μm image. **Middle left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Middle right :** $H\alpha$ velocity field. **Bottom :** PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 25

NGC 3049

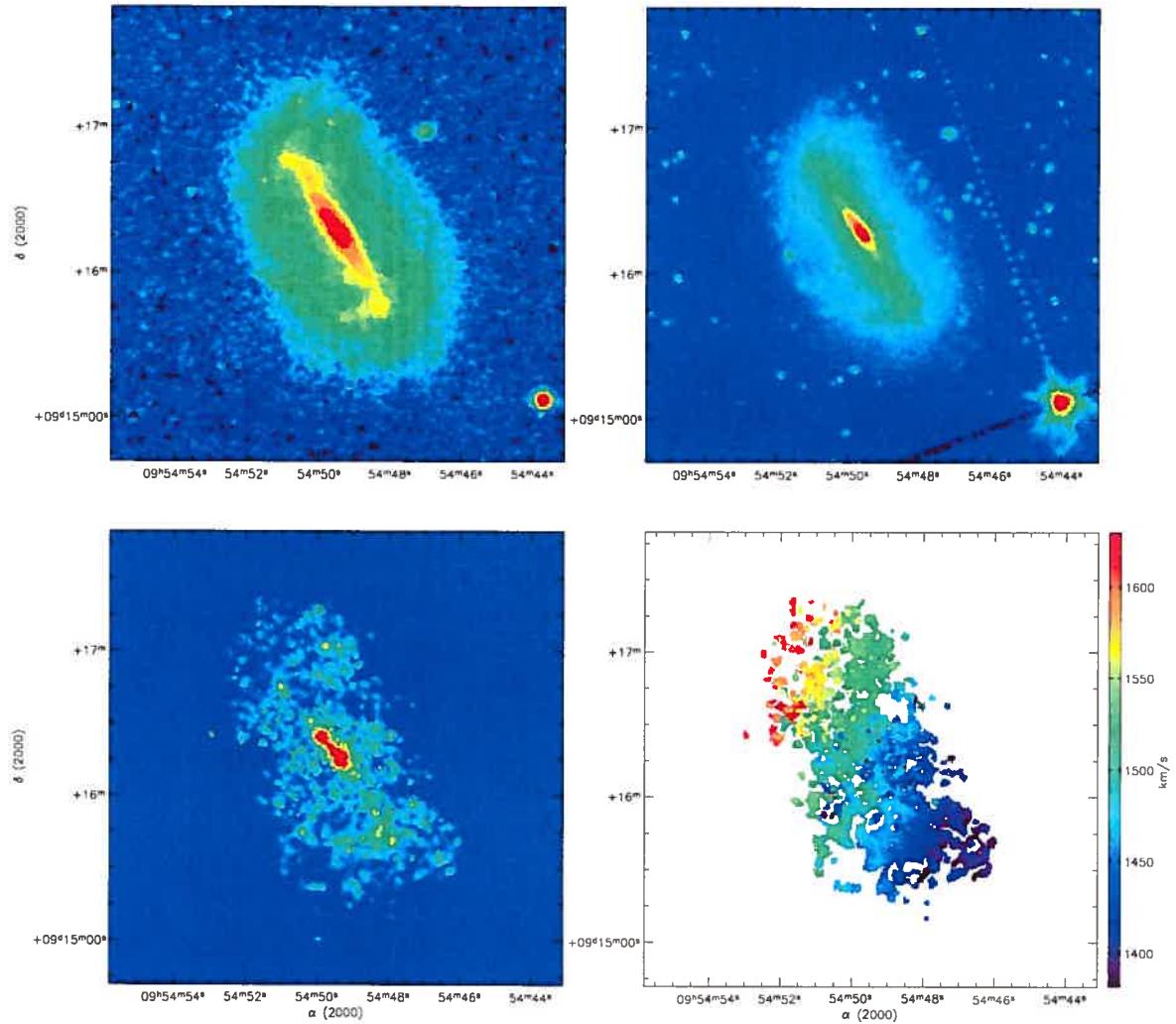


Figure B9. NGC 3049. **Top left :** XDSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

26 *O. Daigle et al.*

NGC 3184

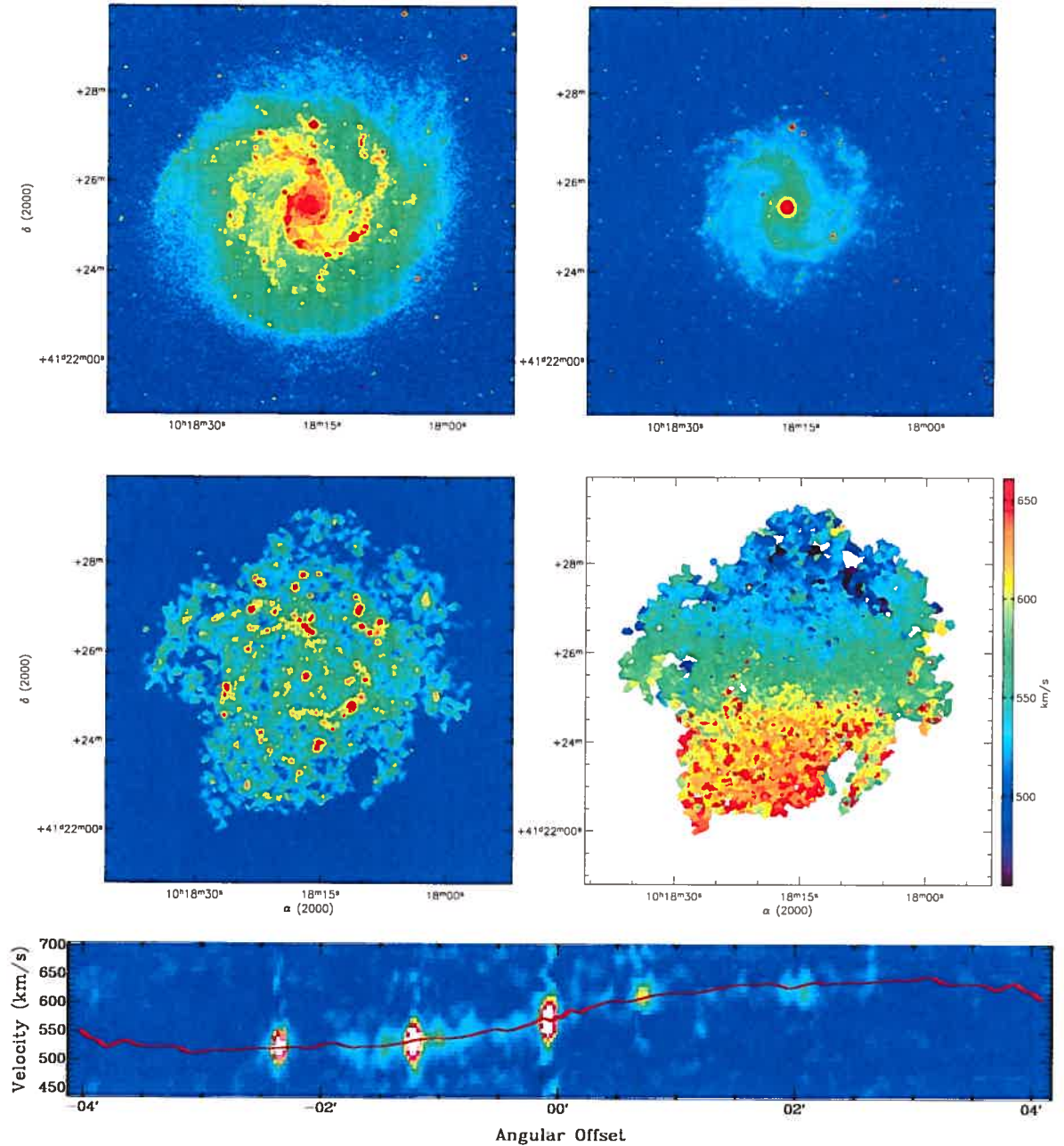


Figure B10. NGC 3184. **Top left :** X-DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Middle left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Middle right :** $H\alpha$ velocity field. **Bottom :** PV diagram.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 27

NGC 3198

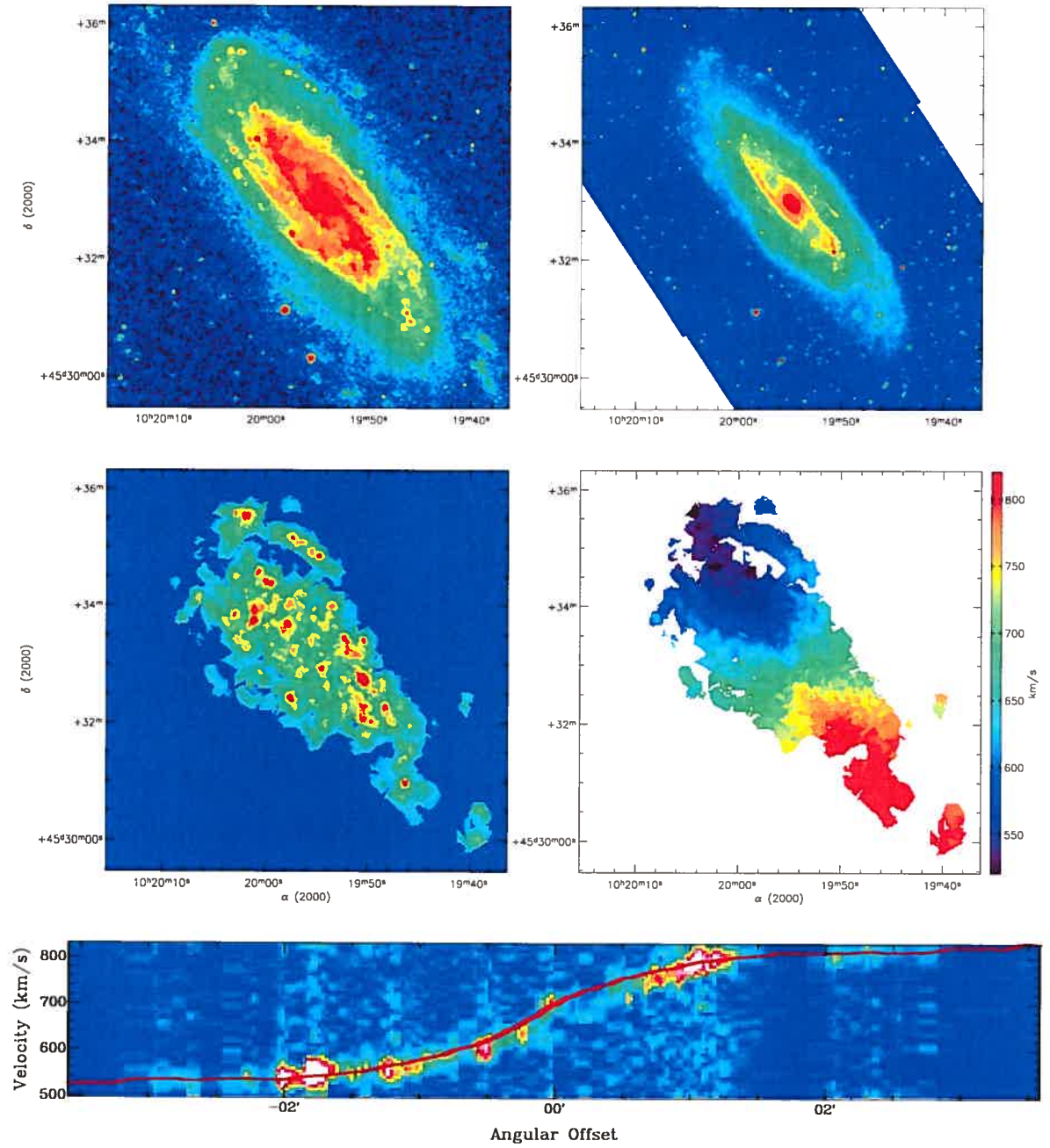


Figure B11. NGC 3198. **Top left :** X-ray image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Middle left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Middle right :** $H\alpha$ velocity field. **Bottom :** PV diagram.

28 *O. Daigle et al.*

NGC 3521

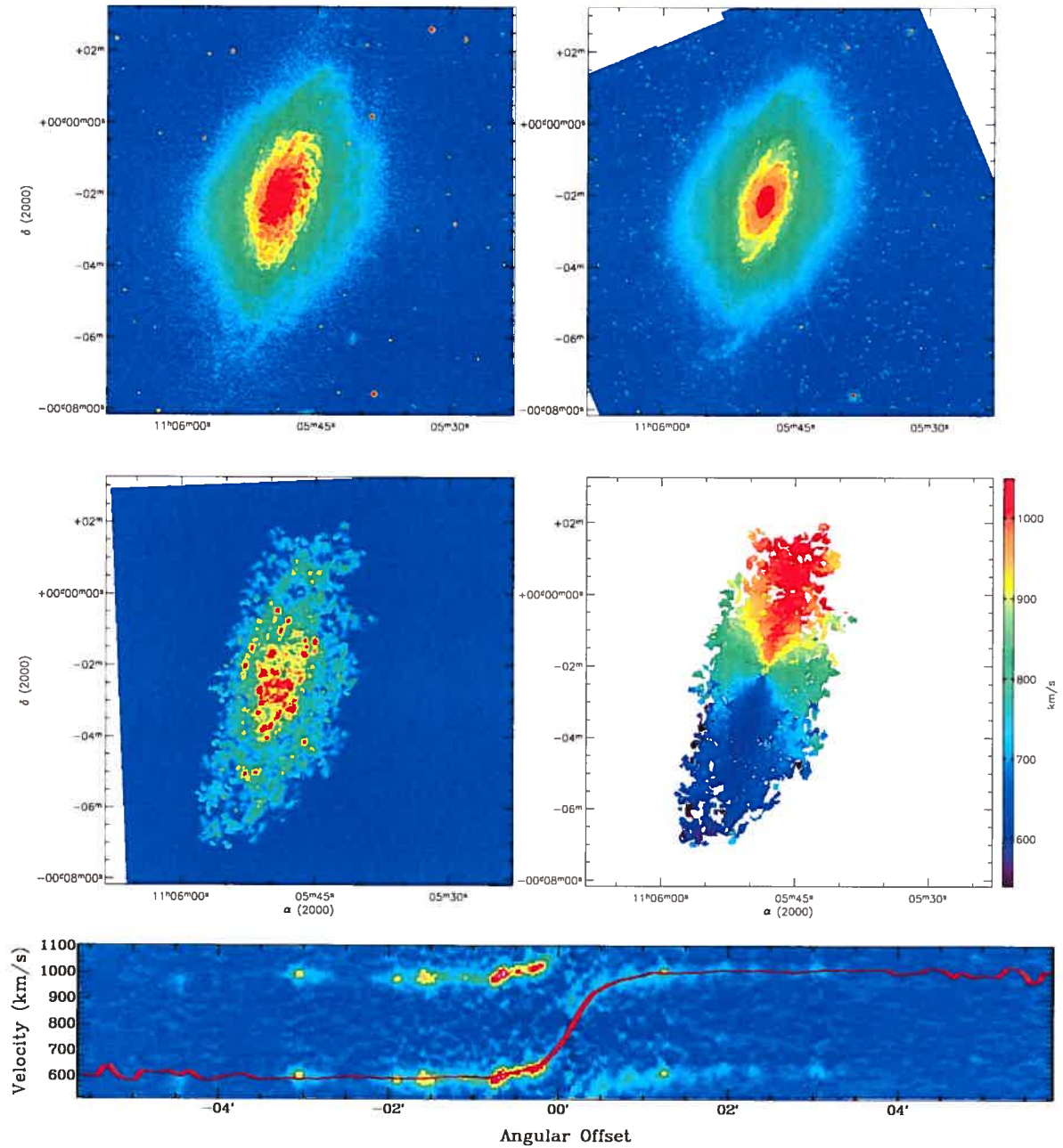


Figure B12. NGC 3521. Top left : XDSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 29

NGC 3621

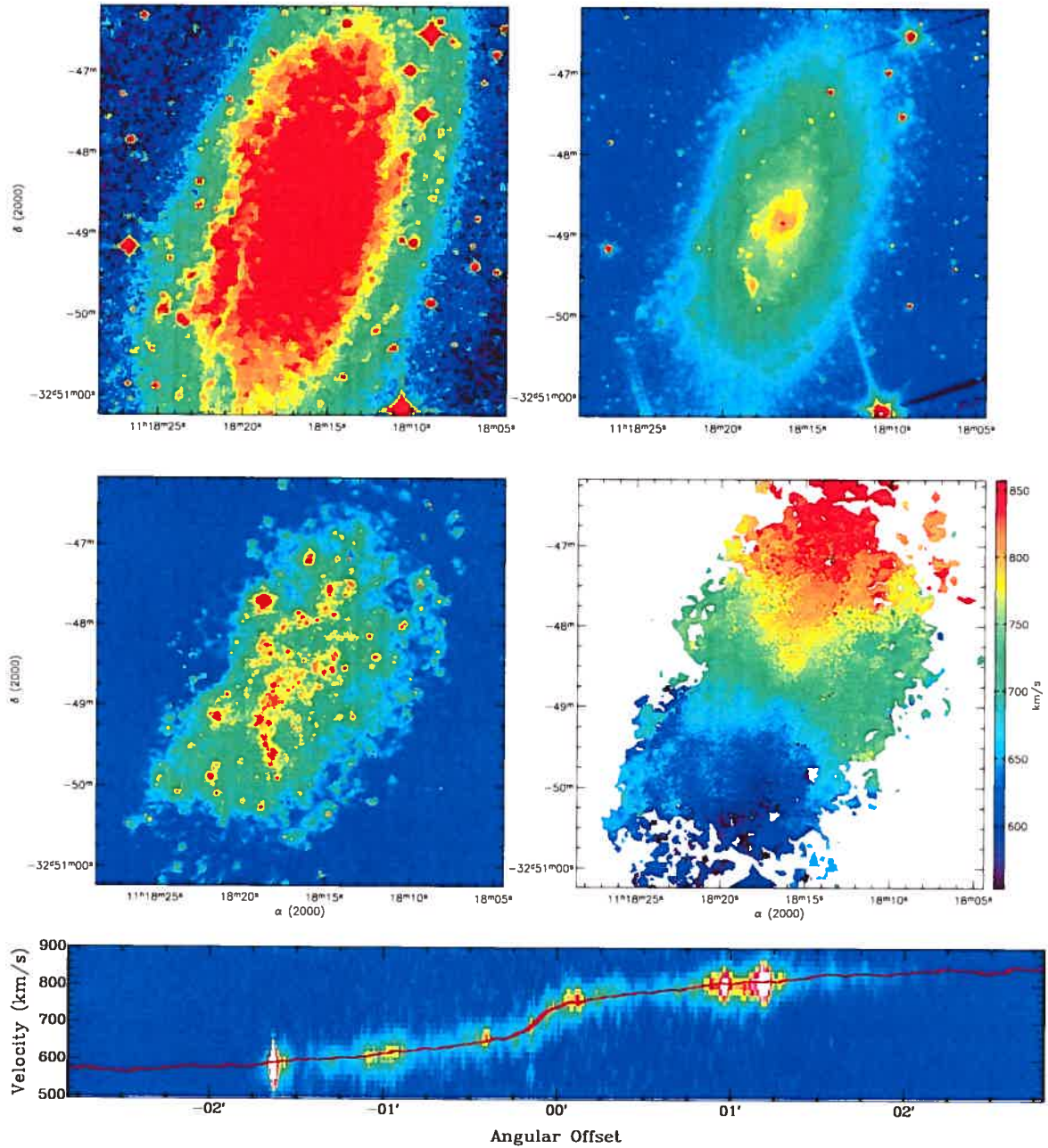


Figure B13. NGC 3621. Top left : XDSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

30 *O. Daigle et al.*

NGC 3938

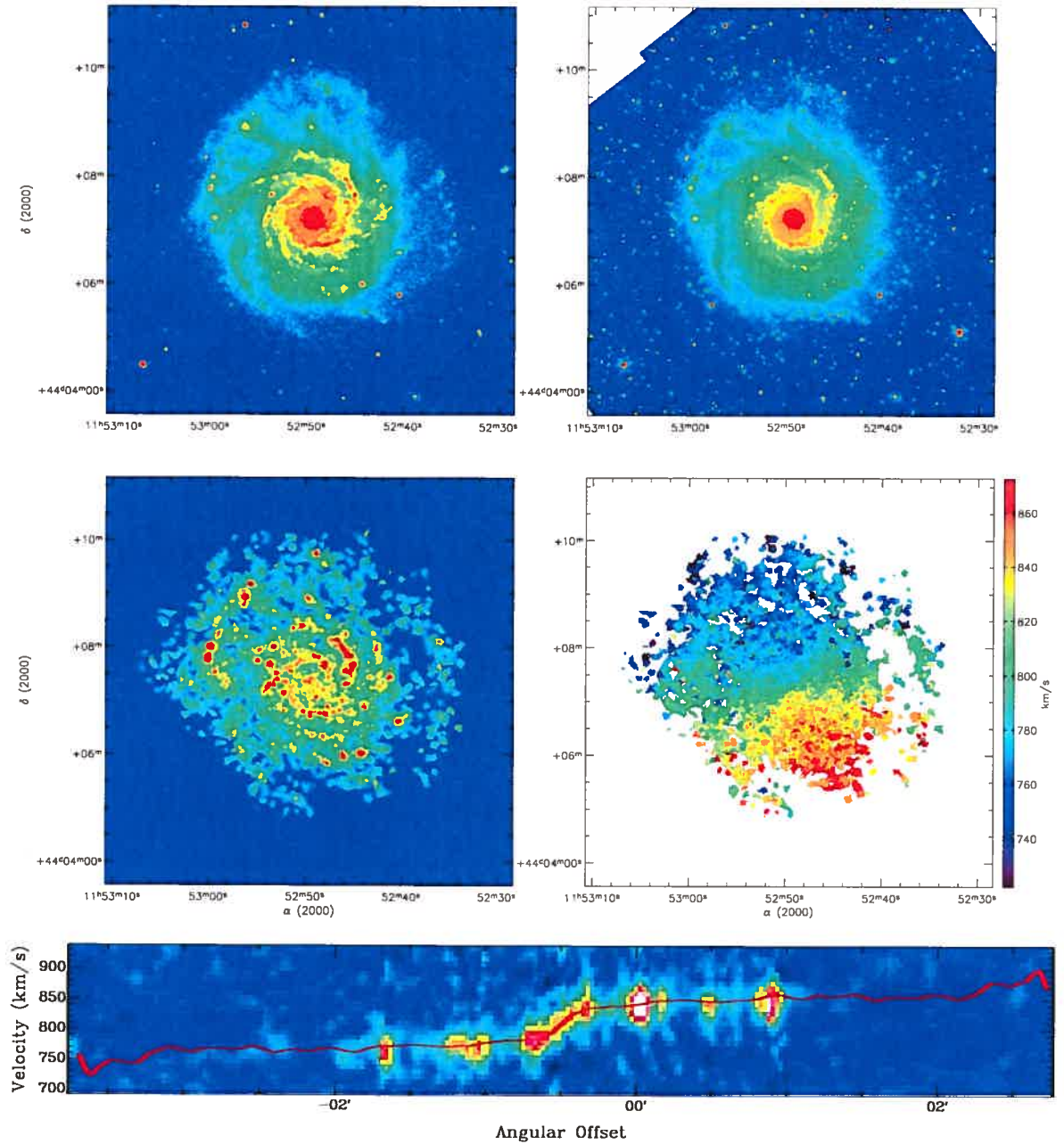


Figure B14. NGC 3938. Top left : X-DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 31

NGC 4236

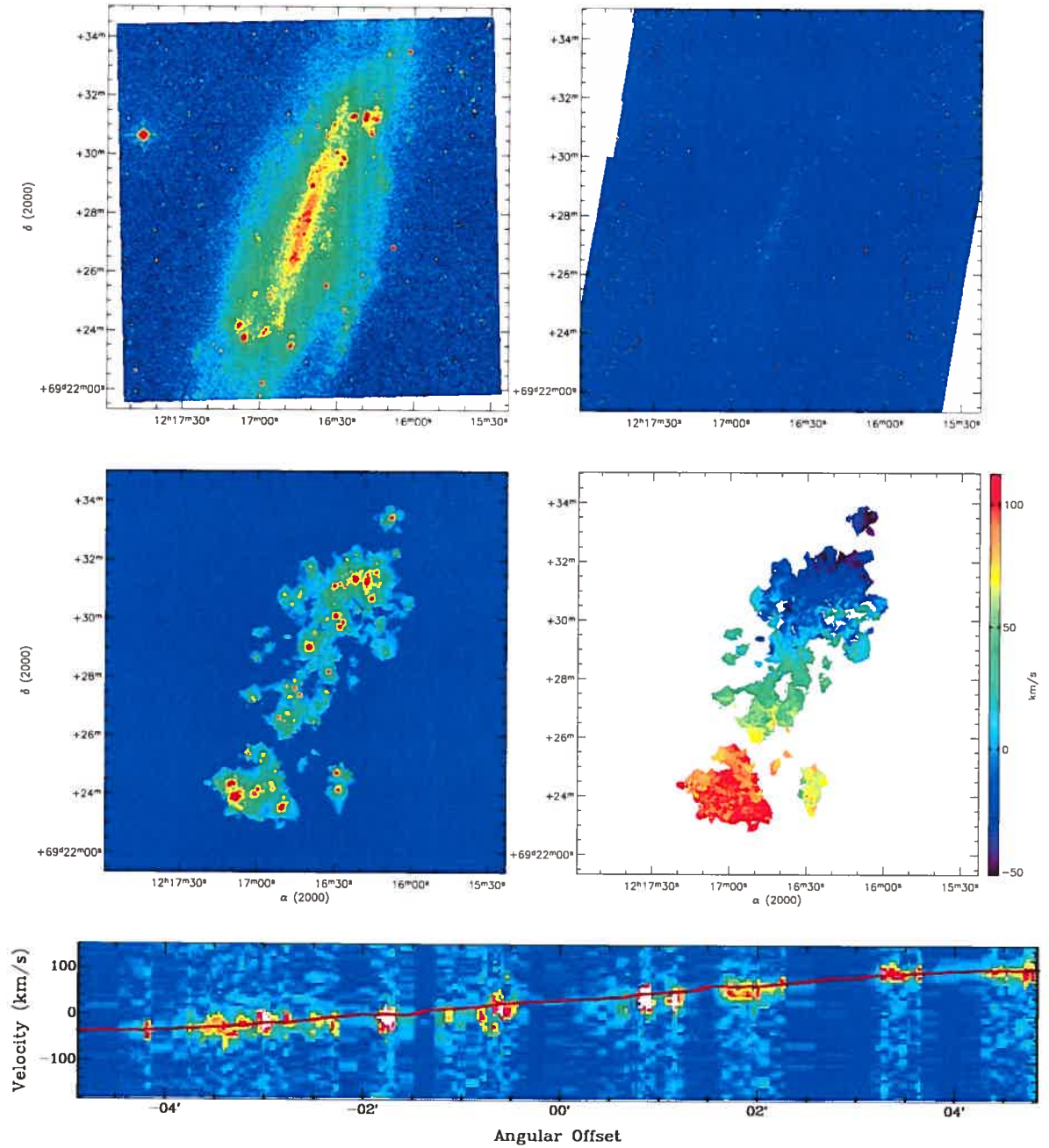


Figure B15. NGC 4236. **Top left :** XDSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Middle left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Middle right :** $H\alpha$ velocity field. **Bottom :** PV diagram.

32 *O. Daigle et al.*

NGC 4321

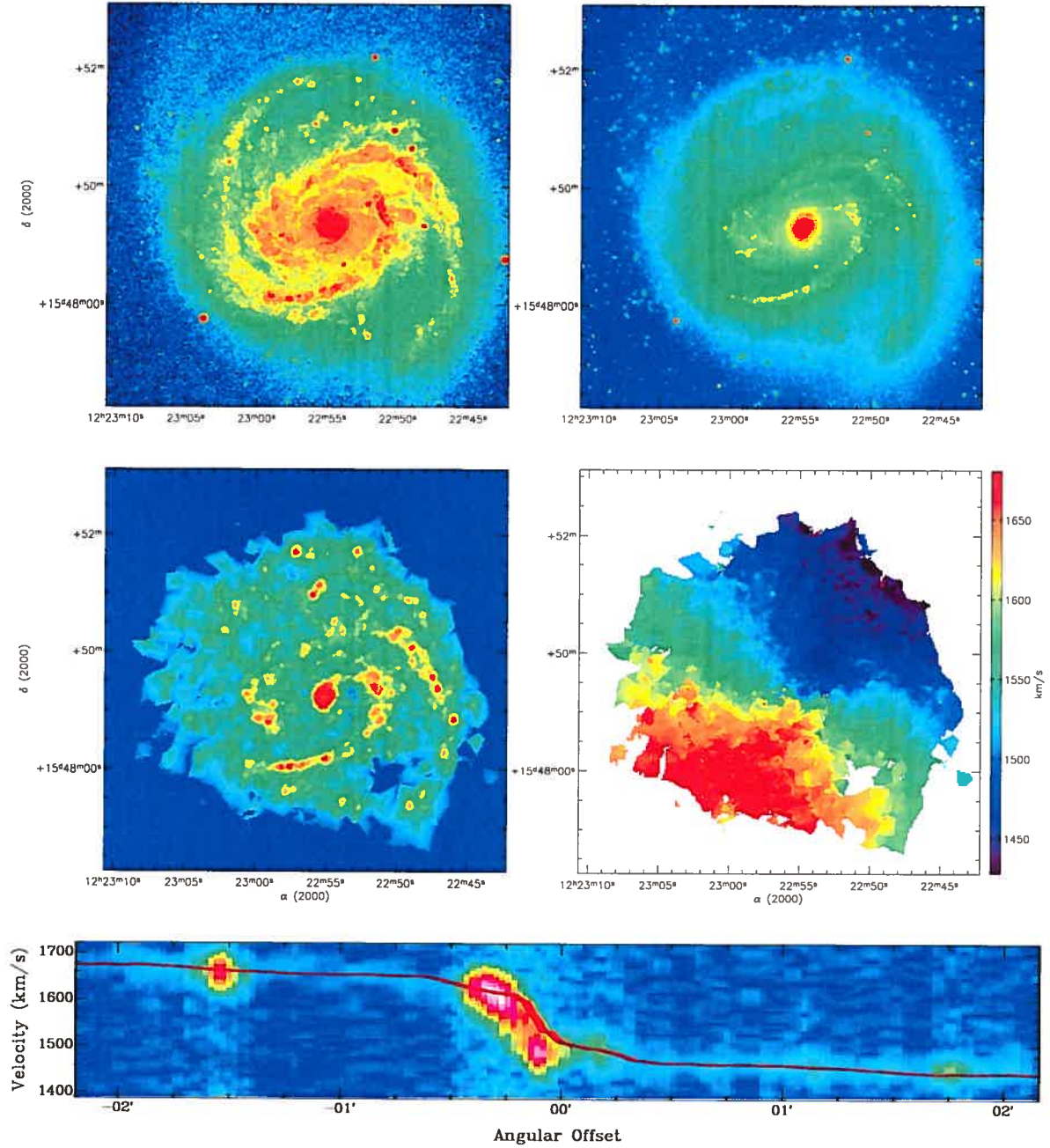


Figure B16. NGC 4321. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 33

NGC 4536

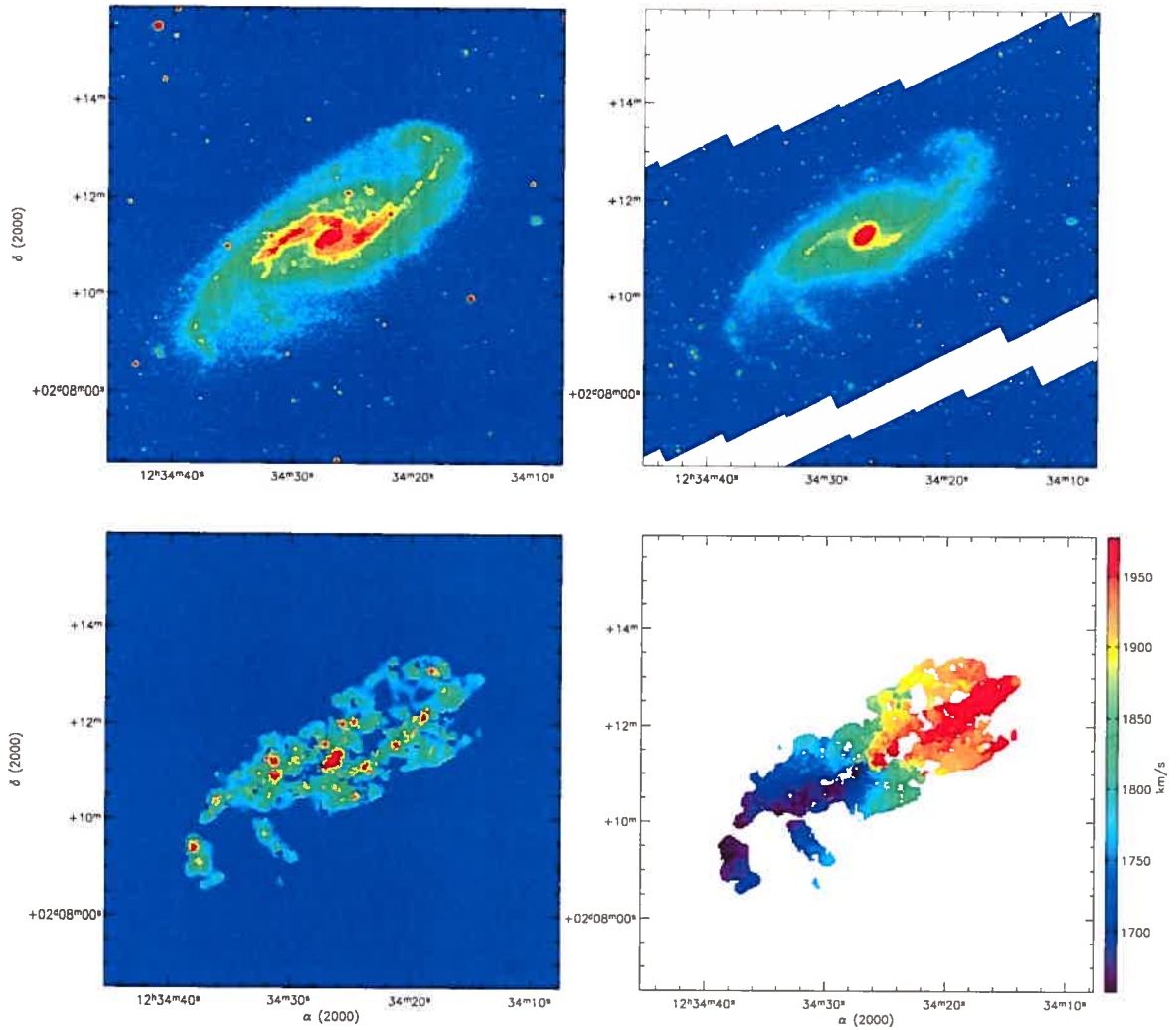


Figure B17. NGC 4536. Top left : X-DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Bottom left : $H\alpha$ monochromatic image. Bottom right : $H\alpha$ velocity field.

34 *O. Daigle et al.*

NGC 4569

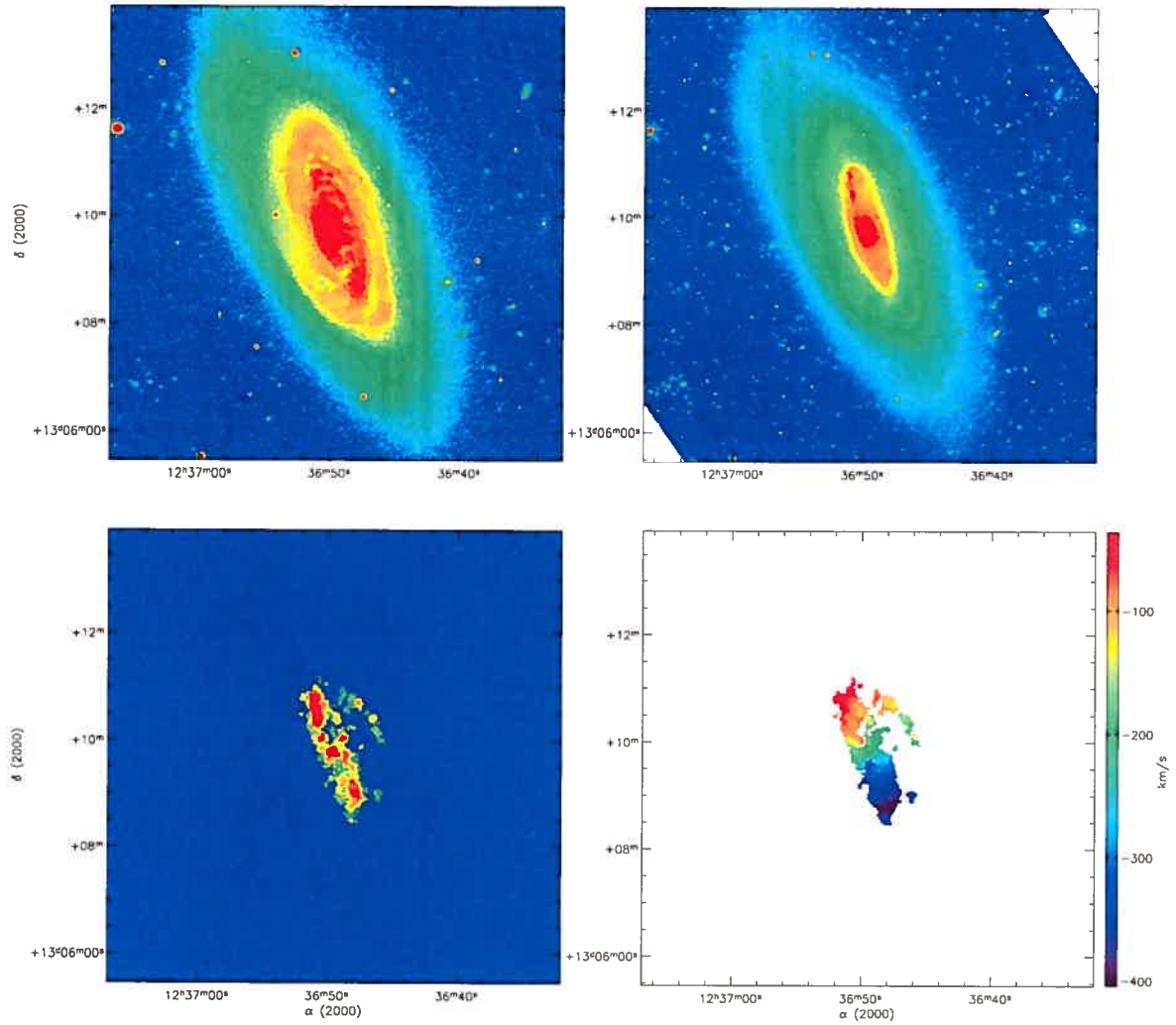


Figure B18. NGC 4569. **Top left :** X-DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μm image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 35

NGC 4579

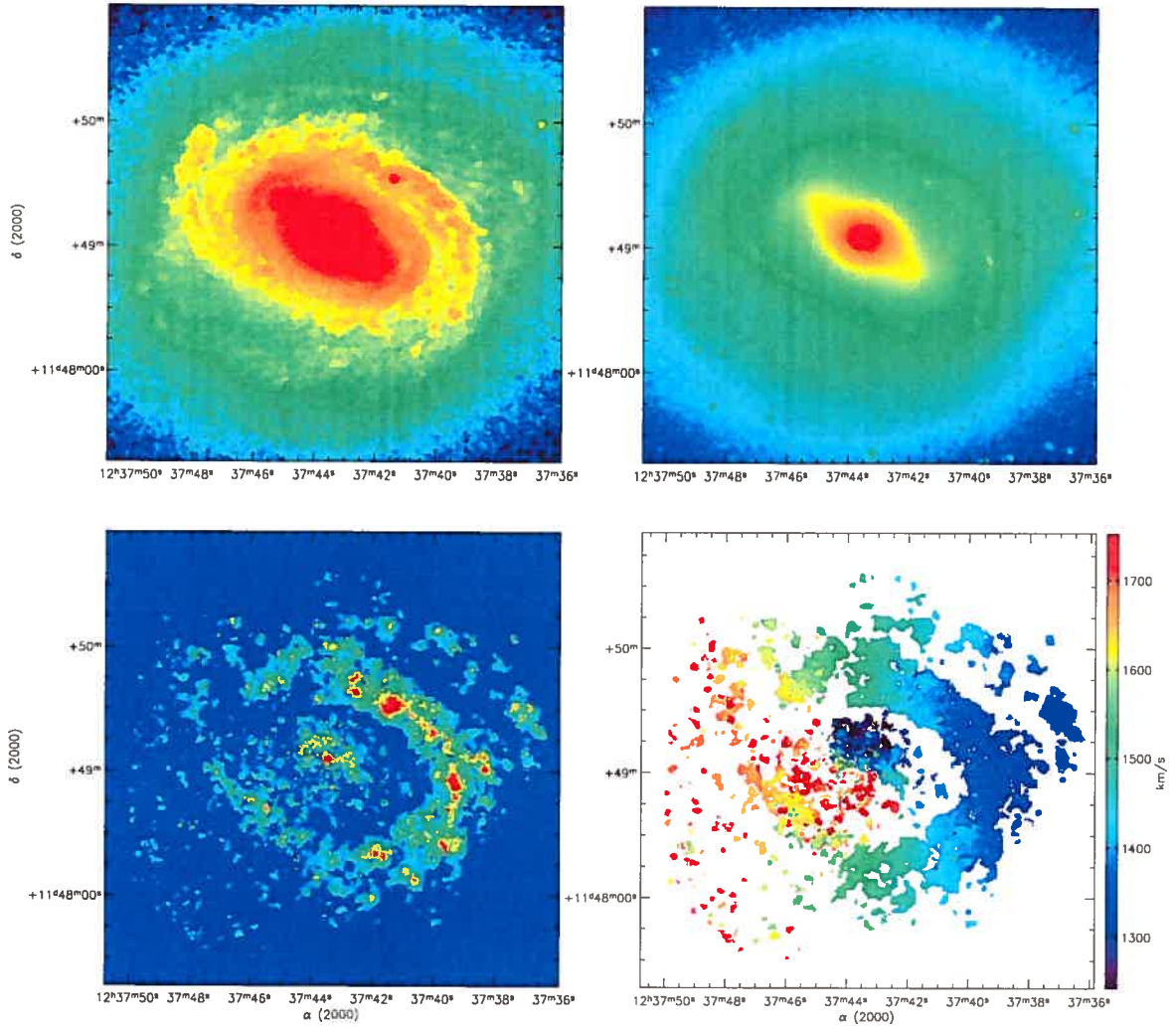


Figure B19. NGC 4579. **Top left :** X-DSS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μm image. **Bottom left :** H α monochromatic image. **Bottom right :** H α velocity field.

36 *O. Daigle et al.*

NGC 4625

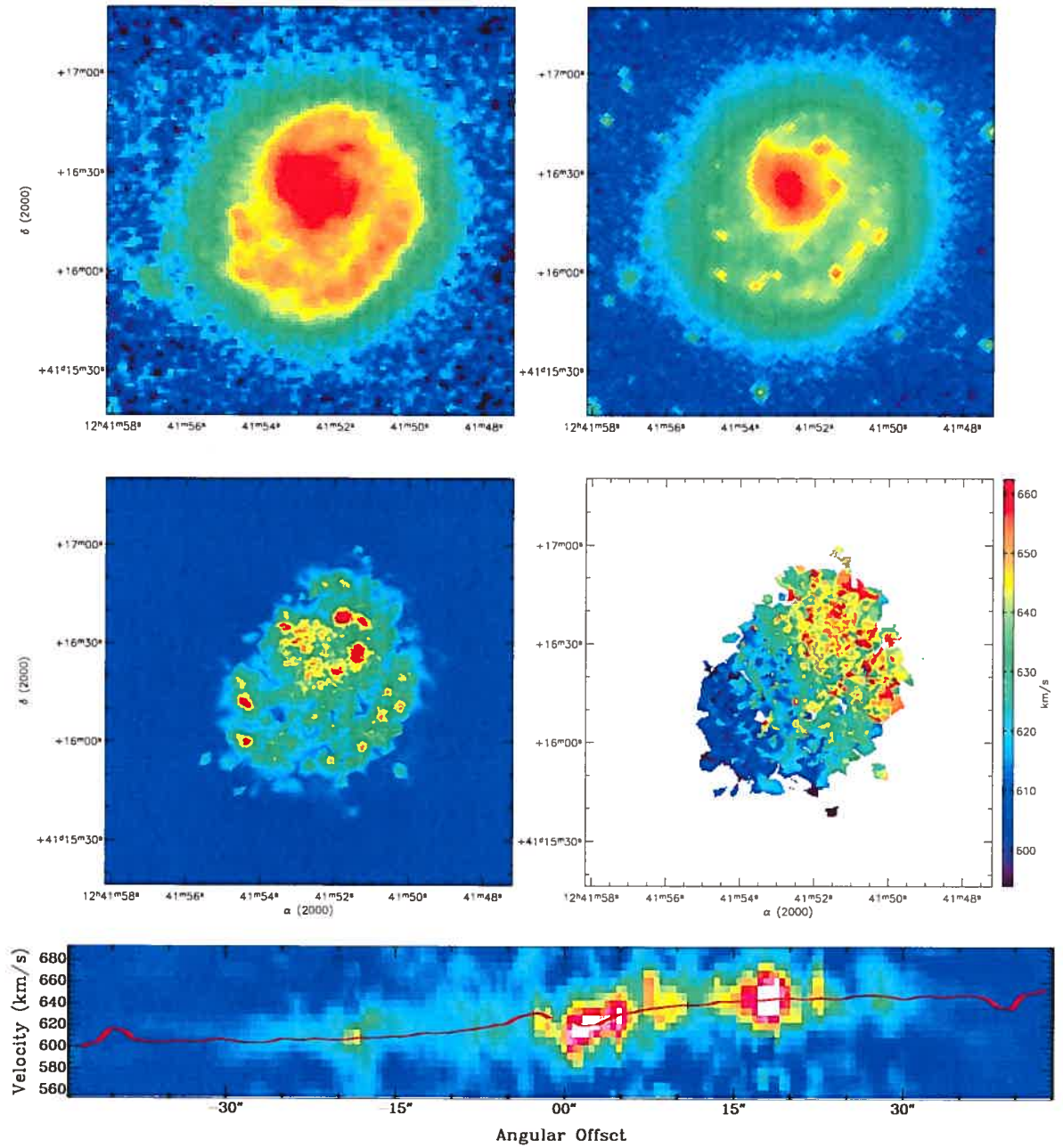


Figure B20. NGC 4625. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 37

NGC 4725

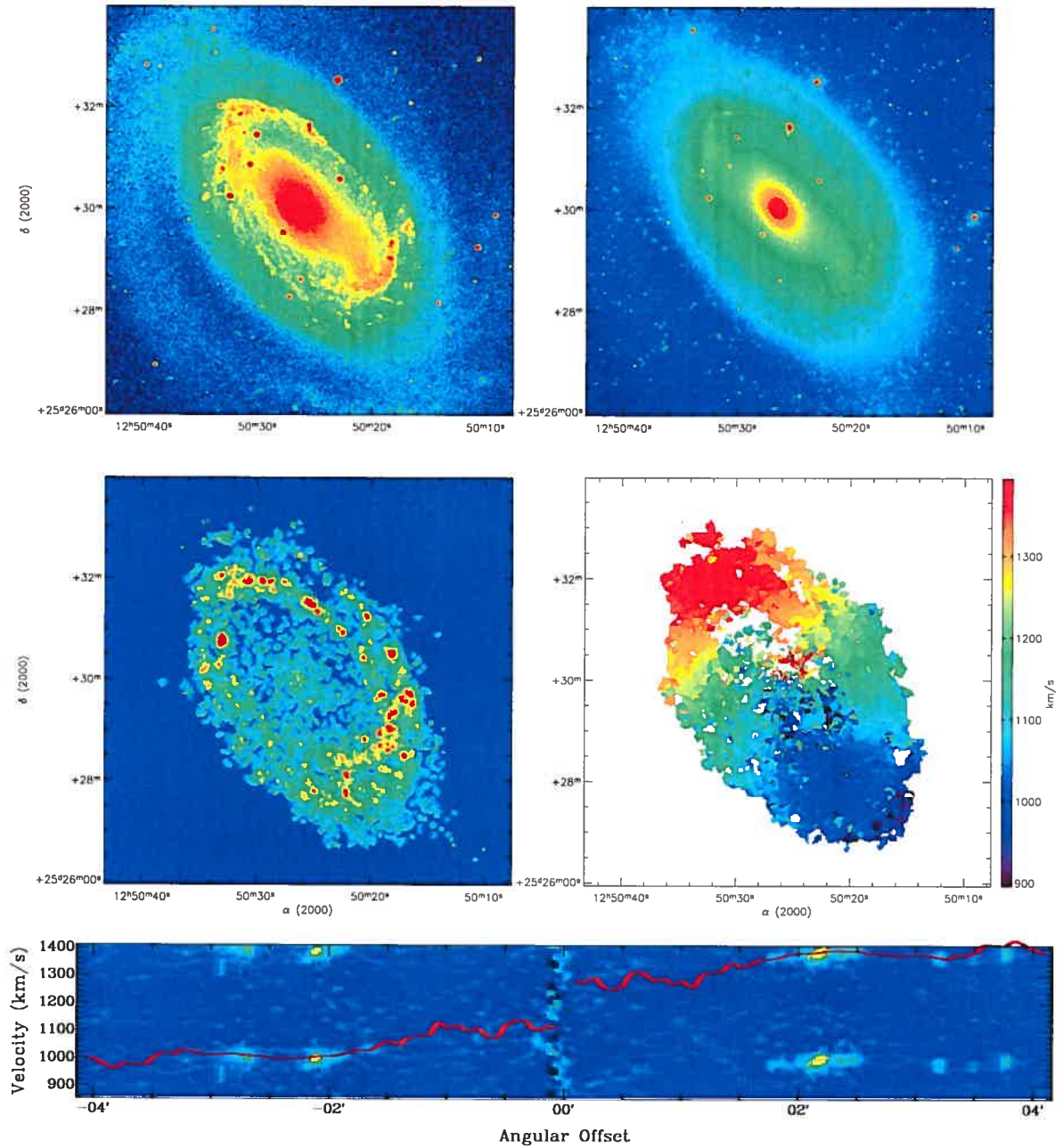


Figure B21. NGC 4725. Top left : X-ray image. Top right : IRAC 3.6 μ m image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

38 *O. Daigle et al.*

NGC 5055

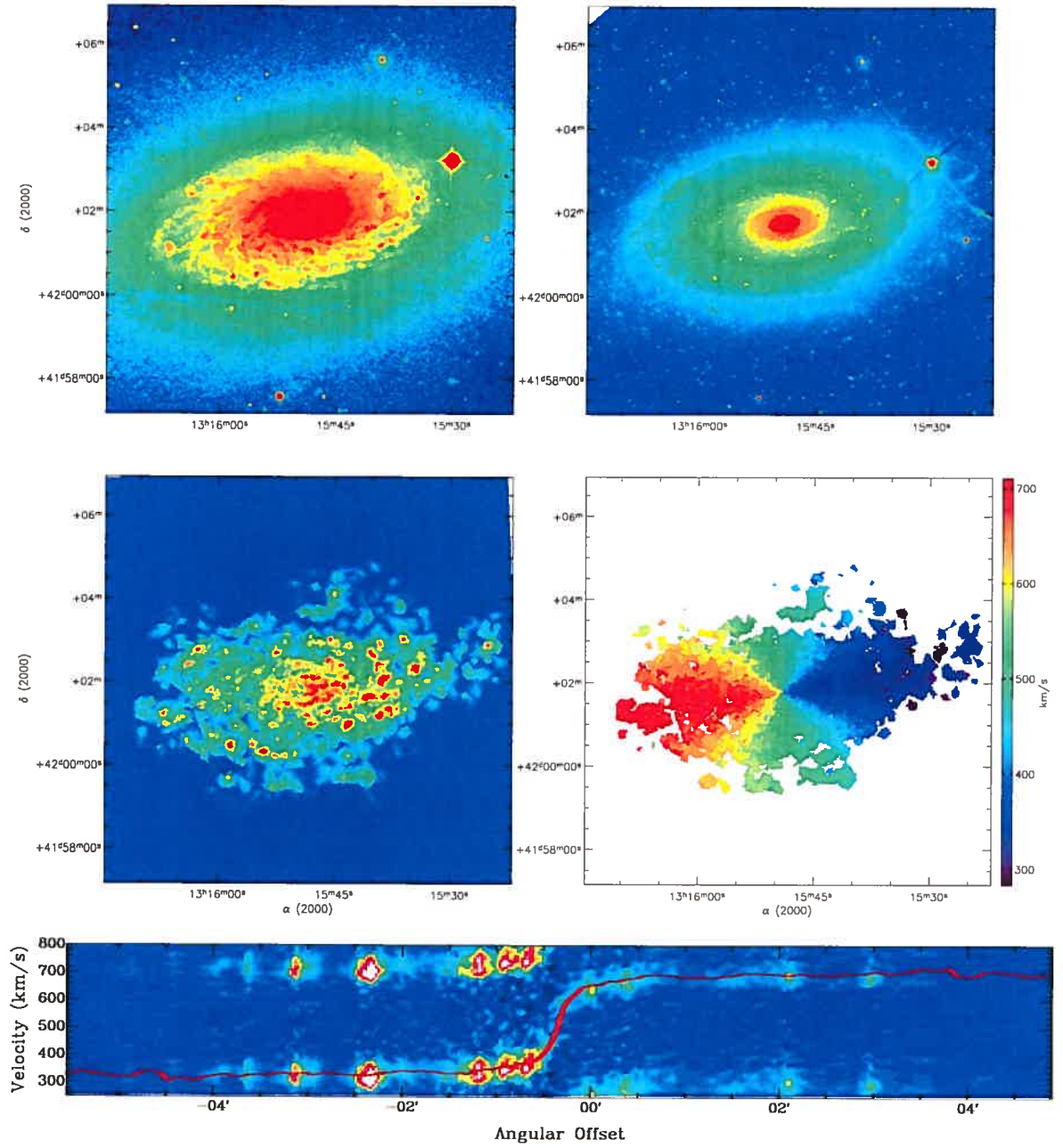


Figure B22. NGC 5055. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

$H\alpha$ Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 39

NGC 5194

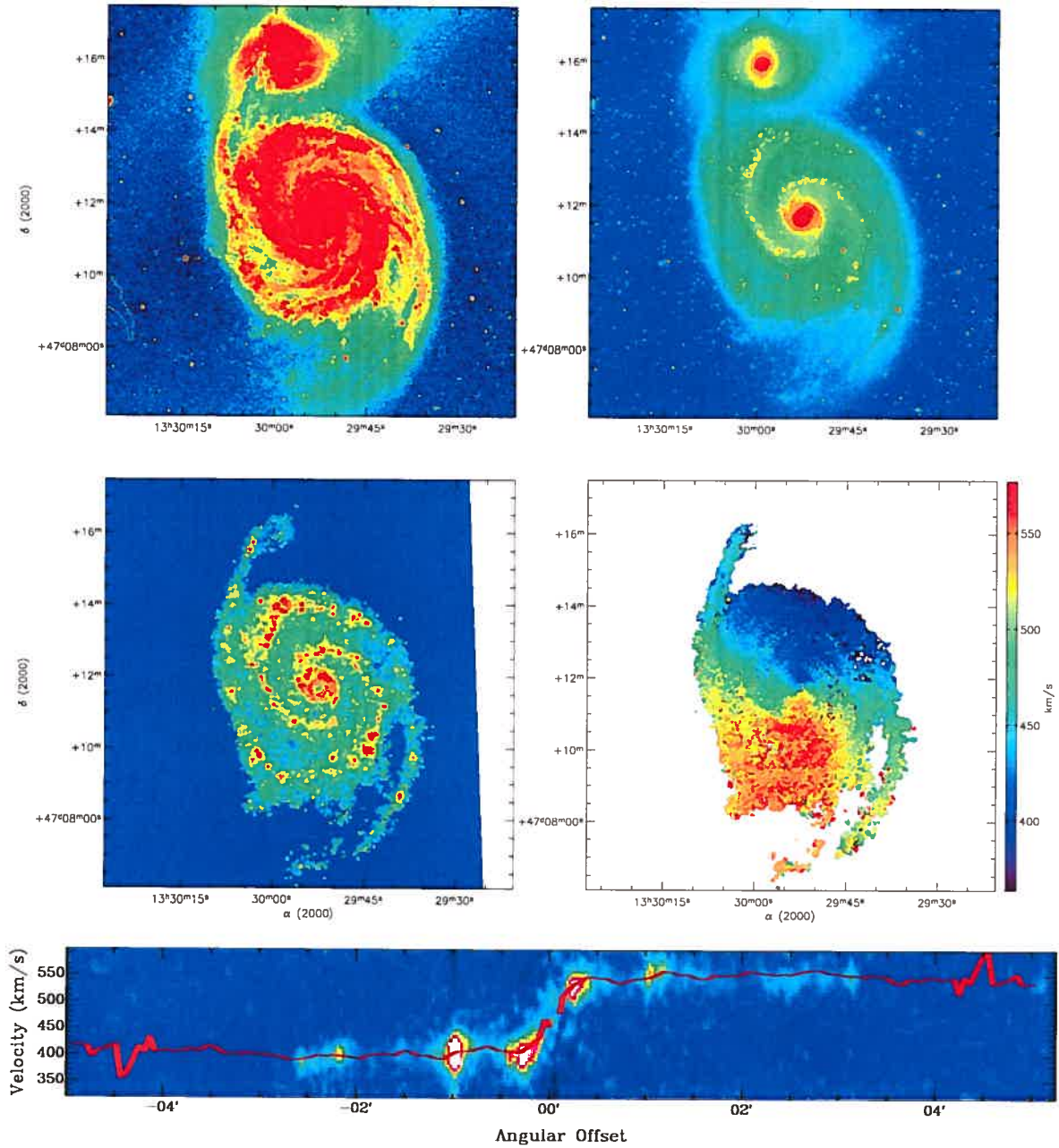


Figure B23. NGC 5194. Top left : X-ray image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

40 *O. Daigle et al.*

NGC 5398

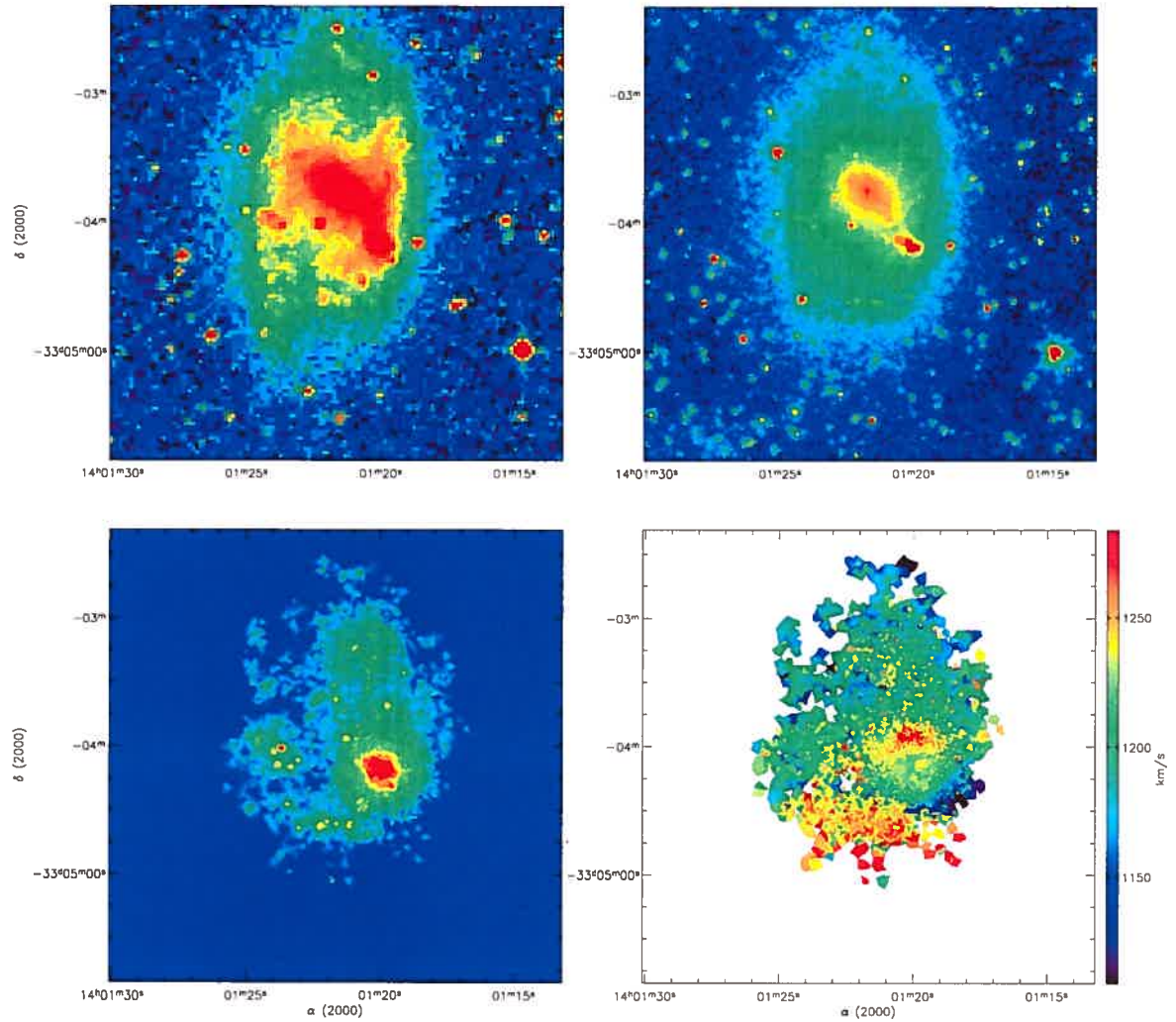


Figure B24. NGC 5398. **Top left :** X-ray image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 41

NGC 5713

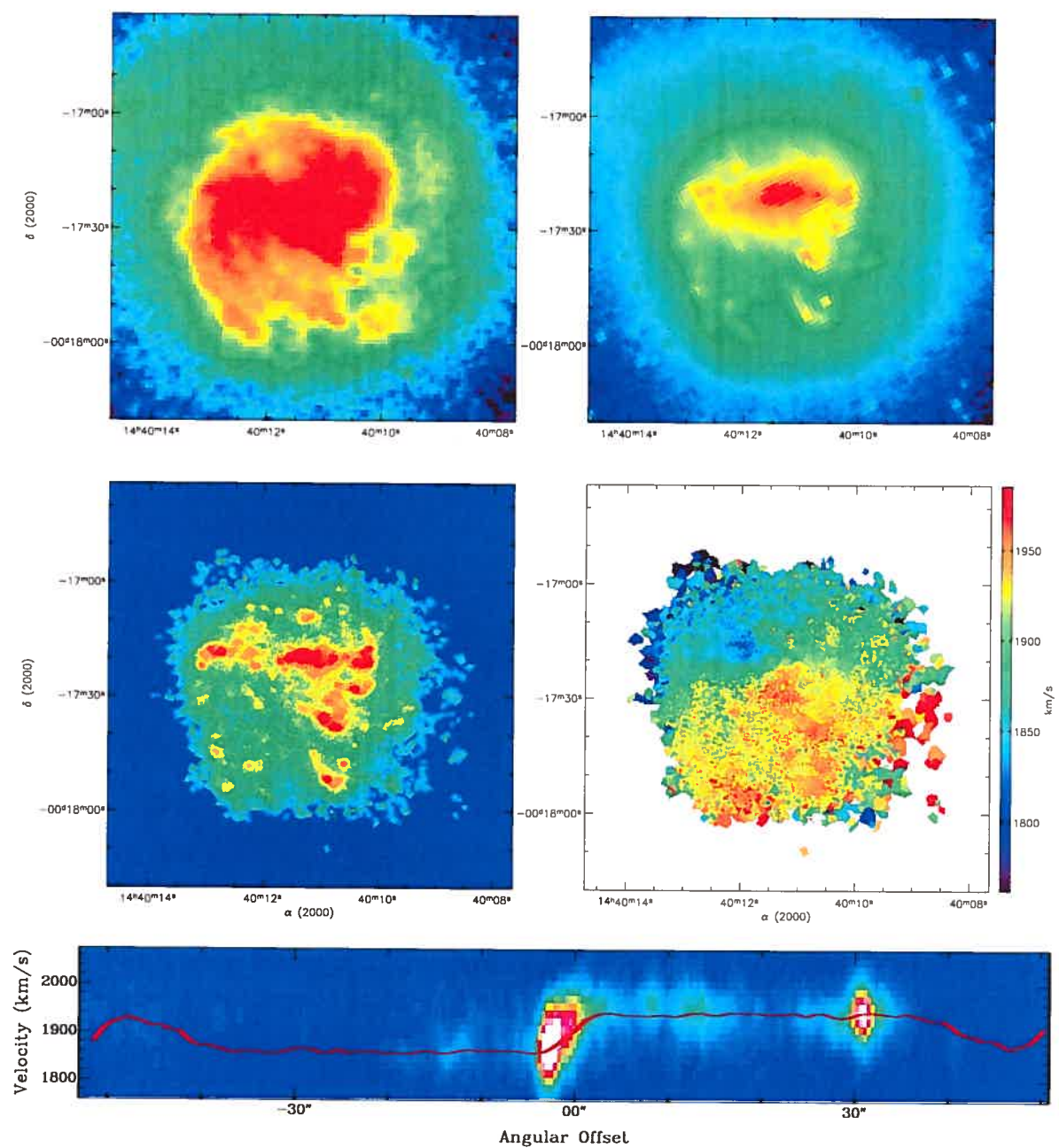


Figure B25. NGC 5713. Top left : X-DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

42 *O. Daigle et al.*

NGC 6946

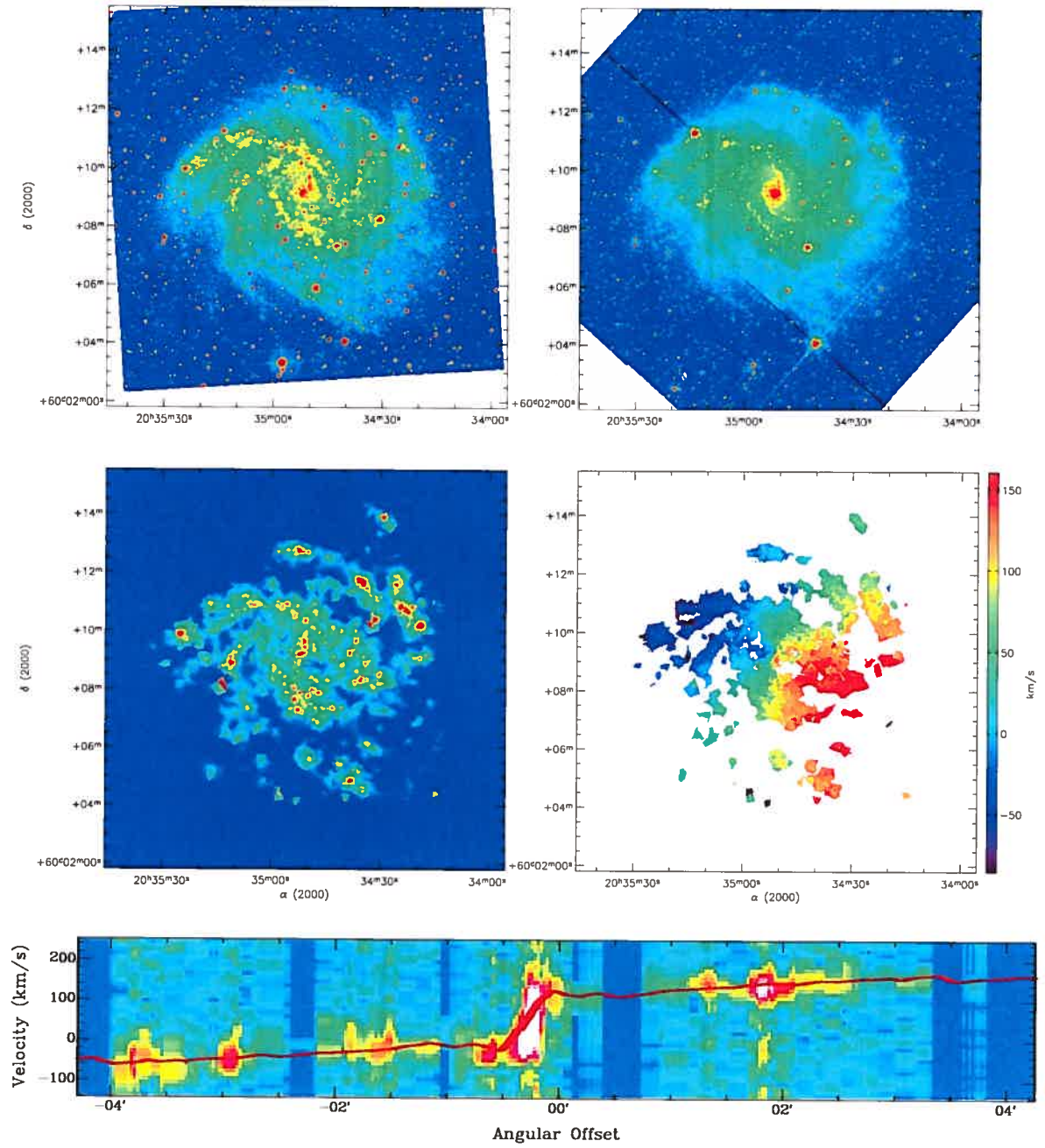


Figure B26. NGC 6946. Top left : X-DSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μ m image. Middle left : H α monochromatic image. Middle right : H α velocity field. Bottom : PV diagram.

H α Kinematics of the SINGS Nearby Galaxies Survey. I. 43

IC 4710

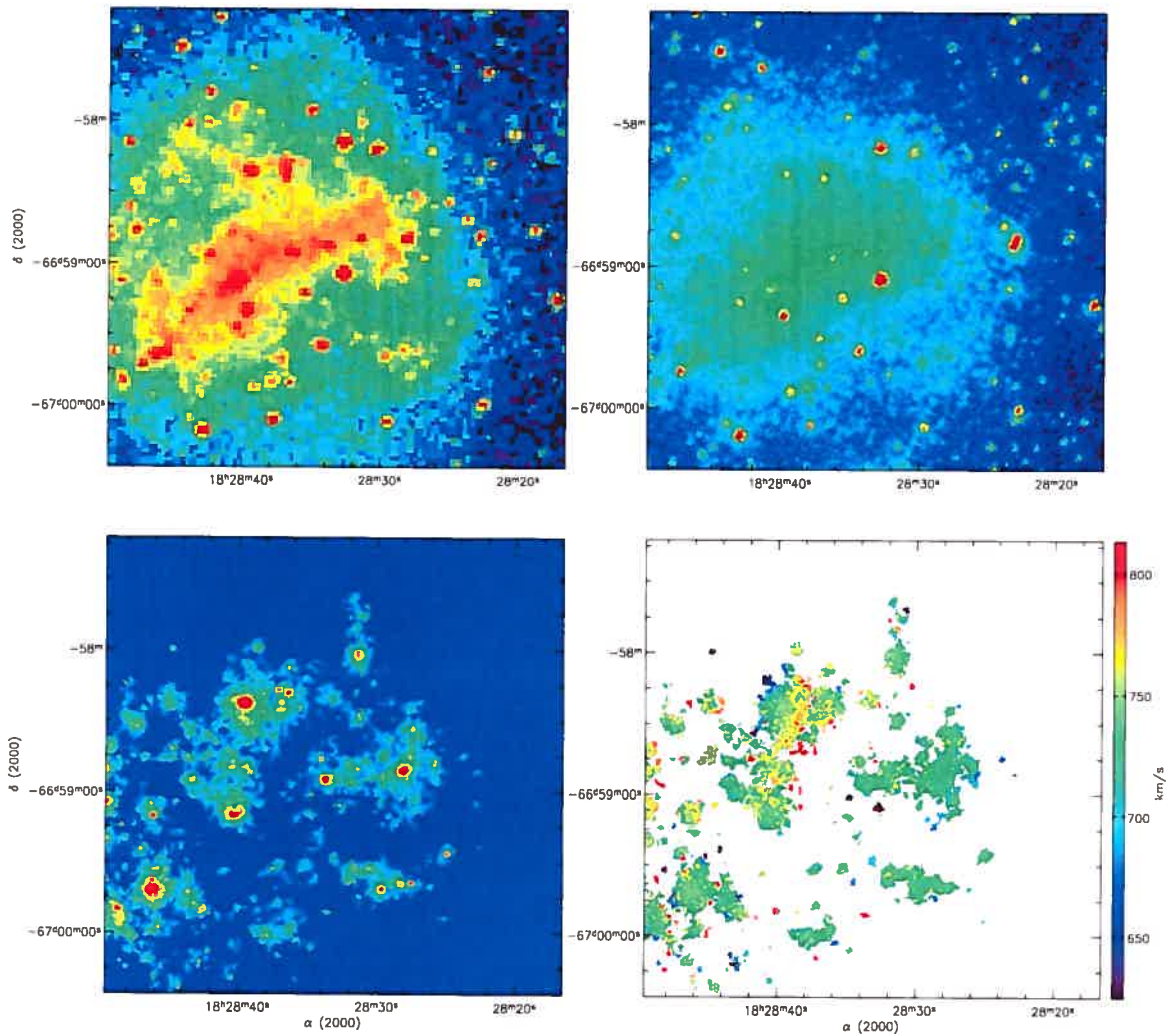


Figure B27. IC 4710. **Top left :** XDS Blue Band image. **Top right :** SPITZER IRAC 3.6 μ m image. **Bottom left :** $H\alpha$ monochromatic image. **Bottom right :** $H\alpha$ velocity field.

44 *O. Daigle et al.*

NGC 7331

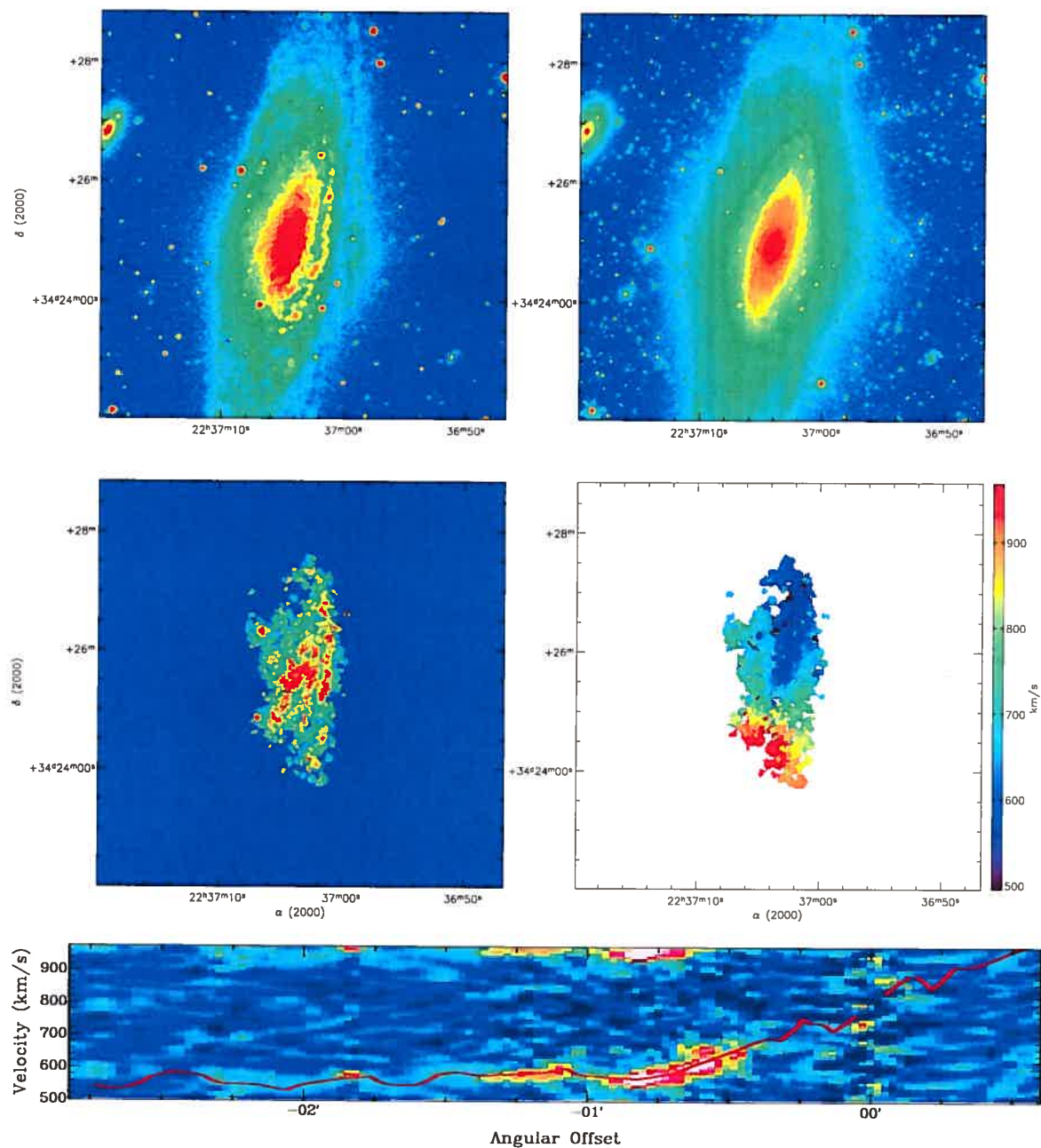


Figure B28. NGC 7331. Top left : XDSS Blue Band image. Top right : SPITZER IRAC 3.6 μm image. Middle left : $H\alpha$ monochromatic image. Middle right : $H\alpha$ velocity field. Bottom : PV diagram.

This paper has been typeset from a $\text{T}_{\text{E}}\text{X}/\text{L}_{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}$ file prepared by the author.

Chapitre 3

Performances du L3CCD en comptage de photons

Introduction à l'article

Les CCD à multiplication d'électrons (appelés L3CCD par e2v Technologies) sont une avenue intéressante à explorer pour les futures caméras à comptage de photons. Dans le cadre de ce projet, un prototype de caméra utilisant un tel CCD a été construit en collaboration avec le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM). Le prototype de caméra utilise un CCD à multiplication d'électrons de type CCD87, produit par e2v Technologies^a. Les caractéristiques de ce CCD sont les suivantes :

- 512 par 512 pixels ;
- Pixels carrés de $16\mu\text{m}$;
- CCD à éclairage frontal (*front illuminated*) ;
- Efficacité quantique maximale de 45% ;
- Gain interne maximal d'environ 5000.

À la différence des CCD conventionnels, le L3CCD en mode comptage de photons doit être piloté à très grande vitesse (voir section 3.2 pour plus de détails), soit de 30 à 40 images par seconde, ce qui implique une fréquence pixel de l'ordre de 10 MHz.

^ahttp://e2vtechnologies.com/introduction/prod_l3vision.htm?from=front_drop

Aucun contrôleur de CCD actuellement disponible sur le marché ne permet une telle fréquence d'opération. Il a donc été nécessaire d'en construire un nouveau pour tester le L3CCD en comptage de photons.

Le schéma du contrôleur est montré à la figure 13. Le séquenceur est le chef d'orchestre du contrôleur. Il génère tous les signaux (en format numérique) nécessaires au pilotage du CCD : horloges horizontales et verticales, horloge du convertisseur analogique à numérique et signaux de communication avec l'ordinateur d'acquisition. Les horloges numériques horizontales et verticales produites par le séquenceur sont ensuite modelées (en amplitude, en seuil, en composants fréquentiels) pour rencontrer les exigences du CCD. Une différence fondamentale du L3CCD par rapport aux CCD conventionnels réside en l'horloge sinusoïdale à haute tension qui est nécessaire pour générer le gain à l'intérieur du CCD. Cette horloge est contrôlée en amplitude et en phase pour obtenir un gain optimum. Toutes les horloges sont générées pour obtenir une fréquence pixel de 10 MHz.

Le signal de sortie du CCD est transformé en signal numérique par un convertisseur analogique à numérique opérant à 20 MHz. La fréquence de conversion est le double de la fréquence pixel pour permettre un traitement de signal du type "échantillonnage double corrélé" (*Correlated Double Sampling* ou CDS). Ce mécanisme permet l'échantillonnage de la valeur de référence de chaque pixel, V_{ref} , avant d'échantillonner la valeur du signal du pixel, V_{sig} . Ceci permet d'éliminer le bruit d'initialisation du pixel (voir figure 14). La valeur du pixel, V_{pix} , est alors simplement calculée par

$$V_{pix} = V_{sig} - V_{ref}. \quad (3.1)$$

Cette soustraction est effectuée en temps réel par le séquenceur. La valeur du pixel transférée à l'ordinateur d'acquisition est V_{pix} .

Le prototype a été mis en route en juin 2004 (figure 15), dans les laboratoires du LAM. Plusieurs tests en laboratoire ont été effectués pour caractériser le détecteur (bruit thermique, injection de charge, bruit de lecture). Malheureusement, le détecteur utilisé était une version non officiellement commercialisée du L3CCD. Il souffrait de plusieurs problèmes :

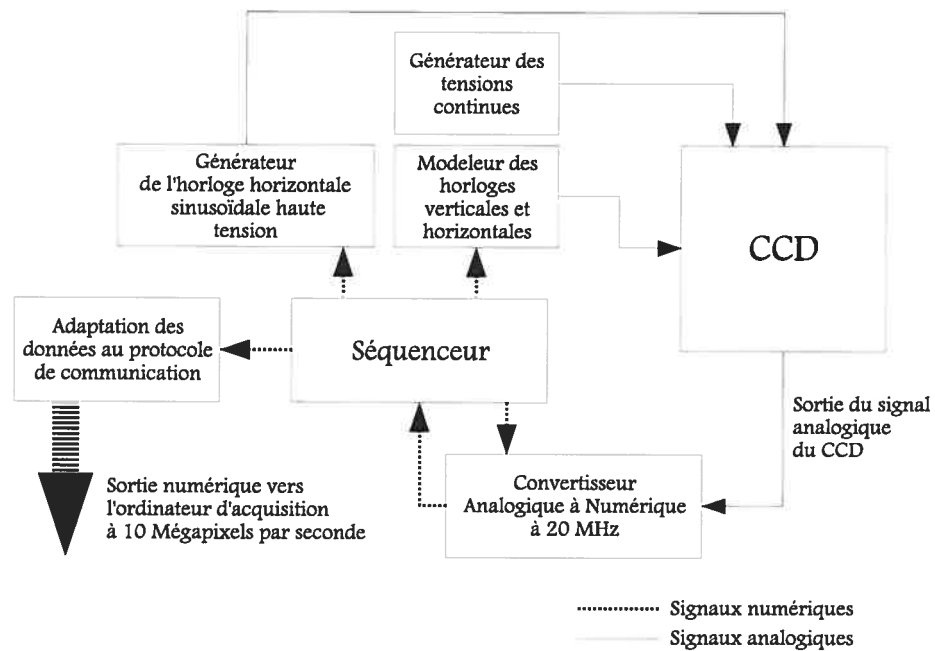


Fig. 13: Schéma fonctionnel du contrôleur de L3CCD.

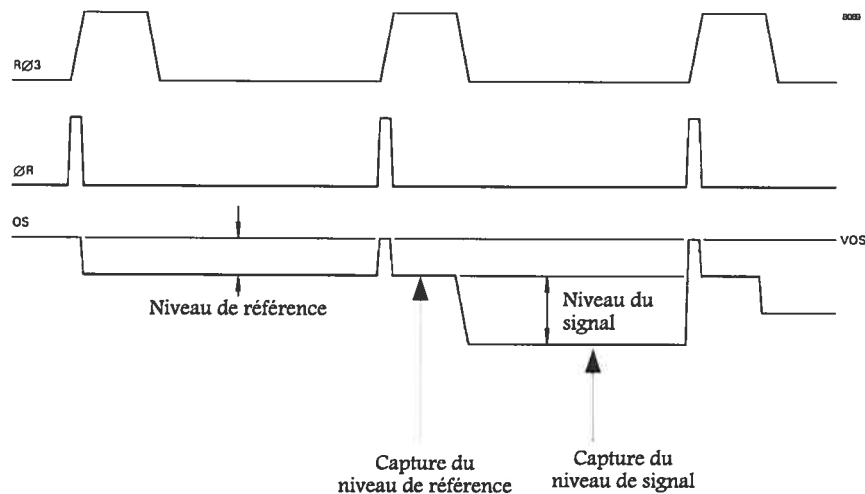


Fig. 14: Représentation du fonctionnement de l'échantillonnage double corrélé.

- L’amplificateur de sortie émettait de la lumière ;
- L’injection de charge (voir section 3.3.1) était beaucoup plus grande que celle des détecteurs plus récents (par exemple, le CCD97) ;
- Quelques colonnes blanches ont été détectées.

Ces problèmes sont visibles sur l’image de la figure 16. D’après e2v Technologies, l’émission de lumière par l’amplificateur de sortie a été éliminée et l’injection de charge a été grandement diminuée dans le successeur du CCD87, le CCD97. De plus le CCD97 est un CCD retroéclairé, qui permet d’obtenir une efficacité quantique maximale de 95%.

Suite à la mise en route du prototype de caméra, l’article “L3CCD results in pure photon counting mode” a été présenté à la conférence de la Société internationale d’ingénierie de l’optique (*International Society for Optical Engineering* ou SPIE) qui a eu lieu à Glasgow, en Écosse du 21 au 24 juin 2004. L’article a été publié dans SPIE conference proceedings vol 5499, “Optical & IR Detectors for Astronomy”, p. 219 (Daigle et al. 2004).

Cet article décrit comment les sources de bruit d’un L3CCD affectent le rapport signal sur bruit d’observations astronomiques. Il est présenté dans les pages qui suivent. Une affiche a été exposée pendant la conférence pour présenter l’article qui allait paraître dans le compte-rendu de conférence. L’affiche est présentée à la figure 17.

Les détails de la conception de la caméra sont présentés en annexe.

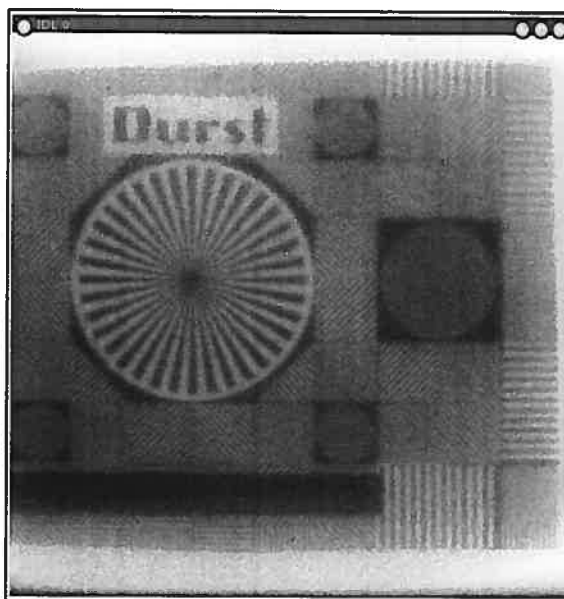


Fig. 15: Image prototype de caméra L3CCD en comptage de photons prise en labo.

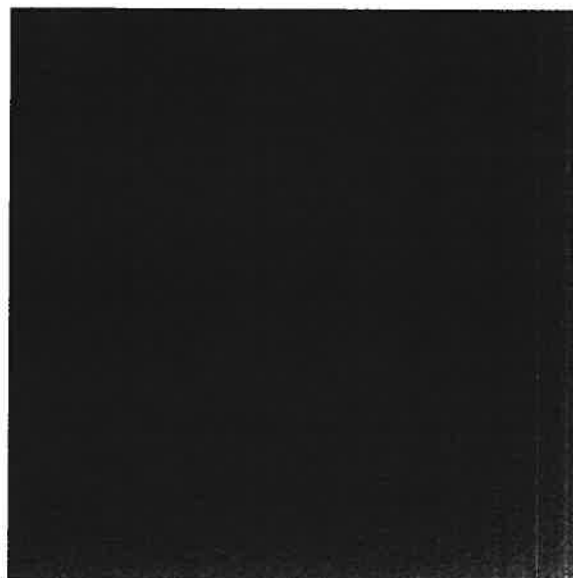


Fig. 16: Somme de 200 images noires de la caméra L3CCD prises en labo.

L3CCD RESULTS IN PURE PHOTON COUNTING MODE

Olivier Daigle^{1,2}, Jean-Luc Gach², Christian Guillaume³, Claude Carignan¹, Philippe Balard², Olivier Boissin².

1 - Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Université de Montréal, Département de Physique, C.P. 6128, Montréal Québec, Canada, H3C 3J7
 2 - Observatoire de Marseille Provence, 2 Place Le Verrier, F 13248 Marseille Cedex 04, France
 3 - Observatoire de Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire France

Abstract

L3CCDs are theoretically perfect photon counting devices, promising high quantum efficiency (>90%) and sub-electron (<0.1e⁻) read-out noise.

We present data obtained with a L3CCD camera based on the CCD87 chip tested in pure photon counting mode. The chip is operated at high electromultiplication gain, high analogic gain and high frame rate. We will compare its performance versus a modern photon counting camera (GaAs photocathode, QE 28%) and show whether L3CCD technology in its current state could replace these ones.

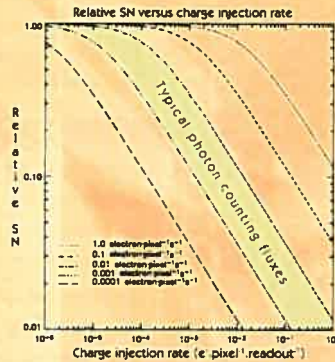
CCD87 Setup in dewar



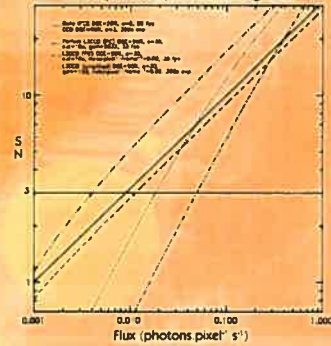
This image shows an integration of 200 dark frames in photon counting mode and shows the clock induced charge. The mean injection was measured at approximately 0.01 event/pixel/readout.

This shows the effect of clock induced charge (CIC) on the SN ratio with photon counting applications where the flux is typically between 0.001 and 0.01 electron/pixel/s.

The CIC must therefore be less than 10⁻³ electron/pixel/s which is 1000 times higher than the read-out noise.



SN comparison at photon counting fluxes



This graph shows SN ratios achievable at different fluxes for different L3 configurations (photon counting, amplified) compared to GaAs photon counting systems (DCS).

It shows clearly that, mostly because of clock induced charge (CIC), the only way to be competitive with GaAs (DCS) at low fluxes is to have a perfect L3CCD without CIC.

Slow non-amplified mode gives nearly comparable performance but drops the real time advantage.

References

1. J. L. Gach, C. Carignan, O. Daigle, P. Balard, O. Boissin, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 2013, 2(1), 1300001.
 2. J. L. Gach, C. Carignan, O. Daigle, P. Balard, O. Boissin, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 2013, 2(1), 1300002.
 3. J. L. Gach, C. Carignan, O. Daigle, P. Balard, O. Boissin, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 2013, 2(1), 1300003.

Fig. 17: Affiche présentée à Glasgow.

L3CCD results in pure photon counting mode

Olivier Daigle^{a,b}, Jean-Luc Gach^b, Christian Guillaume^c, Claude Carignan^a,
Philippe Balard^b, Olivier Boissin^b

^aLaboratoire d'Astrophysique Expérimentale & Département de physique,
Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-ville, Montréal, Québec, Canada
H3C 3J7;

^bObservatoire de Marseille, 2, Place Le Verrier, 13248 Marseille cedex 4, France;

^cObservatoire de Haute-Provence, 04870 St-Michel l'observatoire, France.

Abstract

Theoretically, L3CCDs are perfect photon counting devices promising high quantum efficiency ($\sim 90\%$) and sub-electron readout noise ($\sigma < 0.1e^-$). We discuss how a back-thinned 512x512 frame-transfer L3CCD (CCD97) camera operating in pure photon counting mode would behave based on experimental data. The chip is operated at high electromultiplication gain, high analogic gain and high frame rate. Its performance is compared with a modern photon counting camera (GaAs photocathode, QE $\sim 28\%$) to see if L3CCD technology, in its current state, could supersede photocathode-based devices.

Keywords : CCD, L3CCD, charge coupled devices, image intensifiers, low light level imaging, noise, photon counting, single photon detection, clock induced charge.

3.1 Introduction

Photon counting (PC) efficiency has increased since the first photon counting devices (Boksenberg 1977, Blazit et al. 1977). Now, third generation image intensifiers with high quantum efficiency (QE) photocathodes (of the order of 30%) are used with CCDs in modern intensified photon counting systems (IPCS) (Gach et al. 2002,

Hernandez et al. 2003). But, the efficiency of this kind of camera is limited by the capability of the tube to transform an incoming photon into an electron and amplifying it so that the output signal is largely over the CCD readout noise. Improvements in CCD quantum efficiency, which now reaches 90% at some wavelengths, and readout noise (RON), as low as $3e^-$, have no effect on the total counting efficiency of these cameras. RON of $3e^-$ is still too high for an application such as photon counting for extreme faint fluxes.

It is now possible to amplify the pixel signal into the CCD before it reaches the output amplifier and before it is affected by its noise (eg, Jerram et al. 2002). Gain is created by adding a special shift register excited with a high voltage phase that makes avalanche multiplication probable at every shift. The probability of amplification being small ($p < 2\%$ and variable depending on the voltage applied and temperature), the number of elements ($N > 500$) makes the total gain large ($G = (1 + p)^N$ being in the range of thousands). Interestingly, the effective RON may be seen as the real readout noise divided by the amplification factor that has been applied to the pixel's charge. Hence,

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_{real}}{G}, \quad (3.2)$$

where G is the gain that is applied to the charge before it reaches the output amplifier.

If one uses such a CCD in high gain mode to get a σ_{eff} in the range of 0.2, one could think that by applying a 5σ detection threshold this would make photon counting possible. But, as this gain is statistical, there is only a probability of amplification at every stage of the shift register. As a result, the exact gain that has been applied to a pixel's signal when it reaches the output amplifier is impossible to tell. This means that at high gains, needed for photon counting, the pixel becomes nonlinear. It is impossible to accurately determine from the output signal value how many events occurred.

In multiplex observations, a conventional CCD signal to noise ratio (SNR) may be expressed as follows,

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{S + T + n\sigma^2}}, \quad (3.3)$$

where S is the number of electrons collected per pixel during the all the integration

periods, T the thermal noise in $e^- \text{pixel}^{-1}$, n the number of readouts and σ the readout noise of the CCD in electrons. This SNR formula needs some changes to reflect the SNR of an Electron Multiplying CCD (EMCCD). First, the readout noise is as shown by equation 3.2. Second, the stochastic multiplication adds noise by convoluting the pixel's signal and is reflected by a noise factor given by (Stanford & Hadwen 2002)

$$F = \sqrt{\frac{2(G-1)}{G^{\frac{N+1}{N}}} + \frac{1}{G}}. \quad (3.4)$$

When G is large, $F^2 = 2$. With these two modifications in mind, one can thus rewrite the SNR equation for a theoretical EMCCD as

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{F^2 S + F^2 T + n \frac{\sigma_{read}^2}{G}}}. \quad (3.5)$$

3.2 L3CCD operation for photon counting

When the L3CCD is operated at high gain ($G > 100$), its noise factor, as shown by equation 3.4, reaches a value of $2^{0.5}$ and it has the same effect as halving the QE. But, this noise factor can be neglected if the output of the CCD is considered binary, that is, if the output is above a given level the pixel will be considered as having undergone a single event during the integration time. On the contrary, a lower output level will be considered as having not undergone an event. Using this simple thresholding scheme, one can recover the full silicon QE of the L3CCD, making it a potentially perfect detector.

Care must be taken when using this thresholding method. The threshold level must not be set too high, as shown in Figure 18, since it would result in losing some events and decreasing the resulting QE of the system. Also, if more than one event occurs on a pixel during an integration, the exceeding events will be lost, resulting in a linearity loss. The frame rate must thus be set according to the expected flux to avoid losing events as much as possible. This linearity loss may be compensated out as the mean number of missed photons can be evaluated (Gach et al. (2002)). Since photon emission can be assumed as being a Poissonian process, the following

equation

$$g = \frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}, \quad (3.6)$$

gives g , the proportion of counted photons as a function of α , the mean number of photons expected during the integration period. As a result, this correction adds a nonlinear noise that scales as

$$N = \sqrt{\frac{\alpha}{g}}. \quad (3.7)$$

To avoid being affected too much by this noise, one must choose a frame rate that will give a maximum mean signal of 10^{-1} photon pixel $^{-1}$ frame $^{-1}$, as shown by Figure 19. With that in mind, the threshold level must be chosen according to the readout noise of the CCD. The threshold must be high enough to be out of the RON of the CCD and avoid creating false events and low enough to avoid losing real events as previously stated.

Since the SNR is dependent of the flux, frame rate and QE and that the QE is dependent on the threshold, the ideal threshold level will depend on the flux per pixel per integration. To properly determine the threshold, it is interesting to plot the effective SNR of an observation according to the threshold used for various light levels.

Figure 20 shows that a threshold level of 5.5σ is where the resulting SNR will be at its best to cover a wide dynamic range. This figure plots curves for a system running at 30fps with a RON of $30e^{-}$, but the best threshold is independent of the RON as long as it is expressed in sigma. The relative SNR, where all low fluxes meet, is always situated at $\sim 5.5\sigma$ (5.42 precisely, determined empirically). If the expected flux is known and its dynamic range is small, one could choose a threshold lower than 5.5σ to get a small gain in SN.

Using a threshold of 5.5σ , one can now determine the gain at which the L3CCD must be operated according to its system RON to lower the loss in effective QE, as shown in Figure 21. A good approximation would be that the gain must be at least 100 times greater than the RON of the system to avoid losing too much QE. Since gains of the order of 5000 requires very low temperatures ($< 173K$) and maximum

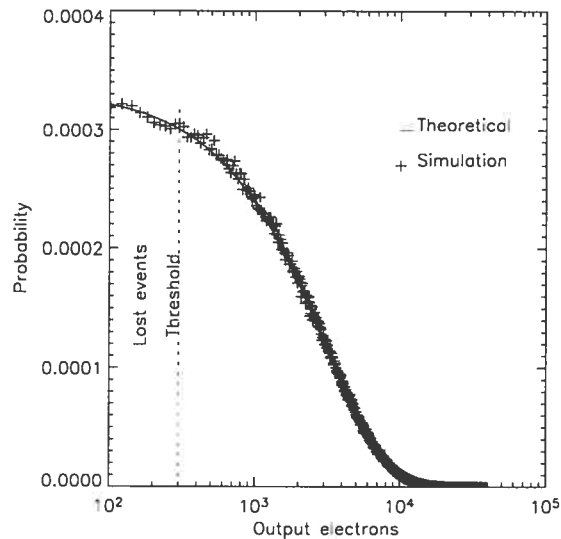


Fig. 18: Output probability for a single electron passing through a 536 elements register each having a multiplication probability of 1.5%, resulting in a mean gain of ~ 3000 .

high voltage clock amplitude (46V), this implies that an L3CCD operating in photon counting mode should have less than $50e^-$ of RON.

3.3 Real life L3CCD noise

3.3.1 Clock induced charges

When it comes to photon counting with L3CCDs, clock induced charges (CIC), a noise source that could be neglected on conventional CCDs, arises (Jerram et al. 2002). CIC appear during the transfer of charges through the device and are usually low enough to be buried in the readout noise of conventional CCDs. But, when the L3CCD is operated at high gain, the induced charges will appear at the output amplifier as a normal event, thus creating a false event impossible to discriminate from a real event. These false events will thus add noise to the image. Even if this noise is generated in both serial and parallel registers, it seems that the vertical component

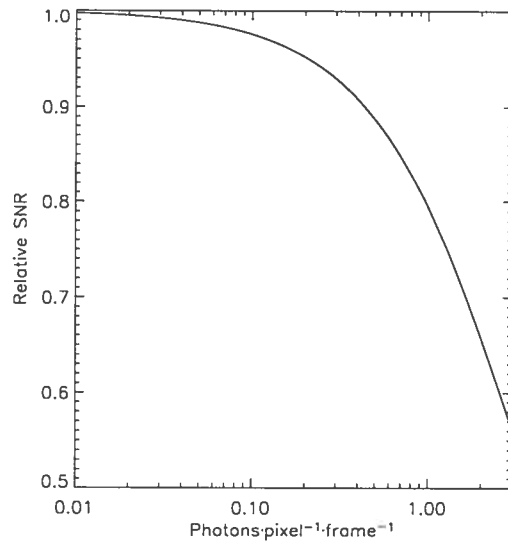


Fig. 19: Simulation showing the decrease in SNR due to nonlinearities as the flux is increased.

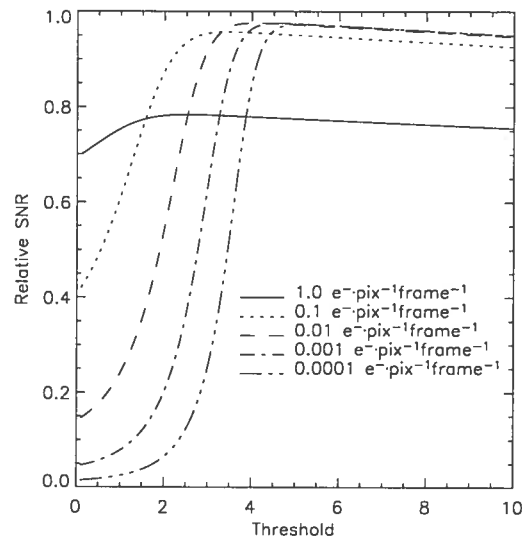


Fig. 20: Relative SNR versus threshold level used (in σ) assuming a RON of $30e^-$ for different fluxes. SNR is normalized according to a perfect system that would not need any thresholding and would be perfectly linear.

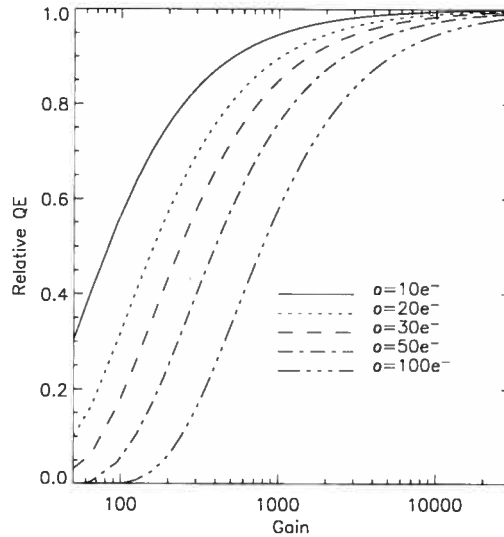


Fig. 21: Relative QE versus gain for different RON and using a threshold of 5.5σ . QE is normalized according to a system without any RON.

dominates over the serial one under most operating conditions (E2V Technologies 2004).

The total number of charges induced during the vertical shift process will not be equal for all lines since they will not undergo the same number of transfers. This will create a gradient of CIC across the CCD and the last readout line will have roughly twice as much CIC as the first one (for frame-transfer CCDs). For the sake of simplicity, one may consider the mean CIC that will appear on pixels across the CCD and rewrite equation 3.5 as follows

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{F^2S + F^2T + nF^2C + n\frac{\sigma_{real}^2}{G}}}, \quad (3.8)$$

where C is the mean CIC per pixel per readout in electrons.

Since the CIC varies according to the clock levels, rise time, fall time and operation mode of the CCD (inverted, non-inverted), it is interesting to compare its effect on SNR according to light level. Doing so will enable one to determine if the expected CIC will ruin the SNR of a given application. Figure 22 shows clearly that for typical

photon counting applications where high temporal resolution is needed, the CIC must be kept very low, below $10^{-4} \text{e}^- \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$.

If the temporal resolution is less important, the L3CCD could be operated at a lower frame rate. Since typical photon counting applications involve fluxes in the range of 10^{-2} to $10^{-1} \text{photon pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$, a frame rate of 1 fps could be enough. Dropping the frame rate from 30 fps to 1fps involves having 30 times less CIC, which will greatly raise the SNR of the observation. Figure 23 shows that in that case, the CIC level must be kept below $3 \times 10^{-3} \text{e}^- \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$. The figure also shows how the nonlinearity of the lower frame rate affects the resulting SNR. If a flux larger than $10^{-1} \text{photon pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$ is expected, the frame rate should absolutely be raised to recover SNR.

3.3.2 Dark signal

Dark signal of an L3CCD behaves exactly as the one of a classical CCD. When operated in inverted mode, the dark signal is only composed of the signal generated in the bulk. But, as charge injection is diminished by operating the CCD in non-inverted mode (E2V Technologies 2004), one may find interesting to operate the CCD in that mode at the price of a thermally generated signal at the silicon surface that will add itself to the signal generated in the bulk. That is,

$$S_D = S_S + S_B, \quad (3.9)$$

where S_D is the total dark signal, S_S is the surface dark signal and S_B is the bulk dark signal. Using data from E2V Technologies, it is possible to approximate that when operated in non-inverted mode, the surface dark signal is 2 orders of magnitude greater than the bulk dark signal. Since a bulk dark signal of $10^{-3} \text{e}^- \text{pixel}^{-1} \text{second}^{-1}$ is typical on CCDs when deep cooling ($< 173\text{K}$) is applied, one may postulate that the surface dark signal will be of the order of $10^{-1} \text{e}^- \text{pixel}^{-1} \text{second}^{-1}$ in that case. When operating in inverted mode, S_S simply vanishes.

Taking into account that typical CIC for a CCD97 operating in non-inverted mode is $3 \times 10^{-6} \text{e}^- \text{pixel}^{-1} \text{transfer}^{-1}$ and that every line undergoes an average of 804 vertical

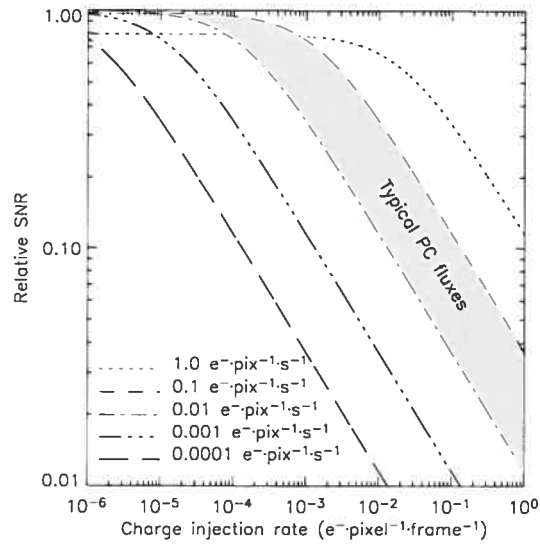


Fig. 22: Relative SNR according to CIC level at 30 fps in photon counting mode. SNR is normalized according to a system that would not have any CIC, would not be affected by a threshold and would be perfectly linear.

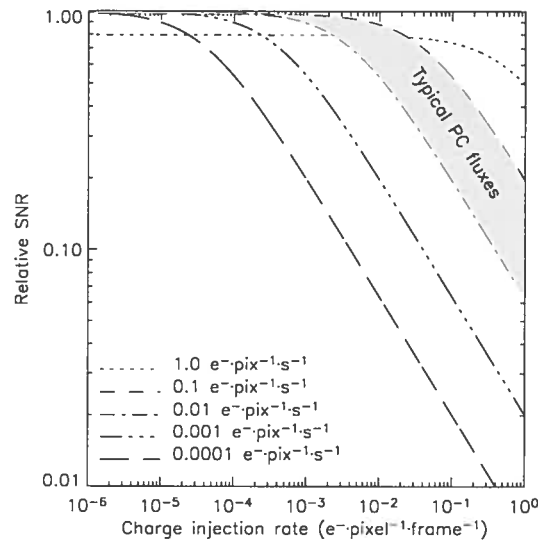


Fig. 23: Relative SNR according to CIC level at 1 fps in photon counting mode. SNR is normalized according to a system that would not have any CIC, would not be affected by a threshold and would be perfectly linear.

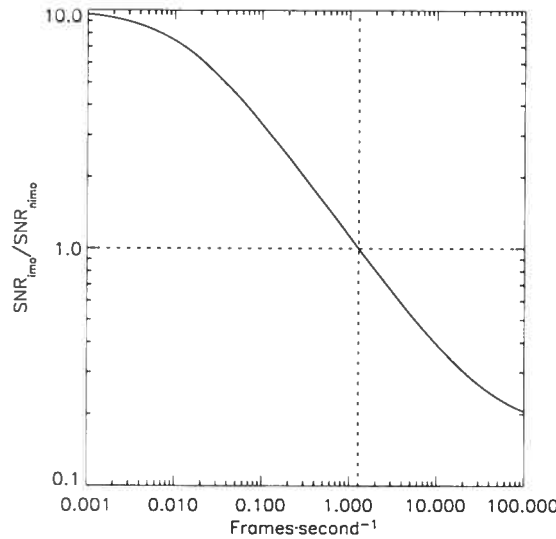


Fig. 24: Relative SNR between inverted and non-inverted mode operation in function of the frame rate. For IMO, CIC is $8 \times 10^{-2} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$, dark signal is $10^{-3} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{second}^{-1}$. For NIMO, CIC is $2.4 \times 10^{-3} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$, dark signal is $10^{-1} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{second}^{-1}$. Deep cooling must be applied.

transfers (536 for the frame transfer and 536/2 for the readout), the resulting mean CIC is of the order of $2.4 \times 10^{-3} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$ in that mode. When operating in inverted mode, CIC would be more typically of the order of $8 \times 10^{-2} \text{e}^{-} \text{pixel}^{-1} \text{frame}^{-1}$. Since dark signal is time dependent and CIC is frame rate dependent, one may show that for high frame rates it is best to operate the L3CCD in non-inverted mode since CIC dominates. For low frame rates it is best to operate the L3CCD in inverted mode since dark current dominates. Figure 24 shows that using the data provided, dark signal dominates CIC when operated in non-inverted mode for frame rates lower than 1.3fps. So, one must choose to operate the L3CCD in inverted mode for frame rates lower than that threshold and in non-inverted mode of frame rates higher. In any case, deep cooling is required in photon counting mode in order to keep the overall dark signal as low as possible.

is function of	RON	Threshold	Gain	Frame rate	Flux	T°	Operation mode
QE Loss	x	x	x				
Nonlinearity				x	x		
CIC				x			x
Dark signal						x	x

Tab. II: Factors that affect L3CCD performance and their impact on general terms.

3.4 Discussion

It has been shown that L3CCD performance in photon counting mode is affected by four general terms (QE loss, nonlinear noise, CIC and dark signal) which themselves are function of different factors (RON, threshold, gain, frame rate, flux, temperature and operation mode). This is summarized in Table II.

CIC and dark signal are closely related since the operating mode of the L3CCD will affect them both. By using Figure 24, one may now determine the best operation mode for the frame rate that is needed. Now, considering that the noise of a perfect photon counting system would be only shot noise, its SNR would be

$$SNR_{perfect} = \frac{S}{\sqrt{S}} = \sqrt{S}. \quad (3.10)$$

With that in mind it is possible to compare various L3CCD configurations by plotting them against a perfect photon counting system in order to determine which is the best for any given application. Figure 25 compares three different L3CCD configurations together with a classical back-thinned CCD and an GaAs IPCS (Gach et al. 2002, Hernandez et al. 2003).

By taking into account all factors that affect the SNR apart from CIC and dark signal, it is possible to show that the final SNR of a perfect L3CCD having a RON of $30e^-$ operating at a gain of 3000 (loss of 5.8% in QE), having a threshold of 5.5σ (loss of 2.8% in SNR) and that is readout at a rate at least 10 times higher than the maximum expected light flux (loss of 2.5% in SNR) would not differ more than 8.4% from a perfect photon counting system for the same QE. But, by looking at Figure 25, one sees how badly the sum of CIC and dark signal affects the L3CCD. In fact, even if the QE is three times larger, it can hardly compete with a GaAs

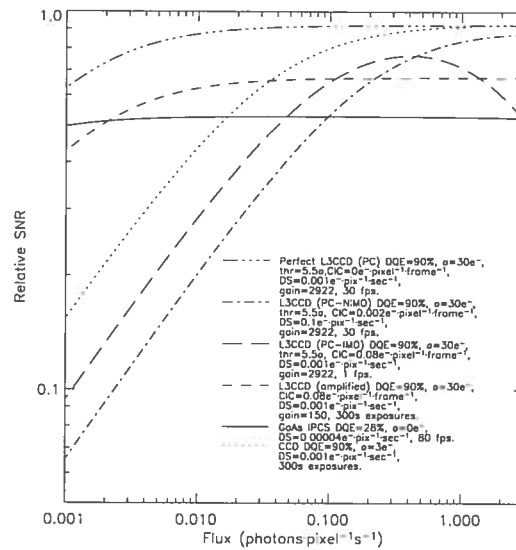


Fig. 25: SNR comparison of different detectors under different light fluxes. SNR is normalized to a perfect photon counting system (100% QE and no readout noise).

IPCS for typical real-time photon counting applications, where expected fluxes are lower than $10^{-1} \text{ photon pixel}^{-1} \text{ second}^{-1}$. For fluxes higher than 10^{-1} and lower than $10 \text{ photons pixel}^{-1} \text{ second}^{-1}$, the L3CCD operating in non-inverted mode at 30fps is clearly an advantage because of its high QE and because the CIC and dark signal become negligible as compared to the incoming flux. The figure also shows the effect of the nonlinear noise of the L3CCDs in photon counting mode when the flux goes higher than the frame rate.

Regarding applications where the real-time factor is not needed, the L3CCD operating in amplified mode and readout every 5 minutes is really an advantage as compared to classical back-thinned CCD for very low flux applications ($< 3 \times 10^{-2} \text{ photon pix}^{-1} \text{ second}^{-1}$). For fluxes higher than that, the performance of a classical CCD is higher since it does not suffer from the noise factor of the L3CCD.

3.5 Conclusion

As long as CIC and dark signal will be as strong as they currently are, L3CCDs will not be able to compete with GaAs IPCS for real-time applications. One way of reducing CIC would be to have many outputs so that every line would not be shifted too many times to be readout. Of course, this makes it impossible to have a large frame transfer L3CCD as all the lines must be shifted many times to be brought into the storage section. This also makes it impossible to have small integration times that are of the order of the readout time since it would be hard to use a shutter, not to mention that the time spent with the shutter closed transposes in QE loss. For very small L3CCDs, or for rectangular L3CCDs, then it would be possible to have a storage section placed on both sides of the image section so that the number of shifts to bring the signal into the storage section would be minimized.

From another point of view, since the GaAs QE wavelength range is limited (Figure 26), L3CCD is more sensitive at very blue and very red wavelengths. For real-time applications at fluxes higher than 10^{-2} photon $\text{pix}^{-1}\text{second}^{-1}$, it is only when the L3CCD QE is 10 times higher than GaAs QE ($\lambda < 420\text{nm}$ and $\lambda > 900\text{nm}$) that it would be more efficient to use an L3CCD than a GaAs IPCS for photon counting.

Acknowledgments

We would like to thank the European Southern Observatory, the Observatoire du mont Mégantic, the Fondation Canadienne de l'Innovation, the Centre National de la Recherche Scientifique, the Université de Provence and the Université de Montréal for funding this study.

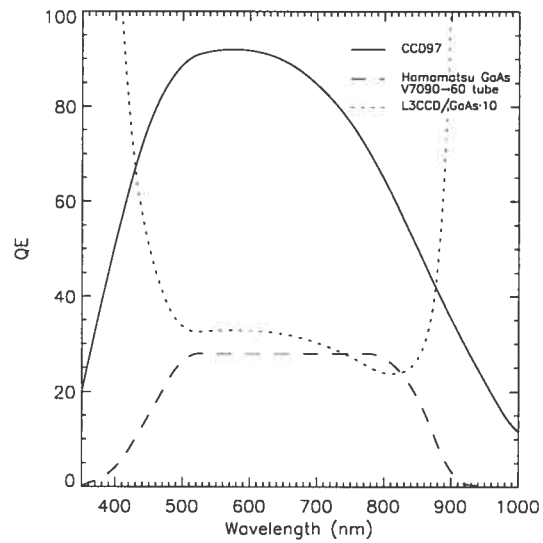


Fig. 26: L3CCD QE compared to an Hamamatsu V7090-60 GaAs amplification tube. The dotted line shows the relative L3CCD/GaAs QE multiplied by 10 for the sake of clarity.

Conclusion

Les méthodes de traitement et d'analyse de données mises au point ont grandement amélioré la qualité des données cinématiques. La meilleure soustraction du spectre du ciel permet d'extraire des données cinématiques des régions les plus diffuses des galaxies, augmentant du coup la couverture spatiale du signal. Le lissage adaptatif développé permet de conserver une grande résolution spatiale dans les régions de forte émission et d'optimiser la couverture du signal dans les régions de faible émission. Les données cinématiques dérivées de cette analyse allient ainsi haute résolution et large étendue. La grande qualité des données produites permettra de déterminer les paramètres des modèles de masse avec plus de précision. L'analyse multi-composants de l'émission des galaxies pourra être effectuée, cartographiant ainsi une autre dimension de la cinématique des galaxies.

Les données cinématiques des galaxies de l'échantillon SINGS sont d'une qualité inégalée. Les données ont été obtenues avec FANTOMM, une caméra à comptage de photons basée sur un tube amplificateur à photocathode couplée à un interféromètre de Fabry-Perot. Les observations effectuées au télescope de 1.6 mètre de l'Observatoire du mont Mégantic ont permis l'observation des candidats les plus étendus de l'échantillon. Les galaxies plus petites et moins brillantes de l'hémisphère nord ont été observées au télescope de 3.6 mètres Canada-France-Hawaii, à Hawaii. Les galaxies de l'hémisphère sud ont été observées au télescope de 3.6 mètres de l'European Southern Observatory de La Silla, au Chili. Toutes ces données ont été traitées à l'aide des nouvelles routines d'analyse développées. Les paramètres cinématiques des galaxies ont été déterminés avec précision par des modèles "tilted-ring" d'une manière rigoureuse et répétable. Ces données seront utilisées pour déterminer les paramètres des modèles

de masse de ces galaxies.

Un prototype de caméra à comptage de photons de nouvelle génération a été développé. Le prototype de caméra a démontré les capacités de la technologie L3CCD. Cette nouvelle technologie augmentera sensiblement l'efficacité de la spectroscopie de champ intégral (un gain de 20% à 100% sur le rapport signal sur bruit selon le flux) par interférométrie de Fabry-Perot. Cette sensibilité accrue devrait permettre l'observation de la cinématique des champs stellaires des galaxies en raies d'absorption, rendant possible la couverture des galaxies elliptiques et lenticulaires. Également, le gain en sensibilité repoussera les limites du domaine observable et permettra l'observation de la cinématique des galaxies à décalage vers le rouge élevé. D'autres domaines bénéficieront de la grande sensibilité des L3CCDs : l'imagerie et la spectroscopie à grande résolution temporelle, l'optique adaptative dans le domaine visible, l'imagerie à faible flux... De plus, les théories développées permettront de mieux quantifier les gains possibles apportés par l'utilisation des L3CCDs.

L'espace de paramètres couvert par l'échantillon de galaxies SINGS est immense. Les données cinématiques bidimensionnelles obtenues, couplées aux données photométriques et spectroscopiques du télescope spatial infrarouge SPITZER et des autres campagnes d'observation reliées au projet SINGS, permettront une étude très vaste de la distribution de la masse des galaxies. Des simples courbes de rotation, de nouveaux modèles bidimensionnels pourront maintenant être développés pour utiliser la pleine capacité des données à deux dimensions, tel que tenté par Barnes et al. (2004). De plus, les récentes simulations cosmologiques CDM montrent la signature d'un halo de matière sombre triaxial sur un champ de vitesse (Bekki & Freeman 2002). Des données cinématiques 2D seront beaucoup plus appropriées pour étudier de telles structures que les courbes de rotation obtenues par spectroscopie à longue fente. Les données 2D permettront également l'étude approfondie des mouvements non-circulaires à l'intérieur des galaxies (Hernandez et al. 2005). D'un autre côté, les nouveaux modèles de formation stellaire aux échelles galactiques pourront incorporer des données cinématiques à haute résolution (Davies et al. 2004, Hou et al. 2005). De tels modèles, en liant la dynamique des galaxies à l'évolution de la formation stellaire,

représentent un chaînon manquant de l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies.

Références

- Amram, P., Adami, C., Balkowski, C., Blais-Ouellette, S., Boselli, A., Boulesteix, J., Carignan, C., Cayatte, V., Chemin, L., Gach, J. L., Garrido, O., Hernandez, O., Marcelin, M., Michel-Dansac, L., Plana, H., Russeil, D., Vollmer, B., & Wozniak, H. 2002, *APSS*, 281, 393
- Avila-Reese, V., Firmani, C., & Vázquez-Semadeni, E. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 66–70
- Barnes, E. I., Sellwood, J. A., & Kosowsky, A. 2004, *AJ*, 128, 2724
- Basden, A. G., Haniff, C. A., & Mackay, C. D. 2003, *MNRAS*, 345, 985
- Bekki, K. & Freeman, K. C. 2002, *ApJL*, 574, L21
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P., & Côté, S. 1999, *AJ*, 118, 2123
- Blazit, A., Bonneau, D., Koechlin, L., & Labeyrie, A. 1977, *ApJL*, 214, L79
- Boksenberg, A. 1977, in *Astronomical Applications of Image Detectors with Linear Response*, edited by M. Duchesne and G. Lelievre. *Proceedings of IAU Colloq*, 40, 13
- Buta, R., Purcell, G. B., & Crocker, D. A. 1995, *AJ*, 110, 1588
- Carignan, C., Charbonneau, P., Boulanger, F., & Viallefond, F. 1990, *A&A*, 234, 43
- Carignan, C., Côté, S., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *AJ*, 113, 1585
- Carignan, C. & Freeman, K. C. 1985, *ApJ*, 294, 494
- Côté, S., Carignan, C., & Sancisi, R. 1991, *AJ*, 102, 904
- Daigle, O., Gach, J., Guillaume, C., Carignan, C., Balard, P., & Boisin, O. 2004, in *Optical & IR Detectors for Astronomy*, edited by Bradford, C. Matt ; Ade, Peter A. R. ; Aguirre, James E. ; Bock, James J. ; Dragovan, Mark ; Duband, Lionel ; Earle,

- Lieko; Glenn, Jason; Matsuhara, Hideo; Naylor, Bret J.; Nguyen, Hien T.; Yun, Minhee; Zmuidzinas, Jonas. Proceedings of the SPIE, 5499, 219, 219–227
- Davies, R. I., Tacconi, L. J., & Genzel, R. 2004, ApJ, 613, 781
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, ARAA, 28, 215
- E2V Technologies. 2004, http://www.e2vtechnologies.com/applications/13vision_tn.htm
- Emsellem, E., Cappellari, M., Peletier, R. F., McDermid, R. M., Bacon, R., Bureau, M., Copin, Y., Davies, R. L., Krajnović, D., Kuntschner, H., Miller, B. W., & Tim de Zeeuw, P. 2004, MNRAS, 352, 721
- Flores, H., Puech, M., Hammer, F., Garrido, O., & Hernandez, O. 2004, A&A, 420, L31
- Freeman, K. C. 1970, ApJ, 160, 811
- Gach, J.-L., Hernandez, O., Boulesteix, J., Amram, P., Boissin, O., Carignan, C., Garrido, O., Marcelin, M., Östlin, G., Plana, H., & Rampazzo, R. 2002, PASP, 114, 1043
- Gordon, M. A. & Burton, W. B. 1976, ApJ, 208, 346
- Hernandez, O., Gach, J., Carignan, C., & Boulesteix, J. 2003, in Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, 4841, 1472., 1472–1479
- Hernandez, O., Wozniak, H., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O. 2005, AJ, accepté pour publication
- Hernquist, L. & Springel, V. 2003, MNRAS, 341, 1253
- Hou, J. L., Chen, L., & Chang, R. X. 2005, in The Three-Dimensional Universe with Gaia, edited by Editors : C. Turon, K.S. O’Flaherty, M.A.C. Perryman. Proceedings of the Gaia Symposium ESA SP-576., 687–+

- Jerram, P., Pool, P., Bell, R., Burt, D., Bowring, S., Spencer, S., Hazelwood, M., Moody, I., Catlett, N., & Heyes, P. 2002, http://www.e2vtechnologies.com/applications/l3vision_tn.htm
- Kennicutt, R. C., Armus, L., Bendo, G., Calzetti, D., Dale, D. A., Draine, B. T., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Grauer, A. D., Helou, G., Hollenbach, D. J., Jarrett, T. H., Kewley, L. J., Leitherer, C., Li, A., Malhotra, S., Regan, M. W., Rieke, G. H., Rieke, M. J., Roussel, H., Smith, J. T., Thornley, M. D., & Walter, F. 2003, *PASP*, 115, 928
- Le Coarer, E., Bensammar, S., Comte, G., Gach, J. L., & Georgelin, Y. 1995, *A&AS*, 111, 359
- Lim, A. J. 2003, *APSS*, 285, 745
- Nishiyama, K., Nakai, N., & Kuno, N. 2001, *PASJ*, 53, 757
- Oort, J. H. 1940, *ApJ*, 91, 273
- Rando, N., Peacock, A., Favata, F., & Perryman, M. 2000, *Experimental Astronomy*, 10, 499
- Regan, M. W., Thornley, M. D., Helfer, T. T., Sheth, K., Wong, T., Vogel, S. N., Blitz, L., & Bock, D. C.-J. 2001, *ApJ*, 561, 218
- Rubin, V. C., Burstein, D., Ford, W. K., & Thonnard, N. 1985, *ApJ*, 289, 81
- Rubin, V. C. & Ford, W. K. J. 1970, *ApJ*, 159, 379
- Schommer, R. A., Bothun, G. D., Williams, T. B., & Mould, J. R. 1993, *AJ*, 105, 97
- Smith, S. 1936, *ApJ*, 83, 23
- Sofue, Y., Honma, M., & Arimoto, N. 1995, *A&A*, 296, 33
- Sofue, Y., Tutui, Y., Honma, M., Tomita, A., Takamiya, T., Koda, J., & Takeda, Y. 1999, *ApJ*, 523, 136

- Stanford, M. & Hadwen, B. 2002, IEEE Transactions on Electron Devices
- Swaters, R. A., Madore, B. F., & Trehella, M. 2000, ApJL, 531, L107
- Tully, R. B., Bland, J., & Cecil, G. 1989, in Active Galactic Nuclei, edited by Donald E. Osterbrock and Joseph S. Miller. International Astronomical Union. Symposium, 134, 337
- van der Hulst, J. M., van Albada, T. S., & Sancisi, R. 2001, in Gas and Galaxy Evolution, edited by John E. Hibbard, Michael Rupen, and Jacqueline H. van Gorkom. ASP Conference Proceedings, 240, 451
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Thornley, M., & Kennicutt, R. 2004, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 204,
- Wild, J. P. 1952, ApJ, 115, 206
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, ApJL, 161, L43
- Zwicky, F. 1933, Helv.Phys.Acta, 6, 110

Annexe A

Contrôleur de L3CCD

Le prototype de caméra à comptage de photons développé dans le cadre de ce projet est constitué de plusieurs modules différents : informatiques, électroniques et mécaniques cryogéniques. Au chapitre 3, seul un bref survol du module électronique a été effectué et c'est là un biais naturel : l'électronique de contrôle représente le plus grand défi dans le pilotage des L3CCD. Par contre, si cette puce n'était pas refroidie à -110°C , le bruit thermique serait trop grand pour qu'on puisse en faire une caméra scientifique. Ainsi, le prototype ne pourrait pas être fonctionnel sans un support mécanique pour la puce d'imagerie qui assure son maintien dans le cryostat. Des aspects autres que l'électronique doivent donc être pris en considération pour réaliser une telle caméra.

Cette annexe présente les différents modules que j'ai conçu dans le cadre de ce projet. Ils consistent en

- support mécanique du L3CCD dans le cryostat ;
- code du séquenceur ;
- plaquettes électroniques ;
- code du microcontrôleur pilotant le séquenceur.

Avant de continuer, le lecteur est invité à prendre connaissance des photos présentées aux figures 27 et 28 qui montrent le L3CCD dans son support, dans le cryostat et la plaquette électronique sur laquelle le séquenceur est monté.

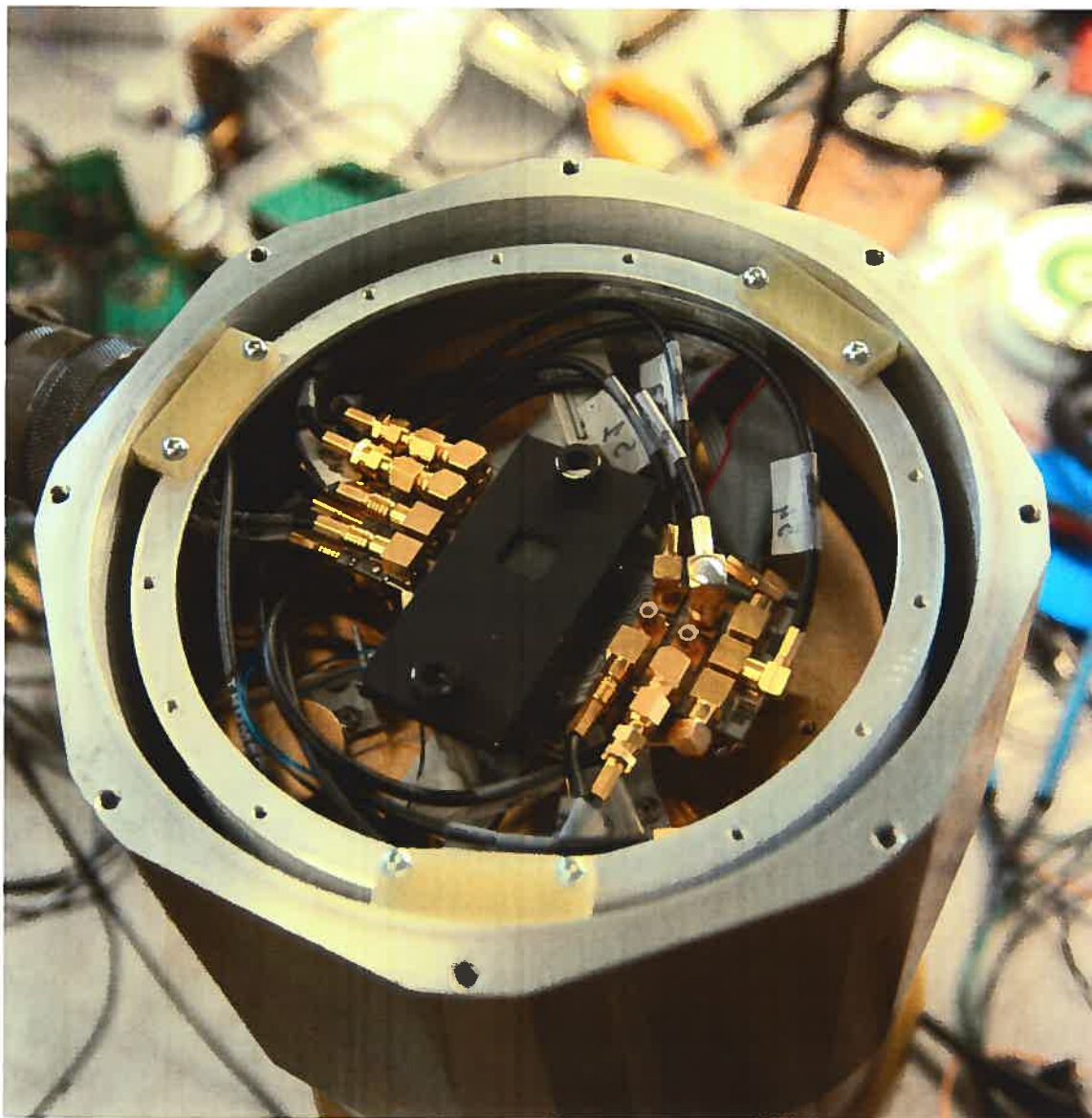


Fig. 27: Photo du L3CCD dans son support, dans le cryostat.

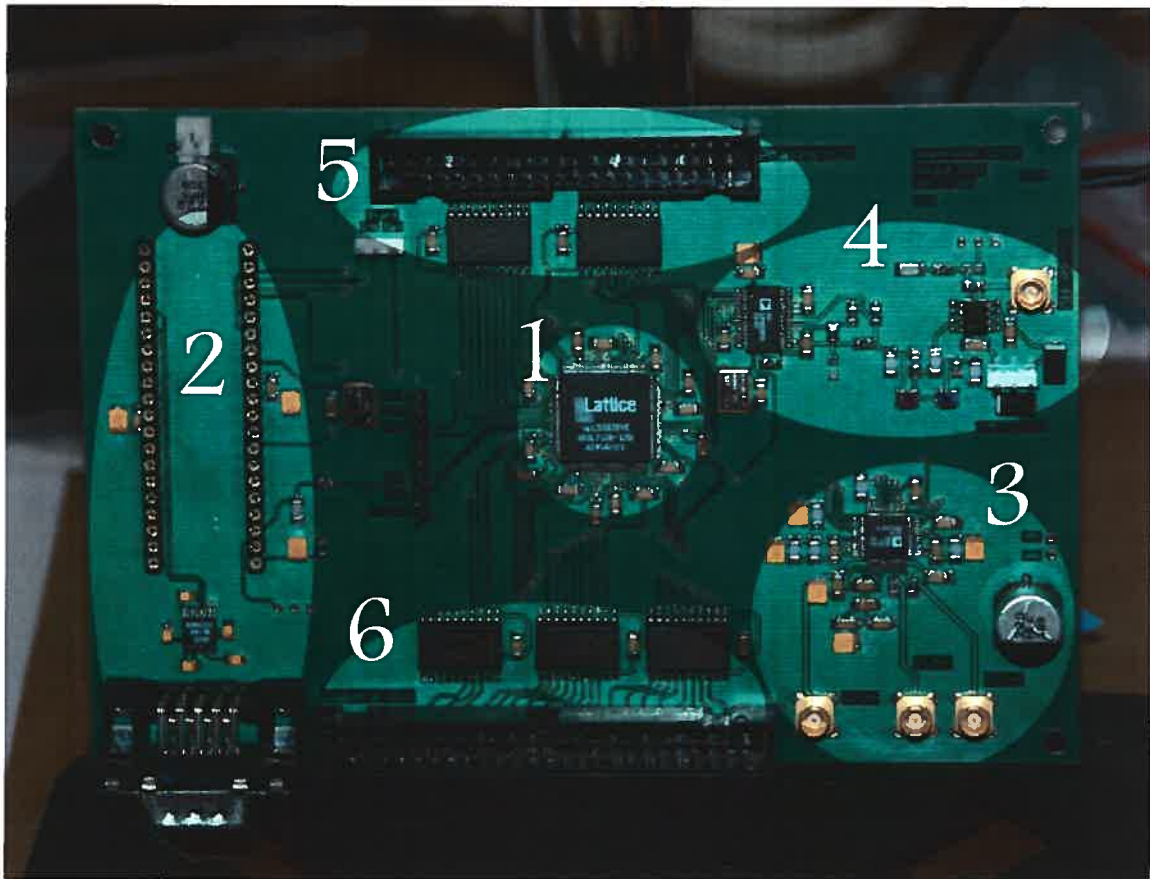


Fig. 28: Photo du circuit imprimé du contrôleur de L3CCD. 1 : Le séquenceur. 2 : Le contrôle fréquentiel et de la phase haute tension (le microcontrôleur n'est pas dans son socle sur la photo). 3 : Le convertisseur analogique-numérique. 4 : Le générateur de sinus pour l'horloge haute tension. 5 : Les circuits d'isolation des horloges numériques. 6 : Les circuits d'isolation des signaux de communication avec l'ordinateur d'acquisition.

A.1 Support mécanique

Les schémas présentés ici ont été utilisés pour le machinage des pièces du support du L3CCD. Ce support est loin d'être le support idéal, mais sa simplicité a permis de le fabriquer rapidement et à peu de frais. C'était également la première fois que je devais dessiner une pièce. On ne peut pas être parfait du premier coup! Le principe du support est de prendre le CCD en sandwich entre un socle relié au cryostat et une pièce trouée permettant de laisser libre la section d'imagerie du CCD. La figure 29 est une représentation tridimensionnelle du CCD pris en sandwich. En vert, on voit le socle. La couleur rouge représente la pièce qui vient plaquer le CCD contre son socle et à travers laquelle on voit la section d'imagerie du CCD (en bleu). Les broches du CCD sont visibles en jaune. On voit dans le socle les divers trous pour le fixer au cryostat et ajuster son niveau, des trous pour le relier à la plaque froide du cryostat par un ruban de cuivre, un emplacement pour placer le capteur de température (une sonde PT-100 cylindrique) juste sous la section d'imagerie du CCD et des trous pour fixer les résistances qui chaufferont le support pour qu'il conserve une température de -110°C . La figure 30 montre l'intégration du L3CCD dans le cryostat.

Les schémas de conception mécanique des pièces sont présentés aux figures 31, 32 et 33.

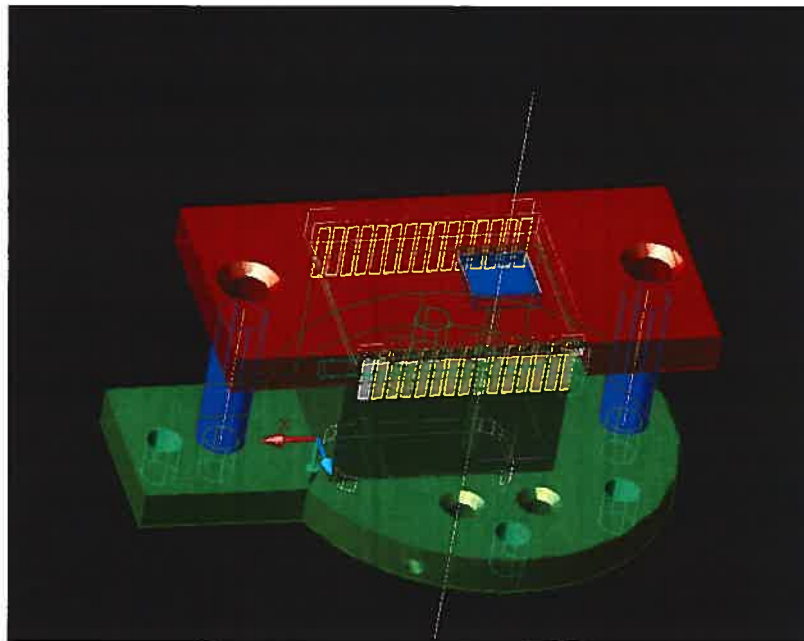


Fig. 29: Montage mécanique du L3CCD.

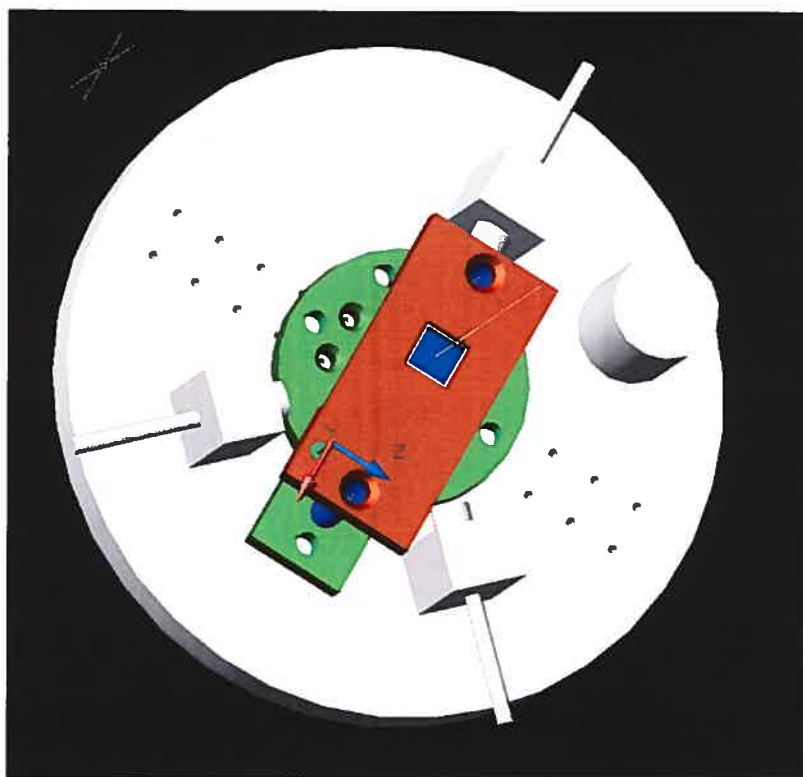


Fig. 30: Montage mécanique du L3CCD dans le cryostat.

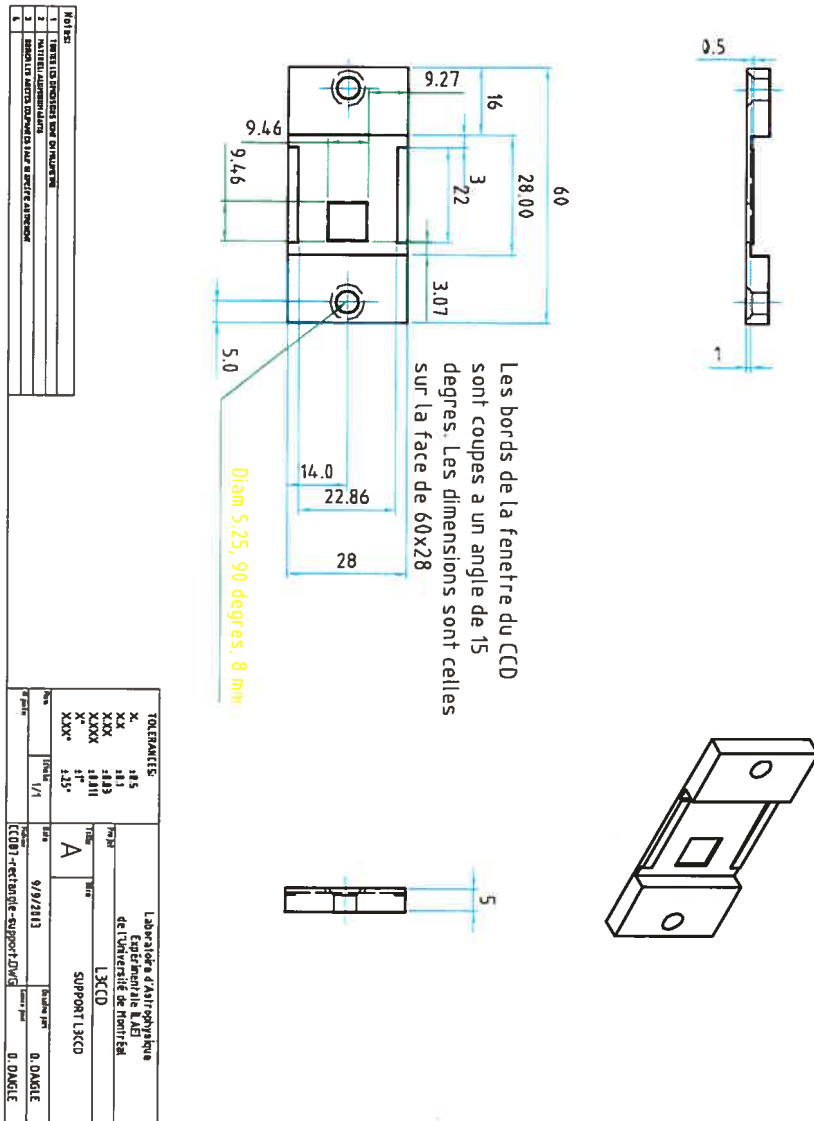


Fig. 32: Schéma de conception mécanique de la fixation du L3CCD.

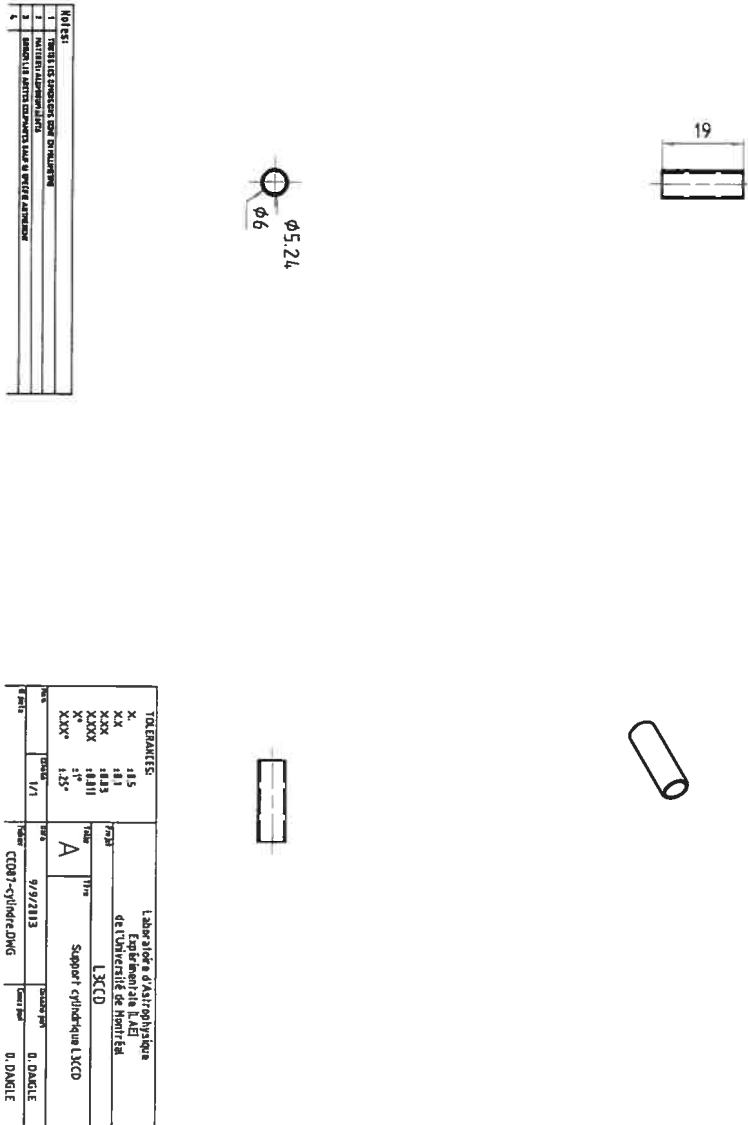


Fig. 33: Schéma de conception mécanique des cylindres.

A.2 Électronique

L'électronique de contrôle du L3CCD se divise en plusieurs parties :

- **Séquenceur** ;
- module de formatage des horloges analogiques horizontales ;
- module de formatage des horloges analogiques verticales ;
- **module de génération du sinus de la phase haute tension** ;
- module d'amplification de la phase haute tension ;
- module de production des tensions continues ;
- amplificateur de sortie du CCD ;
- **module du L3CCD** ;
- **module de conversion analogique-numérique (AN)** ;
- **module de communication avec l'ordinateur de contrôle**.

Les items en caractères gras sont ceux que j'ai réalisés. Les autres ont été réalisés par Jean-Luc Gach (du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) à l'exception de l'amplificateur de sortie dont Christian Guillaume (de l'Observatoire de Haute-Provence) en est l'artisan.

Tous les modules électroniques interconnectés sont présentés à la figure 34 à l'exception du module de communication avec l'ordinateur de contrôle.

Le schéma électronique du module du séquenceur, du générateur de sinus et du convertisseur AN est présenté à la figure 35. La plaquette électronique est présentée à la figure 36.

Le schéma électronique du L3CCD est présenté à la figure 37. La plaquette électronique est présentée à la figure 38.

Le schéma électronique d'adaptation des signaux de sortie du séquenceur au format RS422 pour la transmission vers l'ordinateur d'acquisition est présenté à la figure 39. La plaquette électronique est présentée à la figure 40.

Pour lire le L3CCD, les signaux présentés aux figures 41 et 42 doivent être produits par le contrôleur. Les signaux produits par le contrôleur du L3CCD sont montrés par

les figures 43 à 46. La figure 43 montre les signaux des horloges verticales en début de lecture de trame. La figure 45 montre les horloges verticales en début de lecture de ligne. La figure 46 montre les horloges horizontales pendant la lecture d'une ligne.

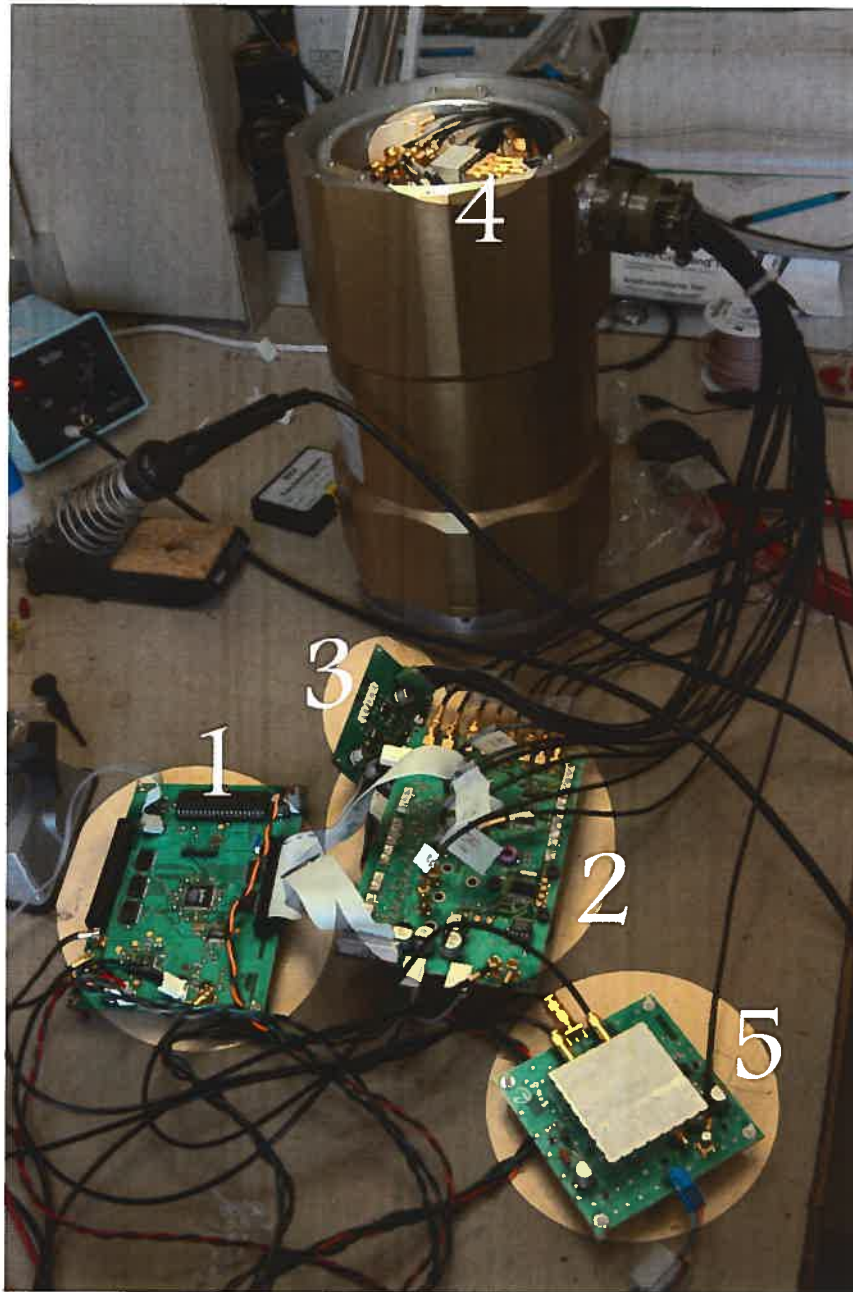


Fig. 34: Image des modules électroniques interconnectés, quelques heures avant la première lumière en laboratoire. **1** : Le module du séquenceur, du générateur de sinus pour la phase haute tension et du convertisseur AN. **2** : Le module de formattage des horloges horizontales, verticales et haute tension. **3** : Le module de production des tension continues. **4** : Le module du L3CCD dans le cryostat. **5** : Le module d'amplification du signal de sortie du L3CCD. Le module de communication avec l'ordinateur d'acquisition se branche sur le connecteur noir qui est libre sur la gauche de la plaquette électronique du séquenceur.

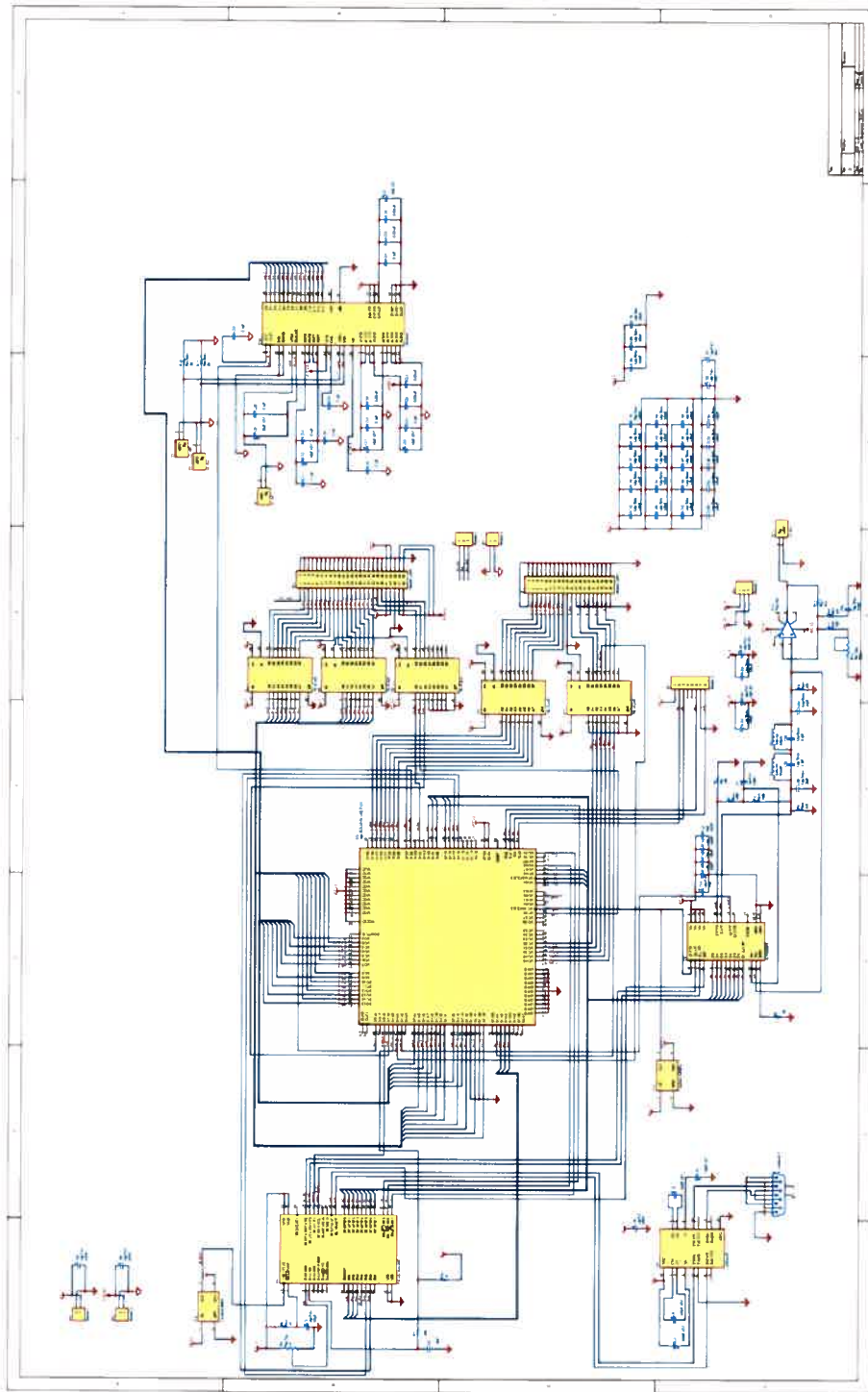


Fig. 35: Schéma de conception de la plaquette électronique du séquenceur.

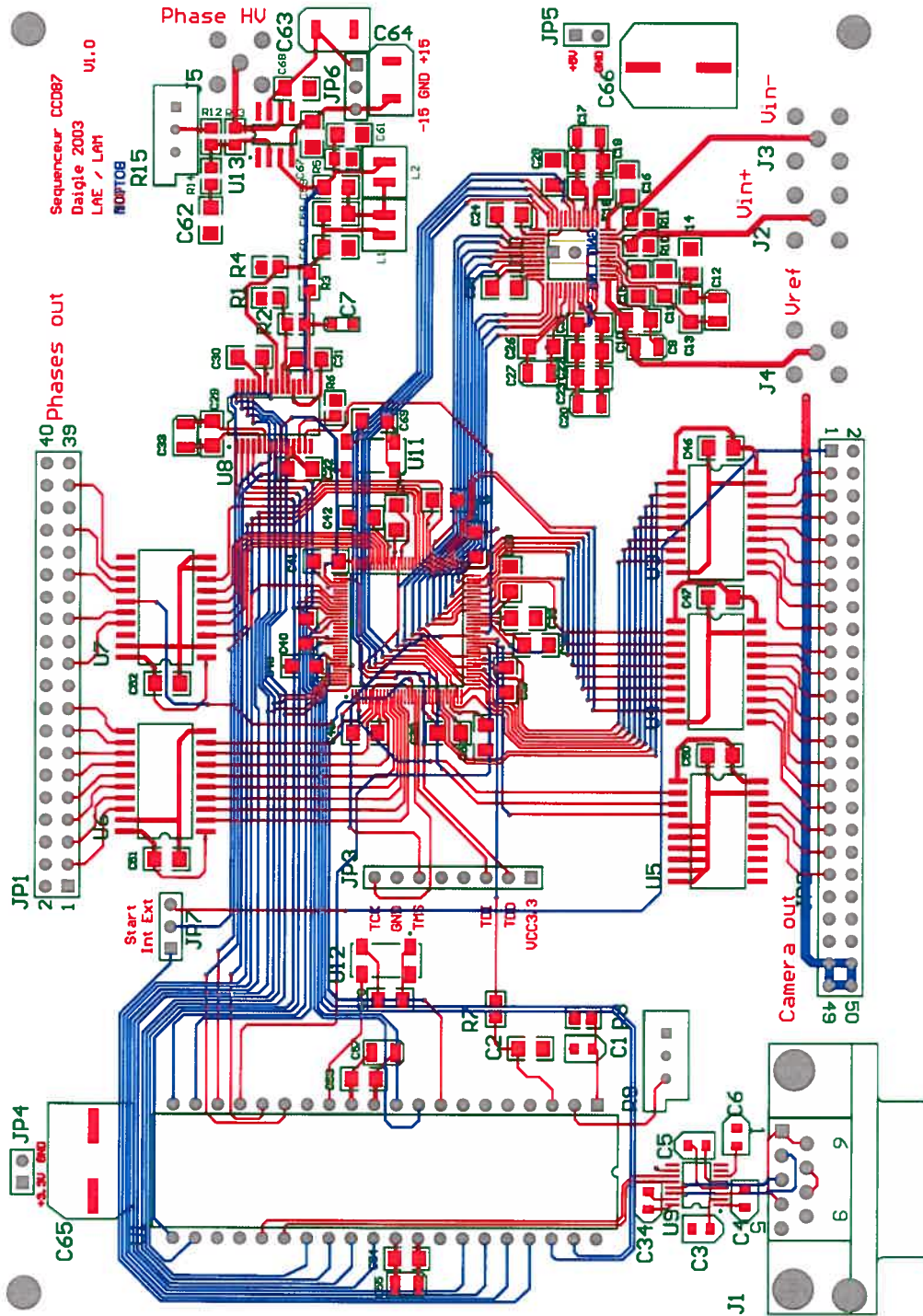


Fig. 36: Plaquette électronique du séquenceur. L'image n'est pas à l'échelle.

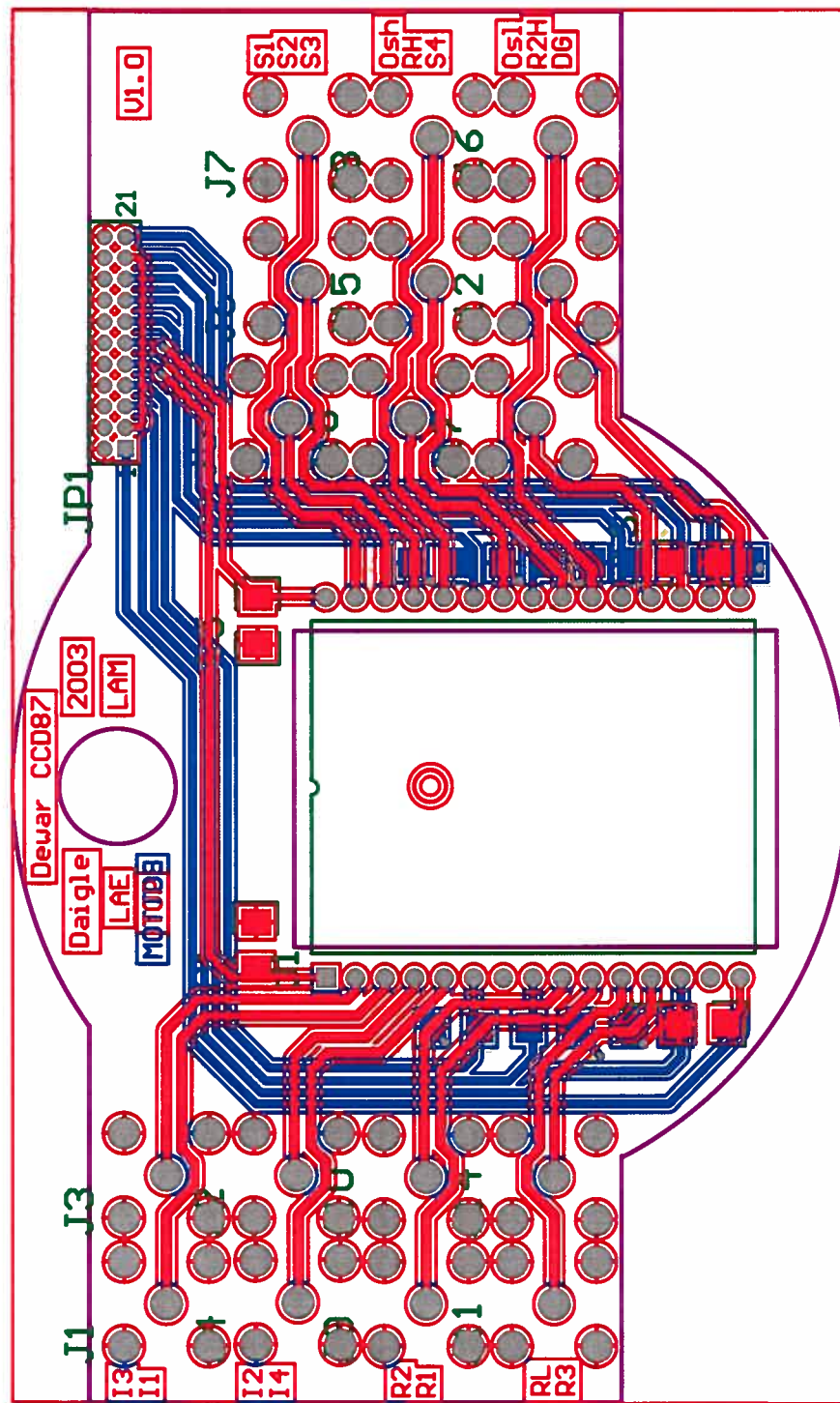


Fig. 38: Plaquette électronique du CCD. L'image n'est pas à l'échelle.

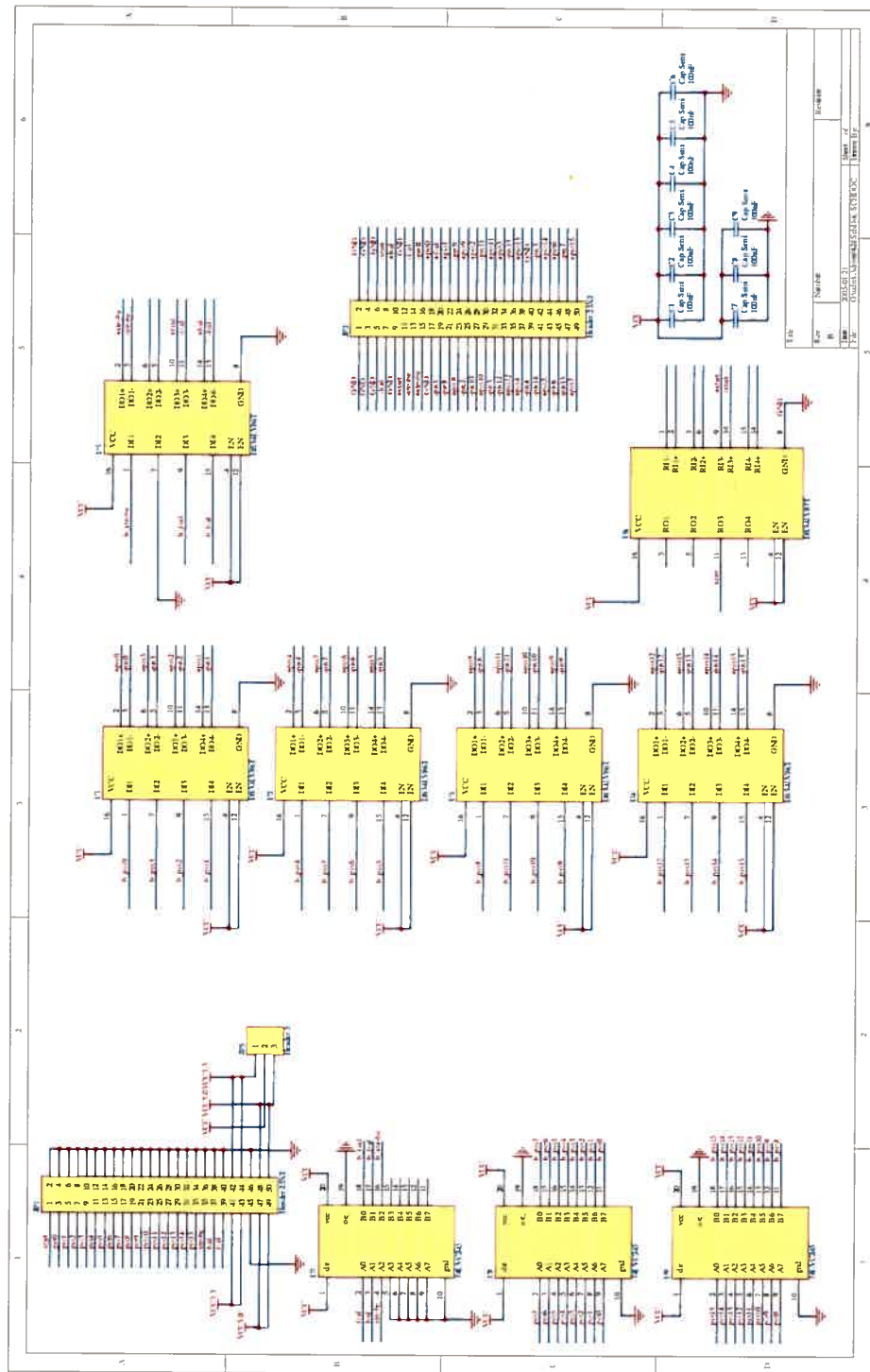


Fig. 39: Schéma de conception de la plaquette électronique du module de communication RS422.

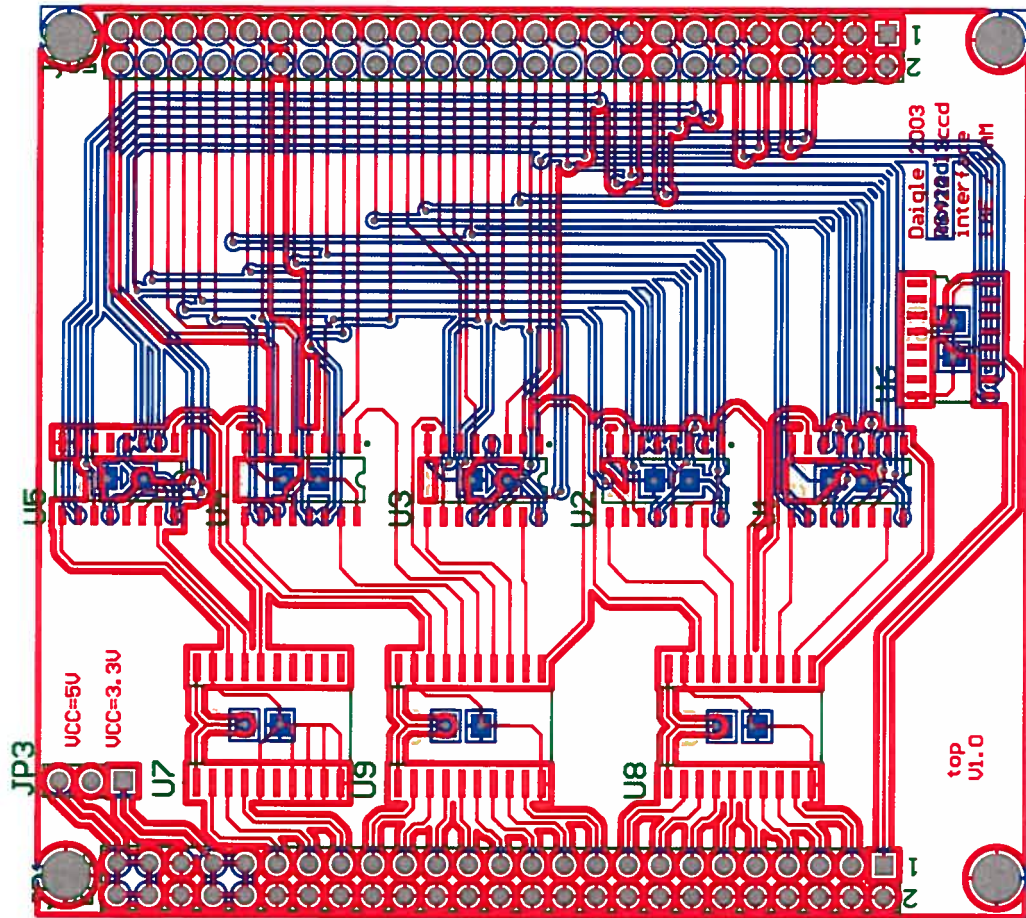


Fig. 40: Plaquette électronique du module de communication RS422. L'image n'est pas à l'échelle.

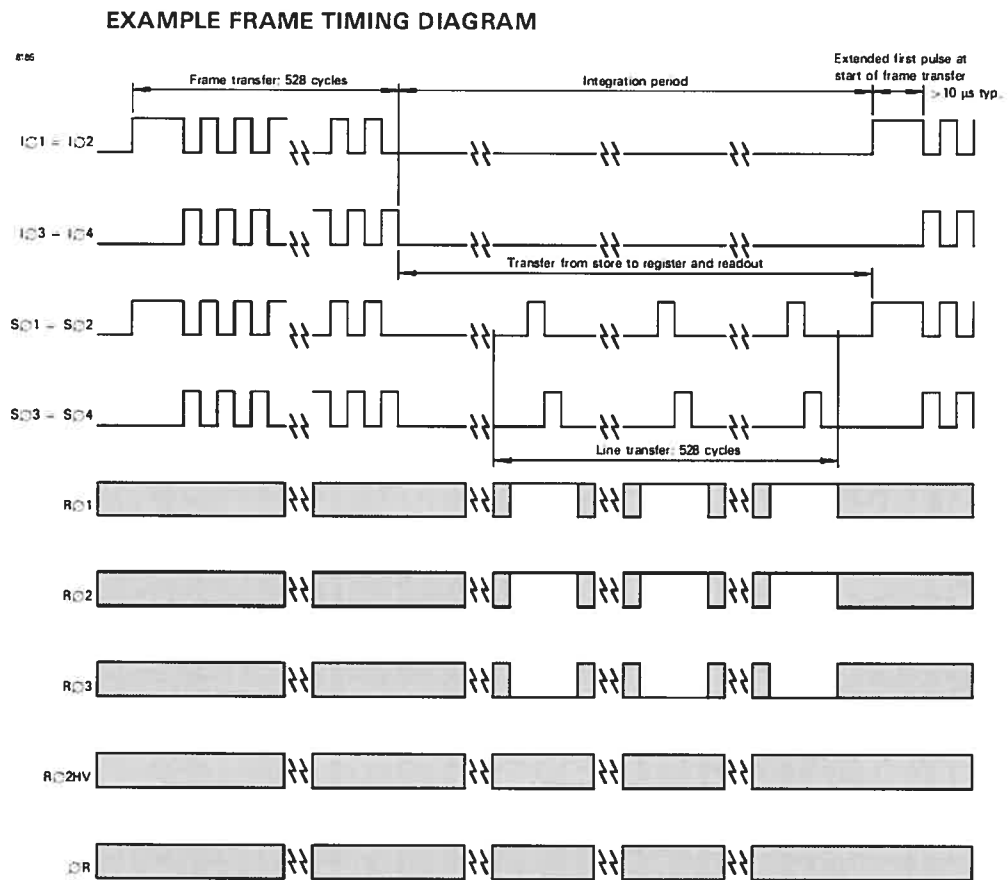


Fig. 41: Signaux de contrôle de trame recommandés par le manufacturier. Tiré des spécifications du CCD97.

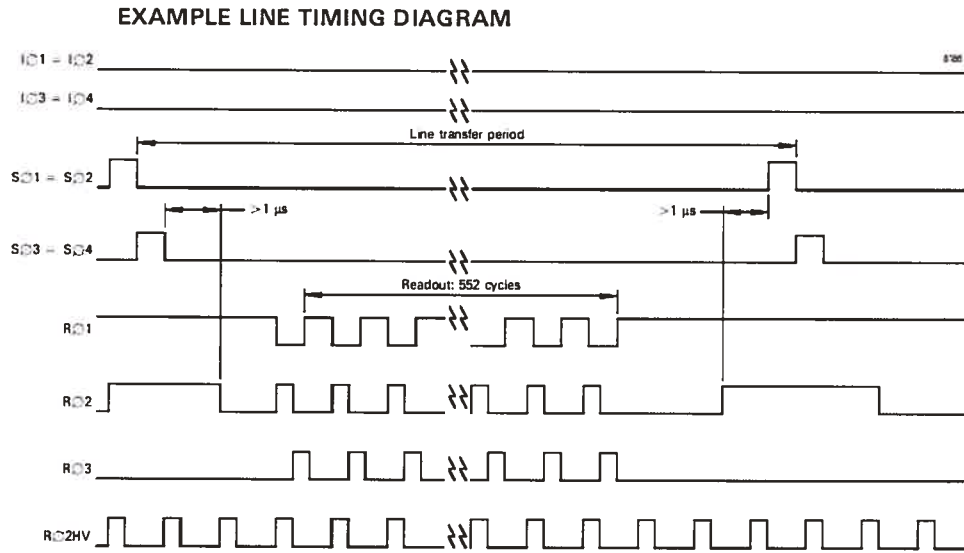


Fig. 42: Signaux de contrôle de ligne recommandés par le manufacturier. Tiré des spécifications du CCD97.

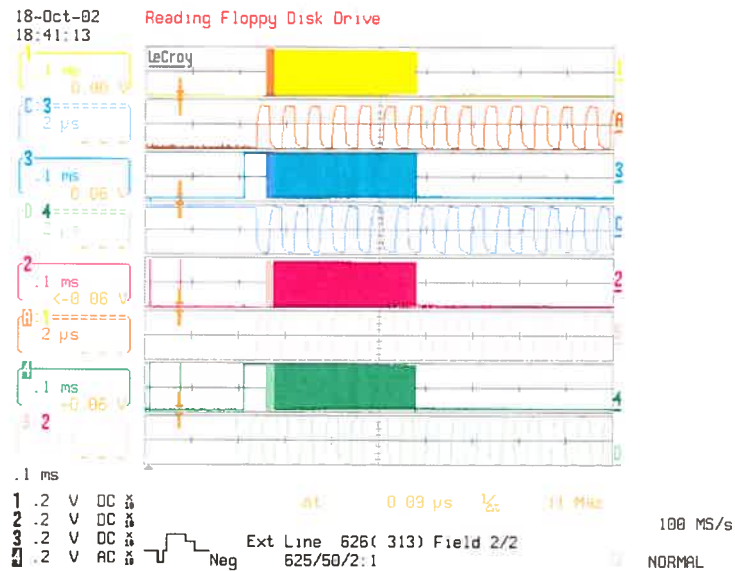


Fig. 43: Sortie des signaux $I\phi$ et $S\phi$ en début de trame. Trace jaune : $I\phi_3$. Trace bleue : $I\phi_1$. Trace rose : $S\phi_3$. Trace verte : $S\phi_1$

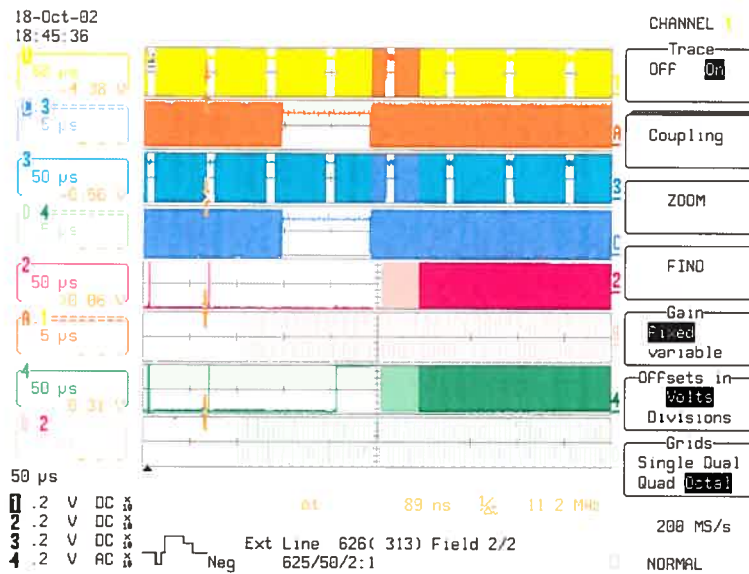


Fig. 44: Sortie des signaux $S\phi$ et $R\phi$ en début de trame. Trace jaune : $R\phi_1$. Trace bleue : $R\phi_2$. Trace rose : $S\phi_3$. Trace verte : $S\phi_1$

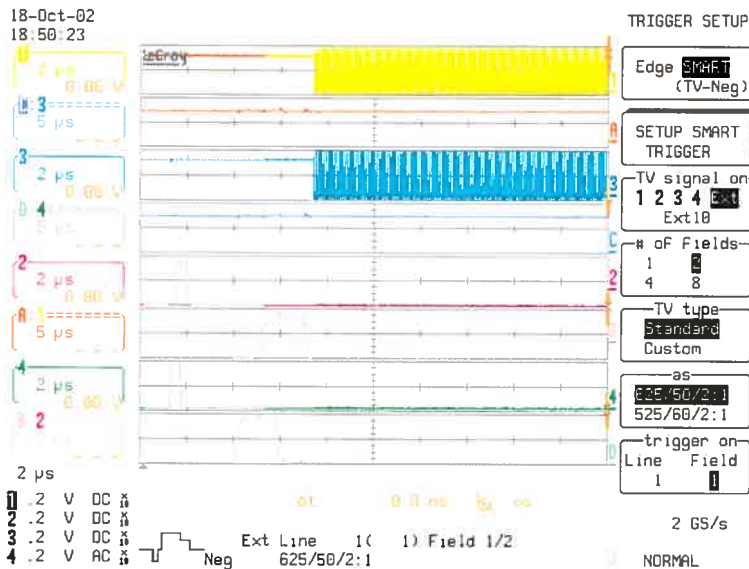


Fig. 45: Sortie des signaux $S\phi$ en début de ligne. Trace jaune : $R\phi_2$. Trace bleue : $R\phi_1$. Trace rose : $S\phi_3$. Trace verte : $S\phi_1$

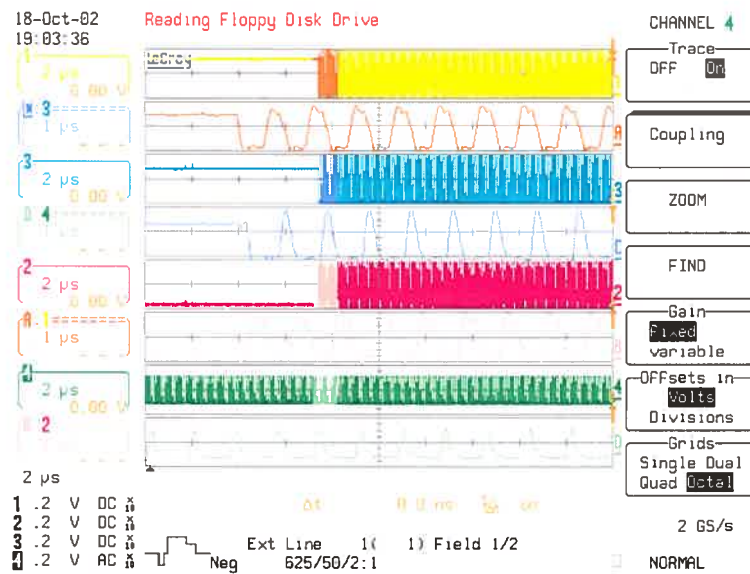


Fig. 46: Sortie des signaux $R\phi$ dans une ligne. Trace jaune : $R\phi_2$. Trace bleue : $R\phi_1$. Trace rose : $R\phi_3$. Trace verte : ϕR

A.3 Informatique

Le coeur du séquenceur est un FPGA (*Field-Programmable Gate Array*), c'est à dire un circuit intégré dans lequel des fonctions logiques peuvent être programmées. La programmation de ce circuit intégré a été réalisée à l'aide de schémas logiques et d'un langage de programmation appelé ABEL. Les figures 47 à 62 montrent toutes les fonctions logiques programmées à l'aide des schémas logiques. À la suite de ces figures est recopié le code des modules programmés en ABEL.

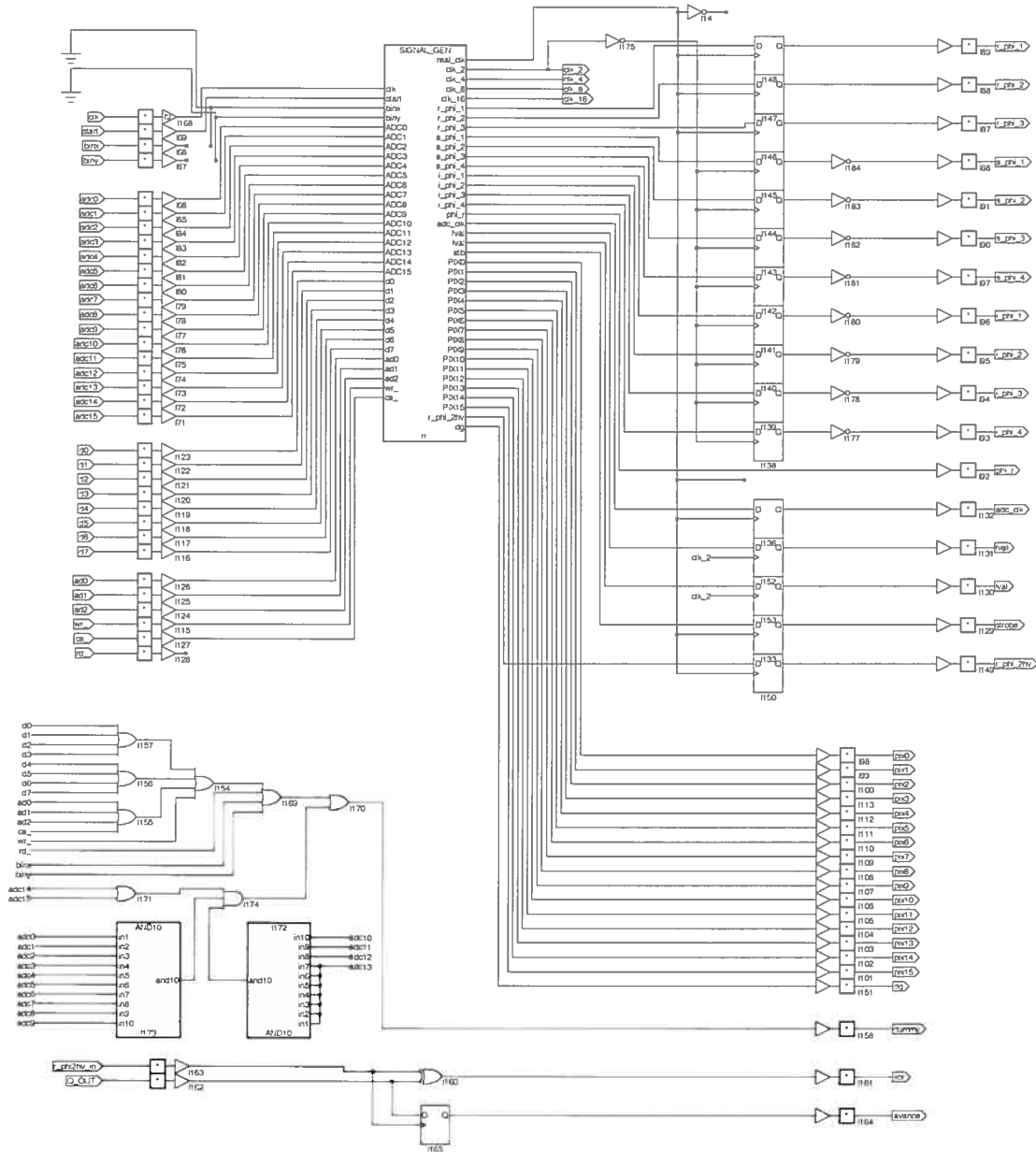


Fig. 47: Schéma du module de haut niveau du séquenceur (final_latch). Ce module contient tous les signaux d'entrée (l'horloge principale, le signal de début de lecture, les données provenant du convertisseur AN, les données de configuration) et de sortie (les horloges numériques pour piloter le CCD, l'horloge du convertisseur AN, les données des pixels et les signaux de contrôle du lien de communication avec l'ordinateur d'acquisition) du séquenceur. Toutes les horloges sont temporisées en sortie pour éviter que des sursauts créés par des conditions logiques transitoires n'apparaissent sur les broches du CCD. L'horloge d'entrée est à 80MHz pour obtenir une fréquence pixel de 10MHz.

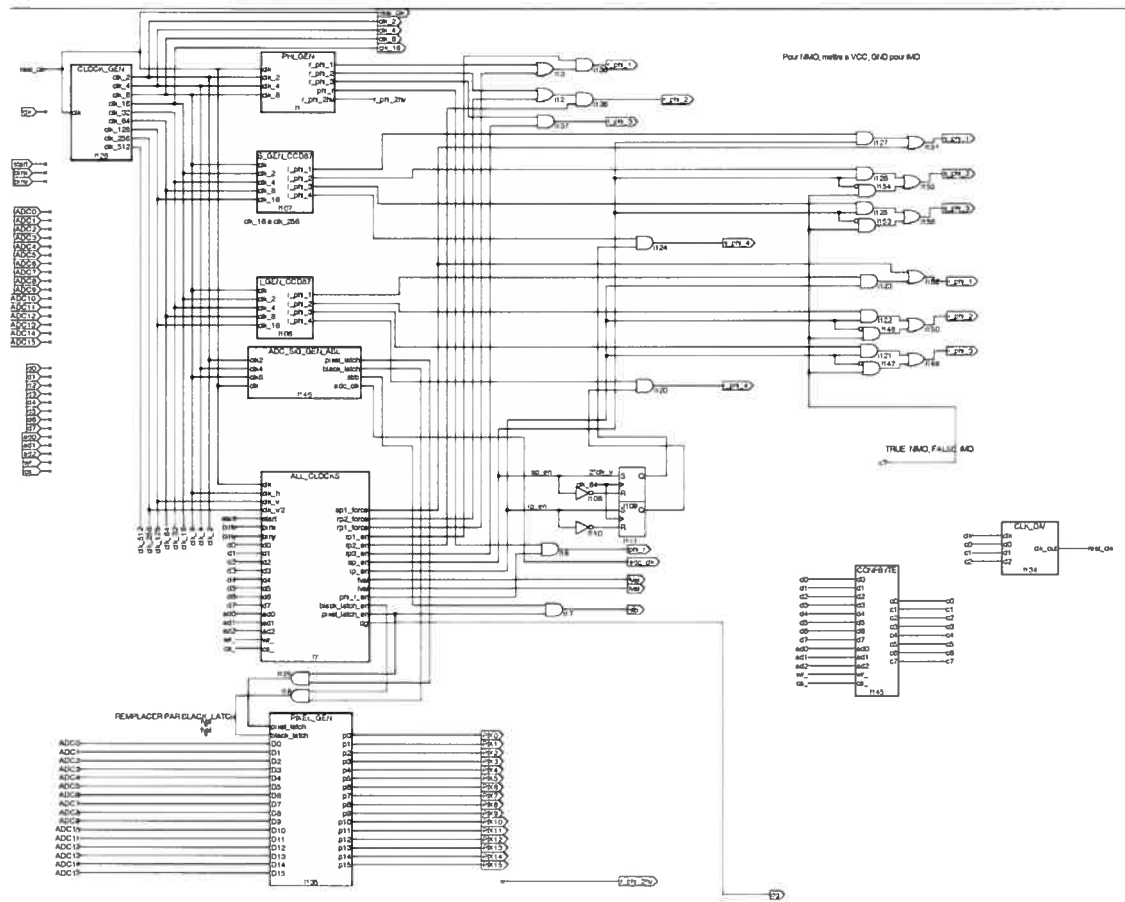


Fig. 48: Schéma du module de génération des signaux de haut niveau (signal_gen). Ce schéma regroupe tous les sous-modules pour la génération des divers signaux (horloges verticales et horizontales, horloge du convertisseur AN, valeurs des pixels après le traitement CDS).

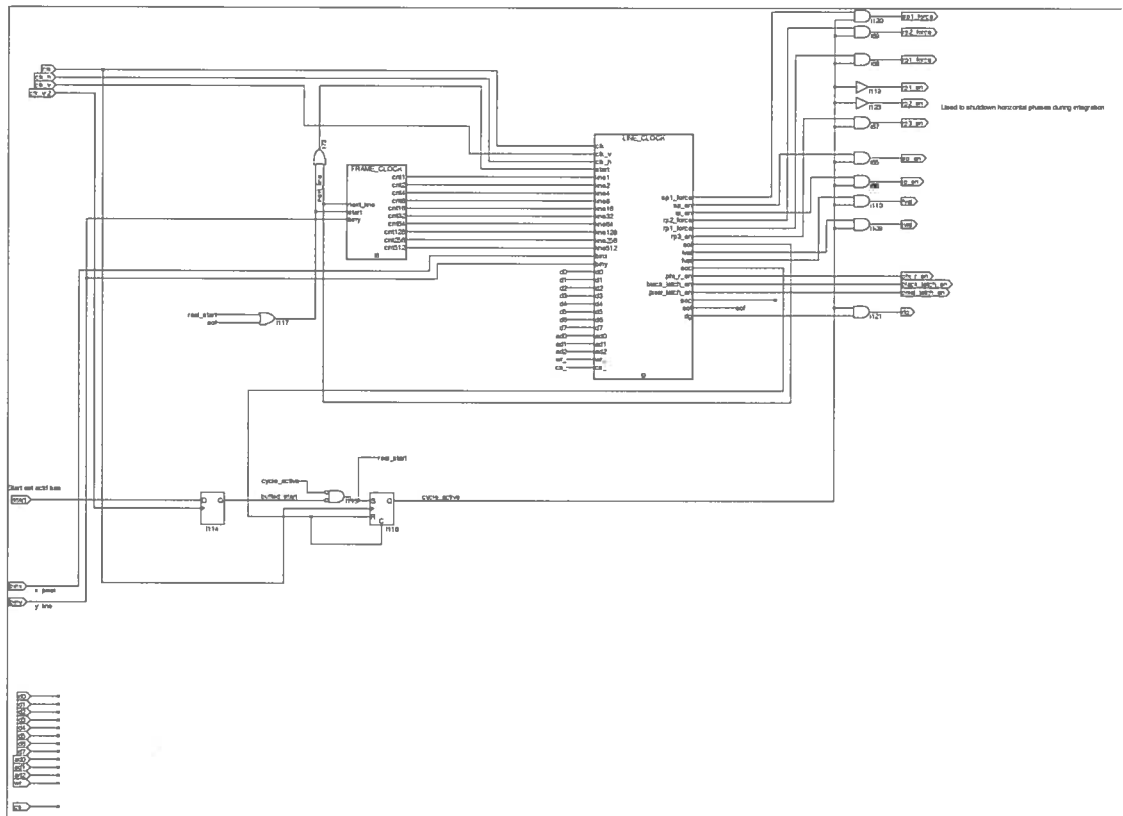


Fig. 49: Schémas du module d'ativation des horloges (all_clocks). Ce module produit les signaux qui activent ou désactivent les horloges verticales et horizontales. C'est ici que la commande de démarrage de la lecture du CCD est gérée.

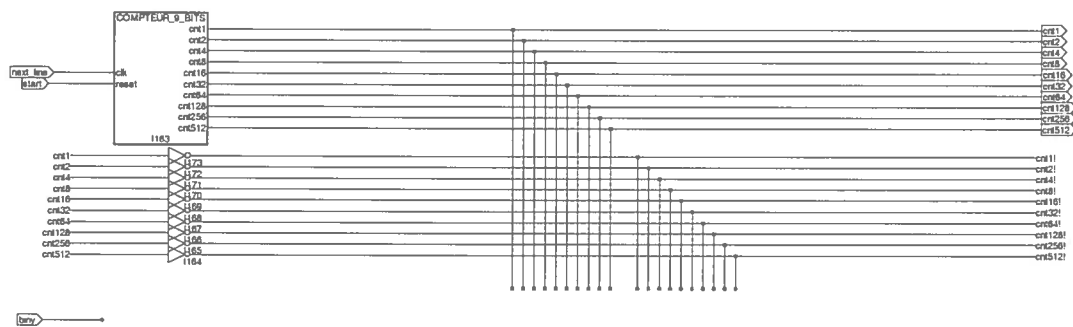


Fig. 50: Schéma du module de synchronisation de trame (frame_clock). Ce module gère la lecture des lignes du CCD. Il compte le nombre de lignes qui ont été lues. La ligne 0 est une ligne spéciale : c'est le moment du transfert de trame.

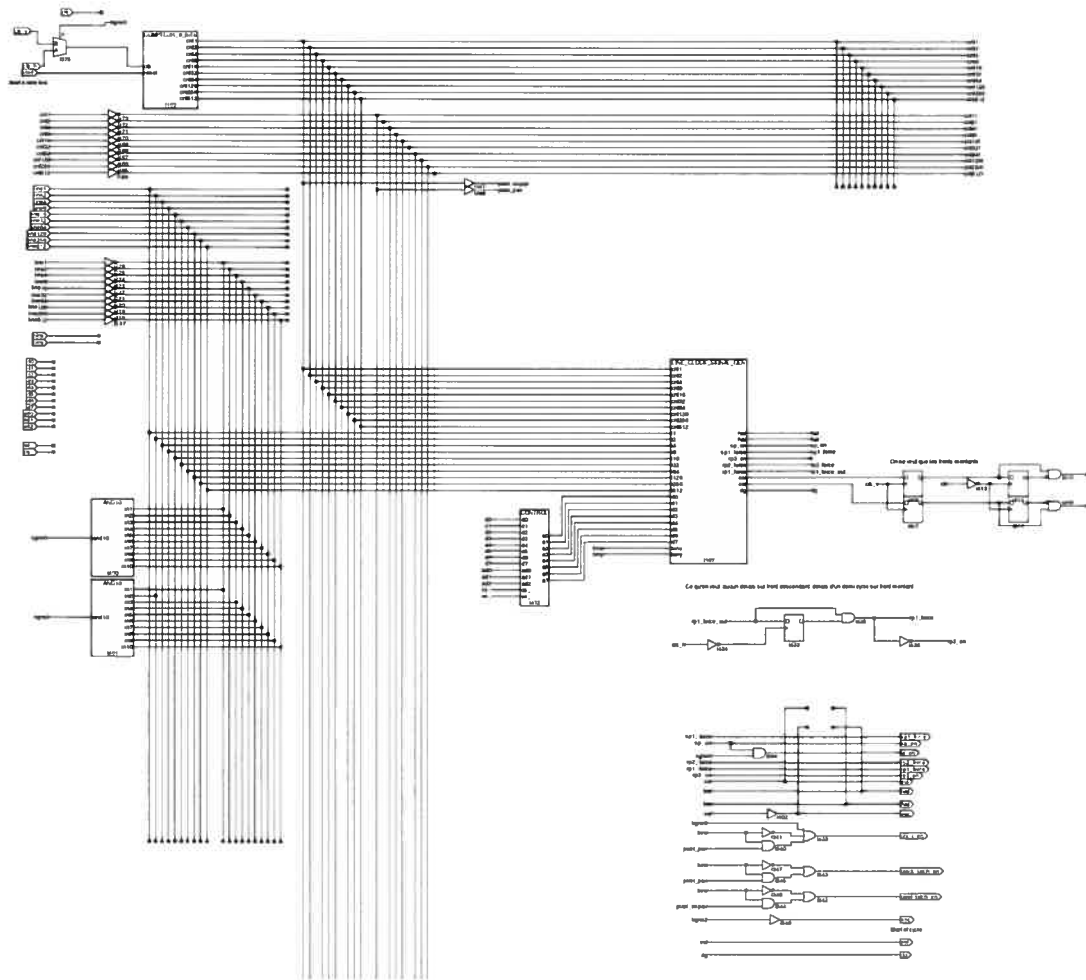


Fig. 51: Schéma du module de synchronisation de ligne (line_clock). Ce module gère la lecture d'une ligne du CCD. Il compte le nombre de colonnes qui ont été lues. Lorsqu'il gère la ligne 0, il active les horloges verticales pour effectuer le transfert de trame de la zone d'imagerie à la zone d'emmagasinage (voir figure 12).

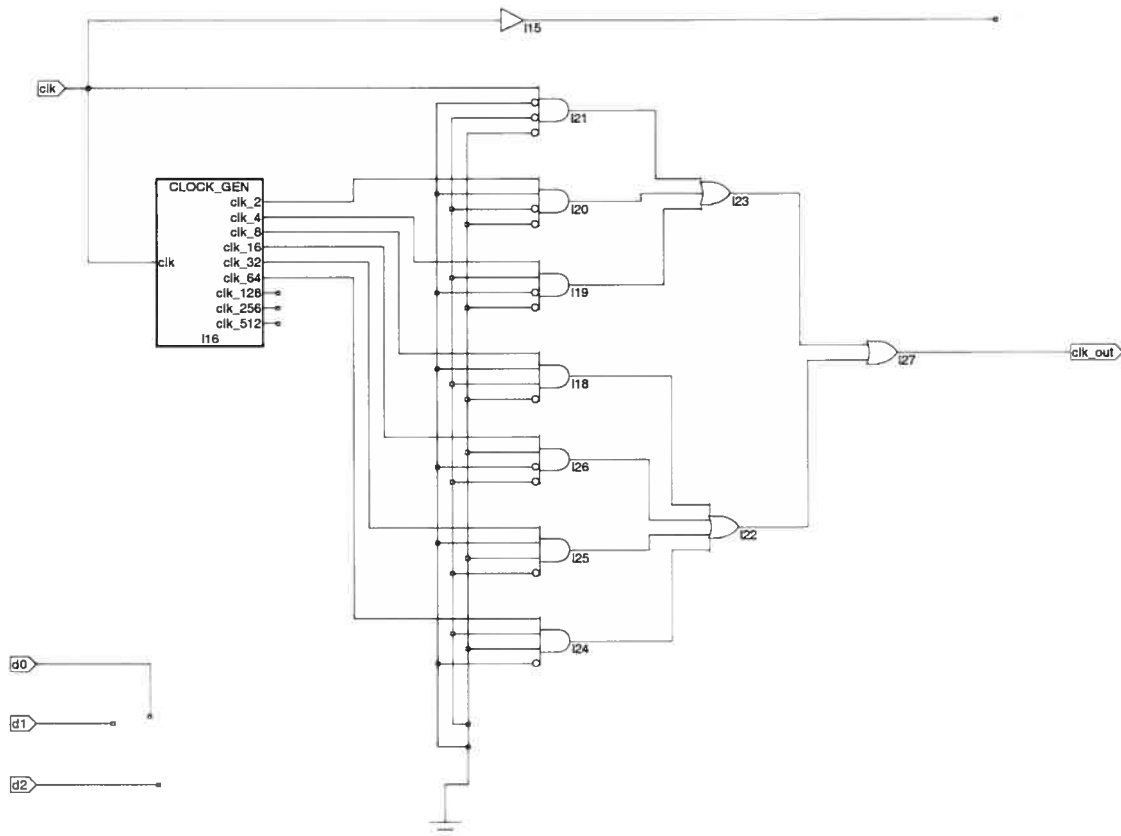


Fig. 52: Schéma du module de division de l'horloge (clk_div). Ce module permet de contrôler la vitesse de l'horloge d'entrée pour diminuer la vitesse de la lecture du CCD. Ce module est présentement désactivé car toutes les fonctions logiques disponibles dans le FPGA sont utilisées. Pour utiliser le module, il suffit de brancher D0, D1 et D2 sur les broches d'entrée des circuits logiques "ET".

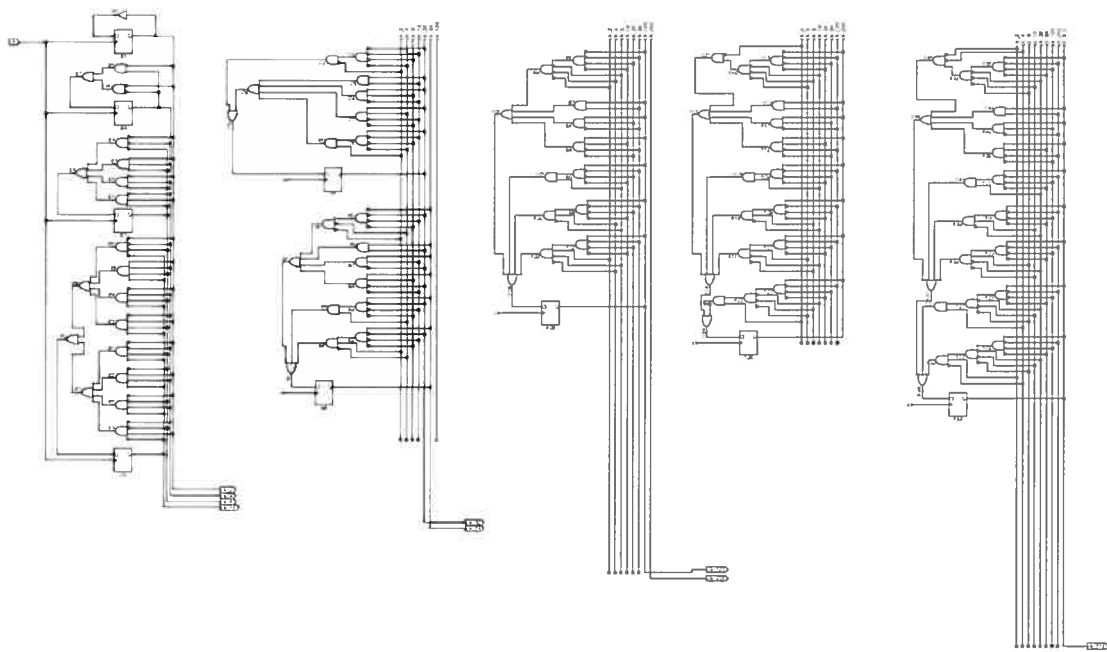


Fig. 53: Schéma du module de génération des horloges internes (clk_gen). Ce module divise la fréquence de l'horloge d'entrée pour alimenter les divers sous modules. Les sorties ont une fréquence divisée par un facteur de 2 à 512.

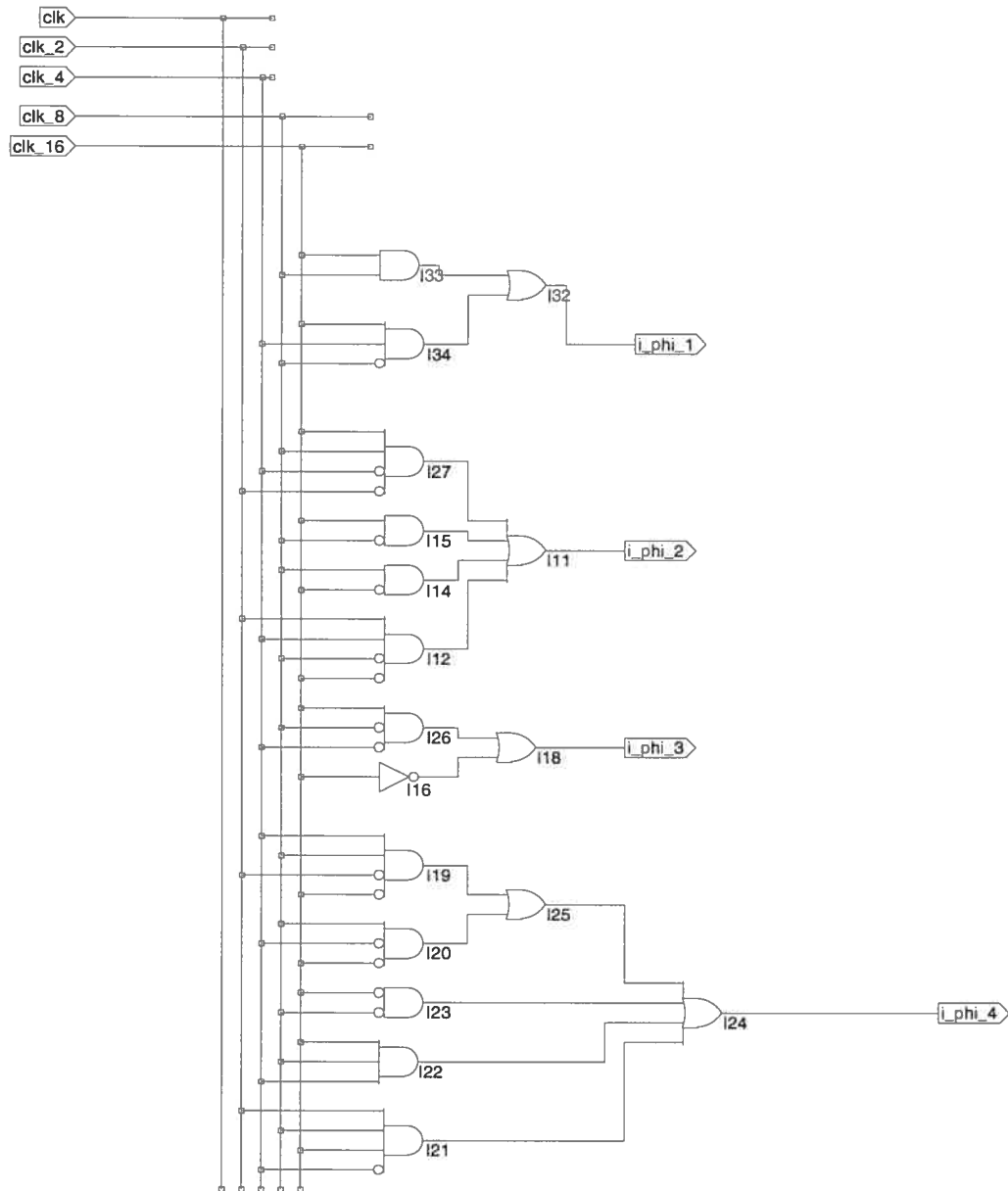


Fig. 54: Schéma du module de génération des horloges verticales de la section d'imagerie (`i_gen_ccd87`).

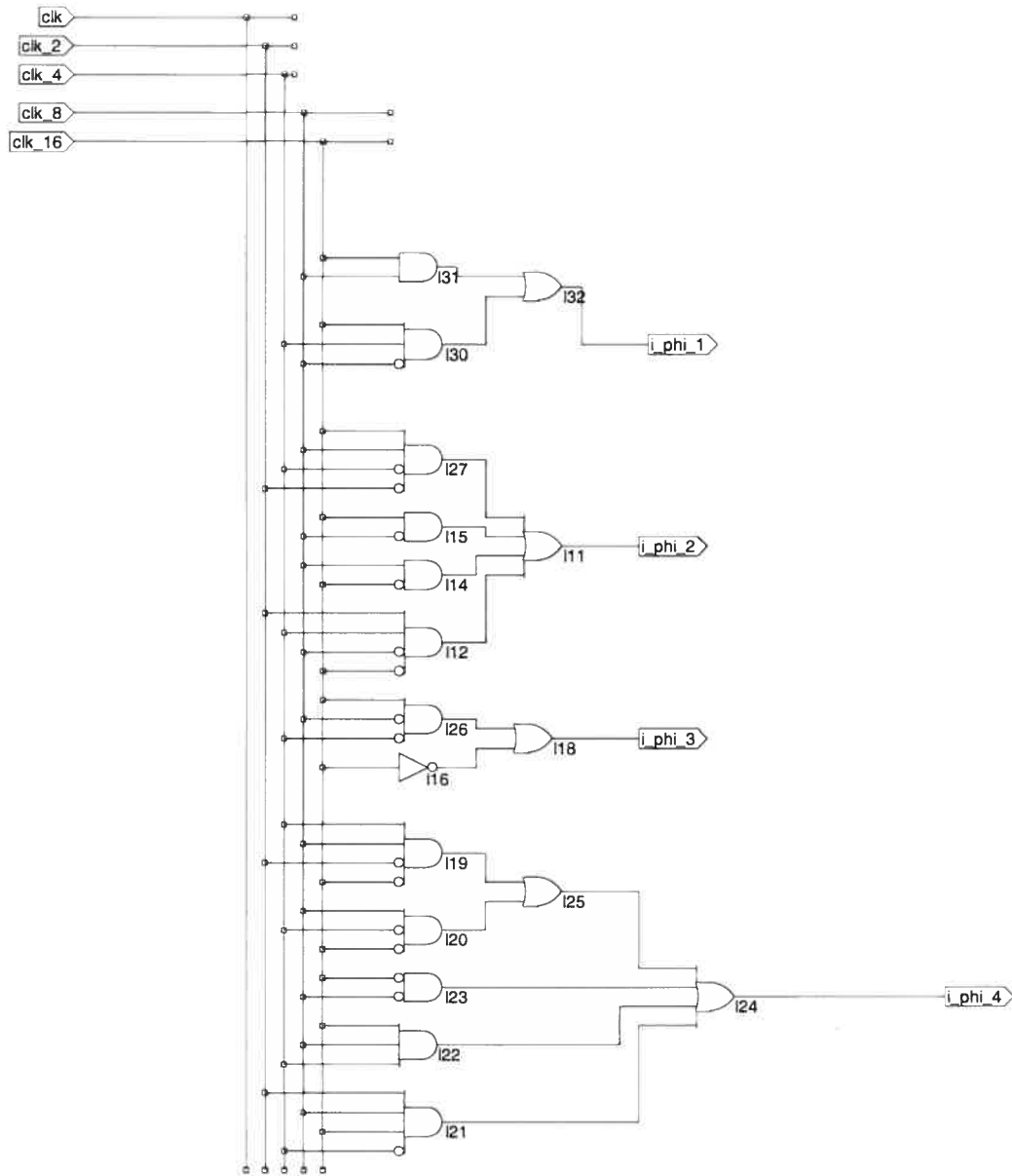


Fig. 55: Schéma du module de génération des horloges verticales de la section d'emmagasinage (`s_gen_ccd87`). Ce module est identique au module `i_gen_ccd87` (figure 54).

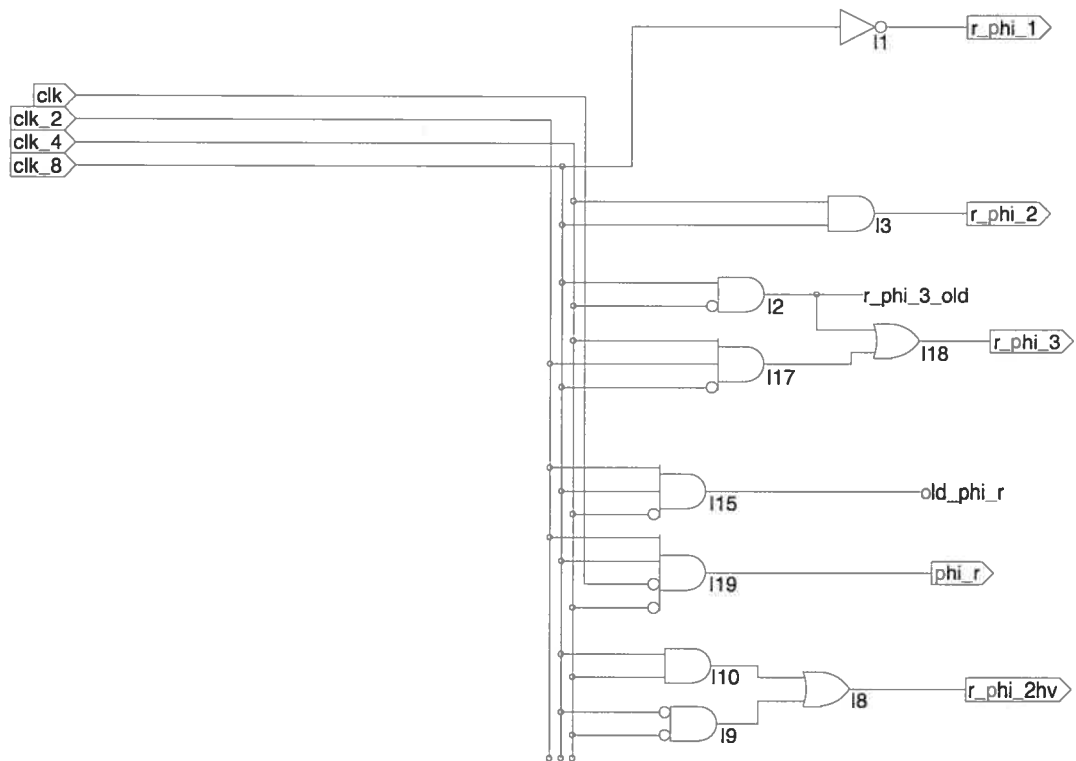


Fig. 56: Schéma du module de génération des horloges horizontales (ϕ_{gen}). Ce module génère les horloges horizontales ($R\phi_{1-3}$), le signal de la phase de réinitialisation (ϕ_R) et l'horloge de synchronisation de la phase haute tension ($R\phi_{2HV}$).

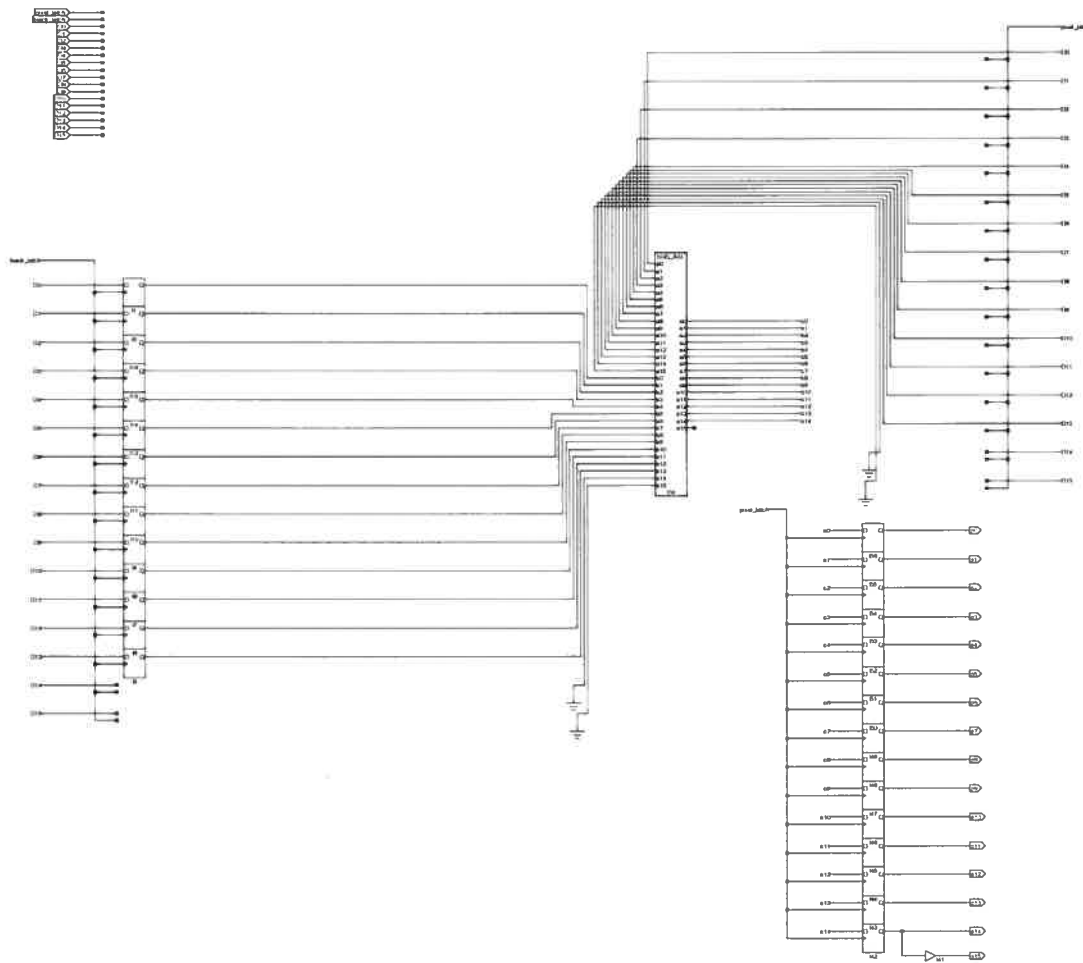


Fig. 57: Schéma du module du CDS (pixel gen). Ce module garde en mémoire la valeur du signal de réinitialisation et le soustrait de la valeur du pixel lorsque celle-ci se présente en entrée. La sortie est la valeur du pixel qui sera envoyée à l'ordinateur d'acquisition.

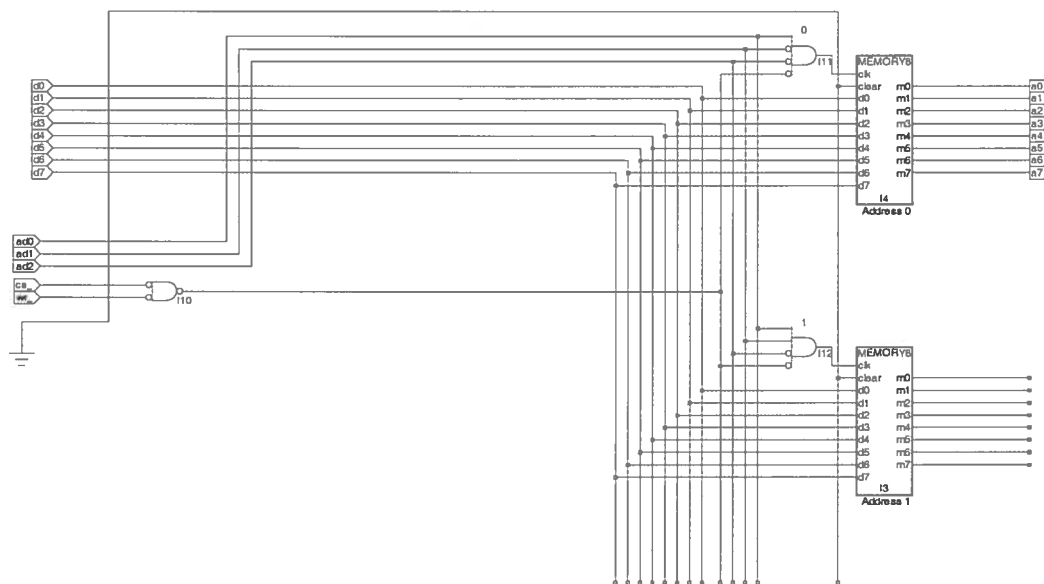


Fig. 58: Schéma du module de configuration de la lecture du CCD (control). Ce module conserve les valeurs de la région du CCD qui doit être lue (ligne et colonne d'arrêt de la lecture).

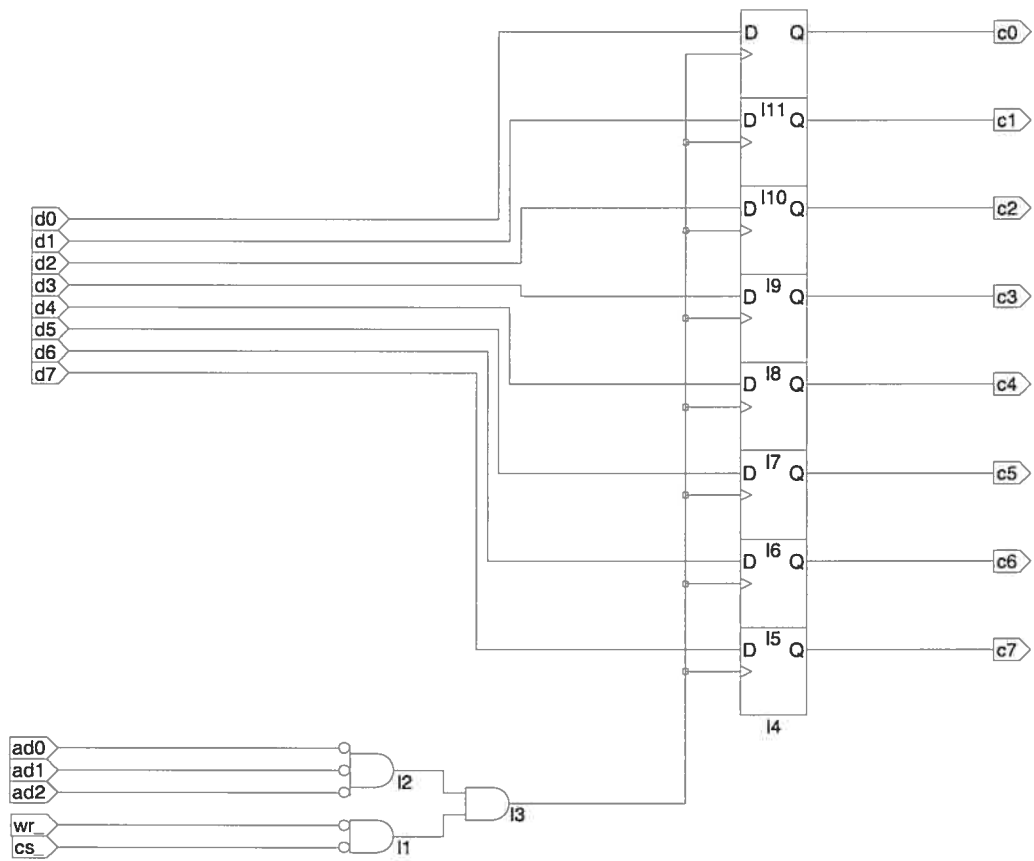


Fig. 59: Schéma du module de mémorisation du mot de contrôle (confbyte).

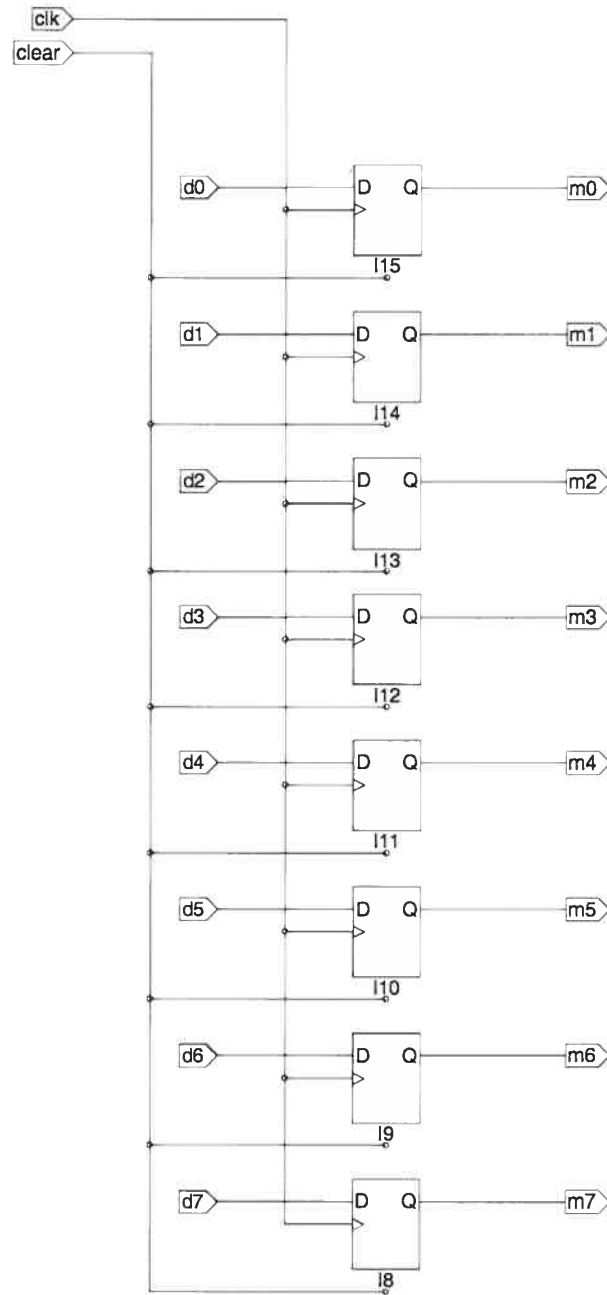


Fig. 60: Schéma du module mémoire de 8 bits (memory8).

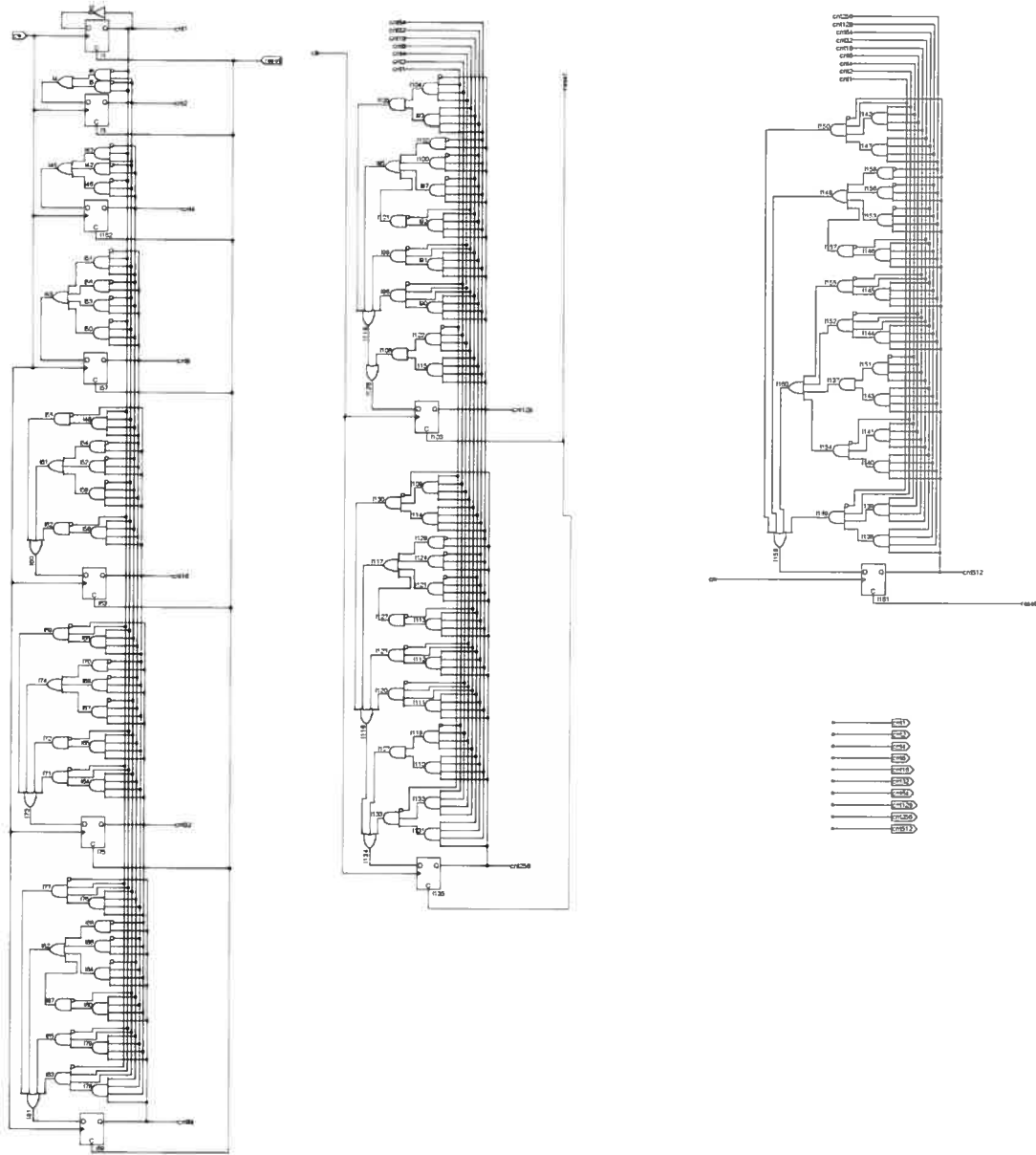


Fig. 61: Schéma du compteur à 9 bits (compteur_9_bits). Ce module compte sur 9 bits sur chaque front montant de l'horloge d'entrée.

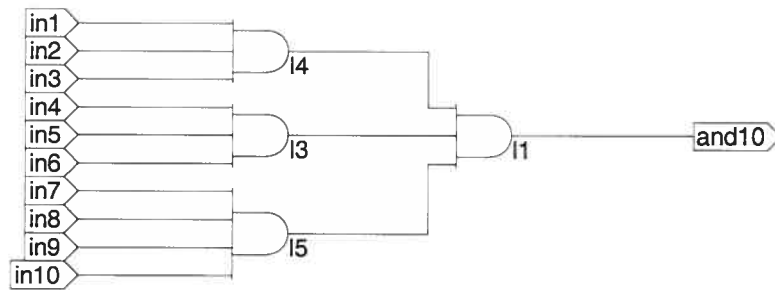


Fig. 62: Schéma de l'équation logique "ET" à 10 entrées (and.10).

A.3.1 Module ABEL de génération de l'horloge du convertisseur AN

Ce module crée l'horloge du convertisseur AN et les signaux de valeur de réinitialisation valide et de valeur de pixel valide.

```
MODULE adc_sig_gen_ab1

TITLE 'Génerateur de clock adc'
"Inputs
  clk pin 1;
  clk2 pin 2;
  clk4 pin 3;
  clk8 pin 4;

"Outputs
  pixel_latch pin 5;
  black_latch pin 6;
  adc_clk pin 7;
  strb pin 8;

Equations
  when ((!clk4 & clk8) # (!clk4 & !clk8)) then adc_clk = 1;
  else adc_clk = 0;

  when (!clk2 & !clk4 & clk8) then black_latch = 1;
  else black_latch = 0;

  when (!clk & clk2 & !clk4 & !clk8) then pixel_latch = 1;
  else pixel_latch = 0;

" Cette sequence est presque fonctionnelle...
"  when ((!clk2 & clk4 & clk8) # (!clk4 & clk8) # (clk2 & clk4 & !clk8))
then strb = 1;
"  else strb = 0;

  when ((!clk4 & clk8) # (clk4 & !clk8)) then strb = 1;
  else strb = 0;

" pixel_latch = !strb;
```

END

A.3.2 Module ABEL de génération des signaux d'activation des horloges horizontales

Ce module génère les signaux d'activation des horloges horizontales.

```
MODULE line_clock_signal_gen

TITLE 'Générateur de signaux pour le line clock'

"Constants
" detector_pixels = 8;
" detector_lines = 4;
" dark_columns = 0;
" dark_rows = 0;
detector_pixels = 512;
detector_lines = 512;
dark_columns = 24;
dark_rows = 16;

overscan_pixels = 0; " mettre a 0 pour ne pas faire d'overscan
overscan_lines = 128; " mettre a 0 pour ne pas faire d'overscan

overscan_elements = 16;

n_pixels = detector_pixels + dark_columns + overscan_elements +
overscan_pixels;
n_lignes_ft = detector_lines + dark_rows;
n_lignes = detector_lines + dark_rows + overscan_lines;

n_pixels_reg1 = detector_pixels/2 + dark_columns/2 + overscan_elements/2;
n_lignes_reg1 = detector_lines/2 + dark_rows/2;

n_pixels_reg2 = detector_pixels/2 + dark_columns/2 + overscan_elements/2;
n_lignes_reg2 = detector_lines/2 + dark_rows/2;

n_pixels_reg3 = detector_pixels/2 + dark_columns/2 + overscan_elements/2;
n_lignes_reg3 = detector_lines/2 + dark_rows/2;
```

```
" sp_cycle_length doit etre (32)
sp_cycle_length = 16; "Duree d'un cycle SP en pixel clock
                    " 32 pour vclk = 400kHz
                    " 16 pour vclk = 800kHz

" sp_cycle_length = 4;
adc_delay = 4; "Delai entre la lecture d'un pixel par l'adc et sa sortie

t_sp_en_nobiny = sp_cycle_length;
t_sp_en_biny = sp_cycle_length*2;

sp4_delay = sp_cycle_length/4; "Temps que prend sp4 en dehors du cycle

t_ls_nobiny = t_sp_en_nobiny + sp4_delay; "40 cycles pour faire un shift de
ligne en nobiny
t_ls_biny = t_sp_en_biny + sp4_delay; "72 cycles pour faire un shift de
ligne en biny

t_ls_rp2_fall = 12; "Dans les specs: 1us entre fin de Sp4 et fall de rp2
                    "Valeur de 10 a 80Mhz
                    "Valeur de 12 a 100Mhz
                    "Valeur de 16 a 125Mhz
t_ls_rp1_fall = 1; "Temps entre rp2 fall et rp1 fall

ls_length_biny = t_ls_biny + t_ls_rp2_fall + t_ls_rp1_fall;
ls_length_nobiny = t_ls_nobiny + t_ls_rp2_fall + t_ls_rp1_fall;

line_length_biny = ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels;
line_length_nobiny = ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels;

line_length_biny_reg1 = ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg1;
line_length_nobiny_reg1 = ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg1;
line_length_biny_reg2 = ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg2;
line_length_nobiny_reg2 = ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg2;
line_length_biny_reg3 = ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg3;
line_length_nobiny_reg3 = ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg3;

"1 logique est -1 en complement 2 (0xff)
"0 logique est 0 en complement 2 (0x00)
"On soustrait 1 parce que eol est synchrone sur la clock verticale et on ne
veut pas qu'il arrive en retard!
wait_biny = sp_cycle_length - 1 - (line_length_biny % sp_cycle_length) +
((line_length_biny % sp_cycle_length) == 0)*sp_cycle_length;
```

```
wait_nobiny = sp_cycle_length - 1 - (line_length_nobiny % sp_cycle_length) +
((line_length_nobiny % sp_cycle_length) == 0)*sp_cycle_length;
wait_biny_reg1 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_biny_reg1 %
sp_cycle_length) + ((line_length_biny_reg1 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
wait_nobiny_reg1 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_nobiny_reg1 %
sp_cycle_length) + ((line_length_nobiny_reg1 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
wait_biny_reg2 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_biny_reg2 %
sp_cycle_length) + ((line_length_biny_reg2 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
wait_nobiny_reg2 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_nobiny_reg2 %
sp_cycle_length) + ((line_length_nobiny_reg2 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
wait_biny_reg3 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_biny_reg2 %
sp_cycle_length) + ((line_length_biny_reg3 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
wait_nobiny_reg3 = sp_cycle_length - 1 - (line_length_nobiny_reg2 %
sp_cycle_length) + ((line_length_nobiny_reg3 % sp_cycle_length) ==
0)*sp_cycle_length;
```

```
"Au debut du frame transfert, on recommande de garder sp1 haut pendant 10us
"Doit etre un multiple de 2
"Unites: vertical clock
t_ft_sp1_high = 8;
    " 8 pour 10us avec un v_clk de 800kHz
    " 4 pour 10us avec un v_clk de 400kHz
```

```
"Inputs
```

```
cnt1    pin 1;
cnt2    pin 2;
cnt4    pin 3;
cnt8    pin 4;
cnt16   pin 5;
cnt32   pin 6;
cnt64   pin 7;
cnt128  pin 8;
cnt256  pin 9;
cnt512  pin 10;
```

```
l1      pin;
```

```
12  pin;
14  pin;
18  pin;
116 pin;
132 pin;
164 pin;
1128 pin;
1256 pin;
1512 pin;

d0 pin;
d1 pin;
d2 pin;
d3 pin;
d4 pin;
d5 pin;
d6 pin;
d7 pin;

" ligne0 pin 11;
" ligne1 pin 12;
" ligne2 pin 13;

binx pin 14;
biny pin 15;

"Outputs
lval pin;
fval pin;

sp_en pin;
" sp1_en pin;
sp1_force pin;
" sp1_en pin;
" sp2_en pin;
" sp3_en pin;
" sp4_en pin;
rp3_en pin;

rp2_force pin;
rp1_force pin;
```

```

eol      pin;
eof      pin;

dg       pin;

"Sets
cnt = [cnt512, cnt256, cnt128, cnt64, cnt32, cnt16, cnt8, cnt4, cnt2, cnt1];
ligne = [1512, 1256, 1128, 164, 132, 116, 18, 14, 12, 11];

" stopx = [stopx7, stopx6, stopx5, stopx4, stopx3, stopx2, stopx1, stopx0, 0,
0]; Multiplication par 4
" stopy = [stopy7, stopy6, stopy5, stopy4, stopy3, stopy2, stopy1, stopy0, 0,
0]; Multiplication par 4
" stopbiny = [0, stopy7, stopy6, stopy5, stopy4, stopy3, stopy2, stopy1,
stopy0, 0];

" region = [d0];
region = 0;

"@carry 2;
" stopx_adc = stopx + adc_delay; Ouch! Pas le choix!

```

Equations

```

when ((ligne == 0) & (cnt < t_ft_sp1_high)) then sp1_force = 1;
else sp1_force = 0;

when ((ligne == 0) & (cnt < t_ft_sp1_high)) then sp_en = 0;
else when ((ligne == 0) & (!(cnt < t_ft_sp1_high)) & (cnt <
(n_lignes_ft+t_ft_sp1_high-1))) then sp_en = 1;
else when (biny) then sp_en = (cnt < (t_sp_en_biny)); "(cnt &
(!(t_sp_en_biny-1)))==0; < t_sp_en_biny;
else when (!biny) then sp_en = (cnt < (t_sp_en_nobiny));

" when ((ligne == 0) & (cnt < t_ft_sp1_high)) then sp1_en = 0;
" else when ((ligne == 0) & (!(cnt < t_ft_sp1_high)) & (cnt <
(n_lignes+t_ft_sp1_high-1))) then sp_en = 1;
" else when (biny) then sp_en = (cnt < (t_sp_en_biny));
" else sp_en = (cnt < (t_sp_en_nobiny));

```

```

when (ligne == 0) then rp2_force = 0;
else when (biny & (region==0)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_biny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_biny + n_pixels));
else when (!biny & (region==0)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_nobiny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels));
else when (biny & (region==1)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_biny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_biny + n_pixels_reg1));
else when (!biny & (region==1)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_nobiny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg1));
else when (biny & (region==2)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_biny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_biny + n_pixels_reg2));
else when (!biny & (region==2)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_nobiny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg2));
else when (biny & (region==3)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_biny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_biny + n_pixels_reg3));
else when (!biny & (region==3)) then rp2_force = (cnt < (t_ls_nobiny +
t_ls_rp2_fall)) # (cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg3));

when (ligne == 0) then rp1_force = 0;
else when (biny & (region==0)) then rp1_force = (cnt < ls_length_biny) # (cnt
>= (ls_length_biny + n_pixels - 1));
else when (!biny & (region==0)) then rp1_force = (cnt < ls_length_nobiny) #
(cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels - 1));
else when (biny & (region==1)) then rp1_force = (cnt < ls_length_biny) # (cnt
>= (ls_length_biny + n_pixels_reg1 - 1));
else when (!biny & (region==1)) then rp1_force = (cnt < ls_length_nobiny) #
(cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg1 - 1));
else when (biny & (region==2)) then rp1_force = (cnt < ls_length_biny) # (cnt
>= (ls_length_biny + n_pixels_reg2 - 1));
else when (!biny & (region==2)) then rp1_force = (cnt < ls_length_nobiny) #
(cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg2 - 1));
else when (biny & (region==3)) then rp1_force = (cnt < ls_length_biny) # (cnt
>= (ls_length_biny + n_pixels_reg3 - 1));
else when (!biny & (region==3)) then rp1_force = (cnt < ls_length_nobiny) #
(cnt >= (ls_length_nobiny + n_pixels_reg3 - 1));

rp3_en = !rp1_force;

when (ligne == 0) then eol = (cnt == (n_lignes_ft+t_ft_spl_high-1));
else when (biny & (region == 0)) then eol = (cnt == ((ls_length_biny +
t_ls_rp2_fall + n_pixels) + wait_biny));" # (cnt == (stopx & ^h3ff0));
else when (!biny & (region == 0)) then eol = (cnt == ((ls_length_nobiny +

```



```

t_ls_rp2_fall + n_pixels) + wait_nobiny));" # (cnt == (stopx & ^h3ff0))
  else when (biny & (region == 1) & (ligne <= n_lignes_reg1/2+1)) then eol =
(cnt == ((ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg1) + wait_biny_reg1));
  else when (!biny & (region == 1) & (ligne <= n_lignes_reg1+1)) then eol = (cnt
== ((ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg1) + wait_nobiny_reg1));
  else when (biny & (region == 1) & !(ligne <= n_lignes_reg1/2+1)) then eol =
(cnt == (t_ls_biny + sp_cycle_length - 1 - (t_ls_biny % sp_cycle_length)));
  else when (!biny & (region == 1) & !(ligne <= n_lignes_reg1/2+1)) then eol =
(cnt == (t_ls_nobiny + sp_cycle_length - 1 - (t_ls_nobiny % sp_cycle_length)));
  else when (biny & (region == 2) & (ligne <= n_lignes_reg2/2)) then eol = (cnt
== ((ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg2) + wait_biny_reg2));
  else when (!biny & (region == 2) & (ligne <= n_lignes_reg2/2)) then eol = (cnt
== ((ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg2) + wait_nobiny_reg2));
  else when (biny & (region == 3) & (ligne <= n_lignes_reg3/2)) then eol = (cnt
== ((ls_length_biny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg3) + wait_biny_reg3));
  else when (!biny & (region == 3) & (ligne <= n_lignes_reg3/2)) then eol = (cnt
== ((ls_length_nobiny + t_ls_rp2_fall + n_pixels_reg3) + wait_nobiny_reg3));
" else when (biny) then eol = (cnt == (t_ls_biny + sp_cycle_length - (t_ls_biny
% sp_cycle_length)));
" else
      eol = (cnt == (t_ls_nobiny + sp_cycle_length -
(t_ls_nobiny % sp_cycle_length)));

  when ((ligne == 0) # (ligne == 1)) then lval = 1;
" when (ligne == 0) then lval = ((cnt((n_lignes+t_ft_sp1_high)/32)) >=
((ls_length_biny+adc_delay)/32));
  else when (biny & (region == 0)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay));
  else when (!biny & (region == 0)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay));
  else when (biny & (region == 1)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay));
  else when (!biny & (region == 1)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay));
  else when (biny & (region == 2)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay));
  else when (!biny & (region == 2)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay));
  else when (biny & (region == 3)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay));
  else when (!biny & (region == 3)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay));
" else lval = 1;

```

```
" else when (biny & (region == 0)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_biny + n_pixels + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 0)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_nobiny + n_pixels + adc_delay));
" else when (biny & (region == 1)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_biny + n_pixels_reg1 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 1)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_nobiny + n_pixels_reg1 + adc_delay));
" else when (biny & (region == 2)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_biny + n_pixels_reg2 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 2)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_nobiny + n_pixels_reg2 + adc_delay));
" else when (biny & (region == 3)) then lval = (cnt >= (ls_length_biny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_biny + n_pixels_reg3 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 3)) then lval = (cnt >= (ls_length_nobiny +
adc_delay)) & (cnt < (ls_length_nobiny + n_pixels_reg3 + adc_delay));

  when ((ligne == 0) # (ligne == 1)) then fval = 0;
  else fval = 1
" else when (biny & (region == 0) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_biny + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 0) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_nobiny + adc_delay));
" else when (biny & (region == 1) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_biny + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 1) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_nobiny + adc_delay));
" else when (biny & (region == 2) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_biny + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 2) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_nobiny + adc_delay));
" else when (biny & (region == 3) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_biny + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 3) & (ligne == 2)) then fval = (cnt >=
(ls_length_nobiny + adc_delay));
" else when (biny & (region == 0) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_biny +
n_pixels + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 0) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_nobiny +
n_pixels + adc_delay));
```

```

" else when (biny & (region == 1) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_biny +
n_pixels_reg1 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 1) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_nobiny +
n_pixels_reg1 + adc_delay));
" else when (biny & (region == 2) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_biny +
n_pixels_reg2 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 2) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_nobiny +
n_pixels_reg2 + adc_delay));
" else when (biny & (region == 3) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_biny +
n_pixels_reg3 + adc_delay));
" else when (!biny & (region == 3) & ((biny & (ligne == (n_lignes/2 + 1))) #
(!biny & (ligne == (n_lignes+1)))) then fval = (cnt < (ls_length_nobiny +
n_pixels_reg3 + adc_delay));
" else fval = 1

    when ((biny & (region == 1) & (ligne >= n_lignes_reg1/2+1)) # (!biny &
(region == 1) & (ligne >= n_lignes_reg1+1))) then {
        dg = 1;
        rp2_force = 1;
        rp1_force = 1;
    }
    else dg = 0;

" EOF: On a une ligne bidon au debut pour le frame transfert
"     et une autre a la fin pour finir de vider le registre de multiplication
    when (biny) then eof = (ligne == (n_lignes/2 + 1)) & eol;
    else eof = (ligne == (n_lignes + 1)) & eol;

```

END

A.3.3 Module ABEL de soustraction 16 bits

Ce module effectue la soustraction 16 bits nécessaire au traitement CDS.

```
MODULE sub_ab1
```

```
TITLE 'Soustraction 16 bits'
```

```
"Inputs
```

```
  a0 pin 1;  
  a1 pin 2;  
  a2 pin 3;  
  a3 pin 4;  
  a4 pin 5;  
  a5 pin 6;  
  a6 pin 7;  
  a7 pin 8;  
  a8 pin 9;  
  a9 pin 10;  
  a10 pin 11;  
  a11 pin 12;  
  a12 pin 13;  
  a13 pin 14;  
  a14 pin 15;  
  a15 pin 16;  
  b0 pin 17;  
  b1 pin 18;  
  b2 pin 19;  
  b3 pin 20;  
  b4 pin 21;  
  b5 pin 22;  
  b6 pin 23;  
  b7 pin 24;  
  b8 pin 25;  
  b9 pin 26;  
  b10 pin 27;  
  b11 pin 28;  
  b12 pin 29;  
  b13 pin 30;  
  b14 pin 31;  
  b15 pin 32;
```

"Outputs

```
s0 pin;  
s1 pin;  
s2 pin;  
s3 pin;  
s4 pin;  
s5 pin;  
s6 pin;  
s7 pin;  
s8 pin;  
s9 pin;  
s10 pin;  
s11 pin;  
s12 pin;  
s13 pin;  
s14 pin;  
s15 pin;
```

```
a = [a15..a0]; " Pixel value  
b = [b15..b0]; " Black value  
s = [s15..s0];
```

Equations

```
@carry 2;  
" s = a - b;  
" s = b - a;  
  
s = b - a;  
" [s15..0] = [a15..0]-[.x,b15..0];
```

END

Annexe B

Routines d'analyse et de traitement de données

Le fonctionnement des routines d'analyse et de traitement de données décrites au chapitre 1 est expliqué dans cet annexe.

B.1 Le point d'entrée : **computeeverything**

Le point d'entrée des routines de traitement est la procédure `computeeverything`. À elle seule, cette routine gère toutes les étapes du traitement des données :

- L'intégration des fichiers d'observation ;
- La construction du fichier de phase à partir du ou des fichiers de calibration ;
- L'application de la phase parabolique aux données brutes d'observation ;
- Le lissage spectral du cube de données ;
- La correction spectrale du cube de données en utilisant le spectre du ciel nocturne contenu dans le cube de données ;
- La soustraction du spectre du ciel nocturne du cube de données ;
- Le lissage adaptatif du cube de données ;
- L'extraction des cartes de vitesse radiale, flux monochromatique, continu et des largeurs des raies d'émission ;

- La recherche automatique des raies d'émission dans les régions à très faible flux monochromatique, corrélées aux plus fortes raies d'émission environnantes ;
- L'ajustement automatique d'un cube de données en fonction des vitesses radiales modifiées par l'utilisateur.

Le prototype d'appel de cette procédure est le suivant : `pro computeeverything, dir, cieldir, calibdir, adadir, targetsn, align=a, thresholdalign=ath, maxalign=maxalign, passalign=pa, remove_sky=sky, ohmap_remove_sky=ohsky, ohmap_degree=ohmap_degree, spectral_smooth=sl, voro=v, plot=p, correctguiding=correctGuiding, guidingnobreak=cgnb, coadd=co, continuumflat=cf, noflat=nf, autorvmonolevel=autorvmonolevel, ignorecycle=ignorecycle, expand=expand, tryhard_voro=voro_tryhard, calibadhoc=caladh, startfromneb=sfn, adacieldir=adacieldir, scalefactorciel=sfc`

Les options de cette procédure sont définies dans les paragraphes qui suivent.

- **dir** : Le répertoire dans lequel la réduction doit s'effectuer. Ce répertoire doit contenir un fichier `.adp` qui contient les informations relatives à l'observation.
- **cieldir** : Le répertoire dans lequel se trouvent les données brutes d'observation.
- **calibdir** : Le ou les répertoires contenant le ou les fichiers de calibration.
- **adadir** : Le répertoire contenant les données brutes d'observation.
- **targetsn** : Le rapport signal sur bruit voulu pour l'étape de lissage adaptatif.
- **align** : Une valeur binaire spécifiant si la correction spectrale du cube de données en utilisant le spectre du ciel doit être effectuée. 0 : non. 1 : oui. Par défaut : oui.
- **thresholdalign** : La valeur du facteur de corrélation croisée au-delà de laquelle un spectre sera considéré comme étant dominé par le spectre du ciel. La corrélation est effectuée par rapport au spectre médian du cube de données. La valeur doit être comprise entre 0.0 et 1.0. Par défaut : 0.9.
- **maxalign** : La correction spectrale maximale pouvant être effectuée par la routine de correction spectrale. La valeur est en canaux. La valeur doit être comprise entre 2 et le nombre de canaux du cube de données. Par défaut : le nombre de canaux du cube de données.

- **passalign** : Le nombre maximal d'itérations devant être effectuées pour corriger le cube de données en utilisant le spectre du ciel. La valeur doit être plus grande que 0. Par défaut : 20. L'algorithme converge normalement en deux ou trois itérations.
- **remove_sky** : Une valeur binaire spécifiant si le spectre du ciel doit être enlevé du cube de données. 0 : non. 1 : oui. Par défaut : oui.
- **ohmap_remove_sky** : Une valeur binaire spécifiant si le spectre du ciel doit être enlevé en reconstruisant un cube de ciel à partir des sections du cube qui ne sont pas dominées par la galaxie. 0 : non. Dans ce cas, le ciel est soustrait en calculant le spectre median du cube. 1 : oui. Par défaut : oui. Si un fichier `ciel.adz` existe, la routine de soustraction du ciel construit le cube de ciel ou un spectre médian à partir des zones définies par le fichier.
- **ohmap_degree** : Le degré de la fonction polynomiale utilisée pour interpoler la valeur du ciel dans les régions du cube de données dominées par la galaxie. Par défaut : 4.
- **spectral_smooth** : Le type de lissage spectral qui doit être appliqué au cube de données. Le lissage spectral est appliqué immédiatement après la correction de phase et avant la correction du cube de données utilisant le spectre du ciel. 0 : aucun lissage spectral. 1 : Lissage spectral de hanning. 2 : Lissage spectral gaussien $fwhm=3$. Par défaut : lissage spectral de hanning.
- **voro** : Valeur binaire spécifiant si le lissage adaptatif doit être effectué. 0 : non. 1 : oui. Par défaut : oui.
- **plot** : Valeur binaire spécifiant si divers graphiques doivent être affichées pendant le traitement. 0 : non. 1 : oui. Par défaut : non.
- **correctguiding** : Valeur binaire spécifiant si la correction des erreurs de guidage du télescope doit être effectuée lors de l'intégration des fichiers d'observation. 0 : non. 1 : oui. Par défaut : non. Si la correction des erreurs de guidage est activée, l'utilisateur devra cliquer sur des étoiles de référence. La position de ces étoiles sera ensuite conservée dans le fichier `stars.ad1`. Le format de ce fichier est : Ligne 0 : position x de l'étoile de référence 0. Ligne 1 : position y de l'étoile de référence 0. Ligne 2 : position x de l'étoile de référence 1...

- **guidingnobreak** : Valeur binaire spécifiant s’il y a eu un saut du système de guidage pendant l’observation (ce qui survenait assez fréquemment à l’Observatoire du mont Mégantic pendant l’observation de l’échantillon SINGS). Cette donnée modifie le mode de fonctionnement de la correction des erreurs de guidage. 0 : un saut est survenu. 1 : un saut n’est pas survenu. Par défaut : un saut n’est pas survenu.
- **coadd** : Spécifie si le répertoire `dir` contient un cube de données qui a été additionné à un autre (voir section B.2). 0 : non. 1 : oui. Par défaut : non. Si cette option est activée (1), seuls les cubes de données ayant été additionnés (contenant `-coadd` dans leur nom) seront traités.
- **continumflat** : Lors de la correction spectrale du cube de données en utilisant le spectre du ciel, cette option permet de demander à la routine de construire un *flat* à partir du niveau de continu de chaque pixel. 0 : non. 1 : oui. Par défaut, non. Le *flat* est alors construit en prenant comme référence l’amplitude du spectre du ciel contenu dans chaque pixel qui n’est pas dominé par la galaxie.
- **noflat** : Lors de la correction spectrale du cube de données en utilisant le spectre du ciel, cette option permet de demander à la routine de ne pas appliquer de *flat* au cube de données. 0 : le cube est corrigé par un *flat*. 1 : le cube n’est pas corrigé. Par défaut : 0.
- **autorvmonolevel** : Le flux monochromatique maximal à partir duquel une recherche automatique des raies d’émission corrélées aux plus fortes raies environnantes doit être effectuée.
- **ignorecycle** : Lors de l’intégration des données brutes d’observation, les cycles spécifiés par `ignorecycle` seront ignorés.
- **expand** : Par défaut, l’algorithme de lissage adaptatif masque le cube de données avec les régions où la calibration est considérée valide, ce qui permet d’éliminer les sections du champ qui sont vignettées. Par contre, lorsque deux cubes ont été additionnés avec l’option `expand` (voir section B.2), ce masquage ne fonctionne plus puisque les dimensions du cube additionné ne sont pas les mêmes que celles de la calibration. Donc, lorsque `coaddlambdafiles` a été utilisé avec l’option `expand=1`, `computeeverything` doit également être appelé avec

`expand=1`.

- **`vorotryhard`** : Lorsque l'algorithme de lissage adaptatif accrete les spectres pour obtenir le rapport signal sur bruit demandé, il arrive que le rapport signal sur bruit diminue lors de l'addition d'un nouveau spectre. Normalement, cet évènement crée l'avortement du bin et tous les pixels qu'il contenait sont marqués comme n'appartenant pas à un bin, et ils ne seront plus considérés lors de l'accrétion des spectres pour un autre bin. Si `vorotryhard` reçoit comme valeur 1, les spectres d'un bin avorté pourront être considérés par d'autres bins, à l'exception du premier spectre du bin avorté (pour éviter de boucler sans fin sur le même spectre). Cette procédure a été mise en place pour éviter que l'algorithme d'accrétion ne soit trop long à s'exécuter. Les dernières optimisations faites sur l'algorithme permettent maintenant d'utiliser cette option en tous temps sans trop allonger le temps d'exécution. Par défaut : 0. Valeur recommandée : 1.
- **`calibadhoc`** : Cette option permet de demander aux diverses routines appelées par `computeeverything` d'utiliser le fichier de calibration créé par ADHOCw. Le fichier `Phas.prb.AD2` doit alors être présent dans le répertoire de traitement de la galaxie. 0 : La calibration est effectuée par `computeeverything`. 1 : Le fichier de calibration d'ADHOCw est utilisé. Par défaut : 0.
- **`startfromneb`** : Cette option permet d'outrepasser la phase d'intégration des fichiers d'observation (fichiers `ada`) et de démarrer le traitement directement à partir d'un cube contenant les interferogrammes intégrés. 0 : Le cube d'interferogramme est créé par `computeeverything`. 1 : Le fichier `neb.ad3` est utilisé comme point de départ de la réduction. Par défaut : 0.
- **`adaciendir`** : Cette option permet de spécifier qu'un cube de ciel doit être créé à partir des fichiers d'observation (fichiers `ada`) contenus dans un certain répertoire. Par défaut, le ciel est créé à partir du cube de la galaxie. Cette option peut être utilisée lorsqu'une galaxie couvre tout le champ et qu'une observation du ciel a été faite indépendamment de l'observation de la galaxie.
- **`scalefactorciel`** : Cette option peut être utilisée lorsque l'option `adaciendir` est utilisée pour compenser des temps d'intégration différents entre l'observation de la galaxie et du ciel. Par exemple, si la galaxie a été observée deux fois plus

longtemps que le ciel, cette variable doit recevoir la valeur de 2.0.

B.1.1 Exemple d'appel de `computeeverything`

```
computeeverything, 'ngc5713', '/home/odaigle/observations/ciel', ['M282', 'M284'],  
'M283', 5, align=1, plot=1, correctguiding=1, voro=1, ignorecycle=[5, 6, 8].
```

Cet appel à `computeeverything` procède au traitement des données d'observation contenues dans le répertoire `/home/odaigle/observations/ciel/M283`, en utilisant les calibrations contenues dans `/home/odaigle/observations/ciel/M282` et `/home/odaigle/observations/ciel/M284`. Les cycles 5, 6 et 8 ne seront pas intégrés. `Computeeverything` procèdera à une correction des erreurs de guidage (`correctguiding=1`) lors de l'intégration des fichiers d'observation, sans toutefois chercher un saut du système de guidage (par défaut, `guidingnobreak` est initialisée à 1). Ensuite, un lissage spectral de hanning sera effectué (par défaut, `spectral_smooth` est initialisée à 1), suivi d'un réalignement du cube de données sur les raies du ciel (`align=1`). Ensuite, la soustraction du ciel s'effectuera par une soustraction d'un cube de ciel reconstruit par un fit d'une fonction polynomiale de 4^e ordre (par défaut, `remove_sky=1`, `ohmap_remove_sky=1` et `ohmap_degree=4`). Ensuite, un lissage adaptatif ayant comme rapport signal sur bruit visé de 5 (`voro=1` et `targetsn=5`) est effectué. Les fichiers suivants seront créés :

- **calibration.ad3** : Cube de calibration contenant l'addition des calibration contenues dans M282 et M284.
- **cal_prb.ad2**, **cal_bru.ad2**, **cal_sum.ad2**, **cal_rv.ad2**, **cal_cen.ad1**, **cal_finesse.ad1**, **cal_valid.fits** : Fichiers extraits du cube de calibration.
cal_prb.ad2 : fichier de phase parabolique pour transformer un cube d'interferogrammes en cube ordonné en longueurs d'onde. **cal_bru.ad2** : fichier de la phase brute, contenant la position du barycentre de la raie d'émission du cube de calibration. **cal_sum.ad2** : Fichier contenant l'intensité totale du spectre de calibration pour chaque pixel du cube de calibration. **cal_rv.ad2** : Résultat de

l'application de la phase parabolique au cube de calibration pour vérifier la validité de la phase parabolique. `cal_cen.ad2` : Position x et y du centre des anneaux de calibration. `cal_finesse.ad2` : Finesse obtenue sur tout le cube de calibration. `cal_valid.fits` : Masque de validité du cube de calibration. Ce fichier indique où la calibration est considérée valide, ce qui permet d'éliminer les régions vignetées du champ.

- **lambda.ad3** : Cube ordonné en longueur d'onde, résultat de l'intégration des fichiers d'observation et de l'application de la phase parabolique.
- **lambda-SZ1.ad3** : Cube `lambda.ad3` qui a subi le lissage spectral de hanning.
- **lambda-SZ1-aligned.ad3** : Cube `lambda-SZ1.ad3` qui a subi l'alignement sur les raies du ciel.
- **lambda-SZ1-aligned-OHmap.ad3** : Cube `lambda-SZ1-aligned.ad3` duquel a été soustrait un cube de ciel.
- **iciel.ad3** : Cube de ciel qui a été soustrait du cube `lambda-SZ1-aligned.ad3` pour produire le cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap.ad3`
- **lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad3** : Cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap.ad3` sur lequel le lissage adaptatif, ayant un rapport signal sur bruit cible de 5, a été effectué. Ce cube contient le résultat brut de l'accrétion des spectres en bins.
- **lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad3** : Cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad3` sur lequel une triangulation de Delaunay a été effectuée pour lisser les bordures des bins.
- **lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad3** : Cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad3` sur lequel une recherche automatique des raies d'émission dans les régions à très faible flux monochromatique, corrélées aux plus fortes raies d'émission environnantes a été effectuée.
- **lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad3** : Cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad3` sur lequel une triangulation de Delaunay a été effectuée pour lisser les bordures des bins.
- **rv-SZ1-aligned-OHmap.ad2**, **mono-SZ1-aligned-OHmap.ad2**, **cont-SZ1-aligned-OHmap.ad2**, **width-SZ1-aligned-OHmap.ad2** : Cartes de

- vitesses radiales (*rv*), flux monochromatique (*mono*), continu (*cont*) et largeurs de raie (*width*) extraites du cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap.ad3`.
- **rv-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad2**, **mono-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad2**, **cont-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad2**, **width-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad2** : Cartes de vitesses radiales (*rv*), flux monochromatique (*mono*), continu (*cont*) et largeurs de raie (*width*) extraites du cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned.ad3`.
 - **rv-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad2**, **mono-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad2**, **cont-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad2**, **width-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad2** : Cartes de vitesses radiales (*rv*), flux monochromatiques (*mono*), continu (*cont*) et largeurs de raie (*width*) extraites du cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad3`.
 - **rv-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad2**, **mono-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad2**, **cont-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad2**, **width-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad2** : Cartes de vitesses radiales (*rv*), flux monochromatique (*mono*), continu (*cont*) et largeurs de raie (*width*) extraites du cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-binned-adjusted.ad3`.
 - **rv-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad2**, **mono-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad2**, **cont-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad2**, **width-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad2** : Cartes de vitesses radiales (*rv*), flux monochromatique (*mono*), continu (*cont*) et largeurs de raie (*width*) extraites du cube `lambda-SZ1-aligned-OHmap-sn05-adjusted.ad3`.
 - **binSize-SZ1-aligned-OHmap-sn05.ad2** : Carte donnant, pour chaque pixel, la grosseur du bin auquel il est rattaché pour le lissage adaptatif ayant un rapport signal sur bruit cible de 5.
 - **skyflat.ad2** : La correction en amplitude qui a été appliquée au cube de données lors de l’alignement sur les raies du ciel (lors de la création de `lambda-SZ1-aligned.ad3`).
 - **offset.ad2** : La correction dans la dimension spectrale (exprimée en canaux)

- qui a été appliquée au cube de données lors de l'alignement sur les raies du ciel (lors de la création de `lambda-SZ1-aligned.ad3`).
- **stars.ad1** : Fichier contenant la position des étoiles utilisées pour la correction des erreurs de guidage.

B.2 Addition de différents cubes : `coaddlambdafiles`

Cette procédure permet d'additionner deux cubes de données. Les cubes doivent avoir été réalisés avec le même interféromètre puisque la procédure n'effectue pas d'ajustement de l'échelle spectrale (autre qu'une simple translation). La procédure peut trouver elle-même les translations spatiale et spectrale à effectuer pour superposer deux cubes. Dans le cas où les deux cubes n'ont que très peu d'informations communes, un fichier `alignzone.adz` peut être créé dans le répertoire de chacun des cubes à additionner. La zone définie dans chacun des fichiers doit correspondre à peu près à la même zone de la galaxie. La translation à effectuer sur les cubes sera calculée à partir de cette zone.

Le prototype d'appel de la procédure est le suivant : `pro coaddlambdafiles, dirs, align=a, remove_sky=sky, spectral_smooth=sl, ohmap_remove_sky=ohsky, expand=expand`.

Les options de cette procédure sont définies dans les paragraphes qui suivent.

- **dirs** : Les répertoires contenant les fichiers à additionner. Un minimum de deux répertoires doivent être indiqués. Le résultat de l'addition sera enregistré dans le premier répertoire. Le fichier lu de chaque répertoire a le prototype suivant : `lambda-[lissage spectral]-[alignement]-[soustraction du ciel].ad3`. `lissage spectral` est défini en fonction de l'argument passé à `spectral_smooth`. `alignement` est défini en fonction de l'argument passé à `align`. `soustraction du ciel` est défini en fonction de l'argument passé à `remove_sky` et `ohmap_remove_sky`.
- **align** : Cette option doit être la même que celle passée à `computeeverything`. Elle définit si `coaddlambdafiles` doit chercher pour des fichiers contenant le terme

- aligned- pour procéder à l'addition.
- **remove_sky** : Cette option doit être la même que celle passée à `computeeverything`. Elle définit si `coaddlambdafiles` doit chercher pour des fichiers contenant le terme -OH ou -OHmap pour procéder à l'addition.
- **ohmap_remove_sky** : Cette option doit être la même que celle passée à `computeeverything`. Elle définit si `coaddlambdafiles` doit chercher pour des fichiers contenant le terme -OHmap au lieu de -OH pour procéder à l'addition.
- **spectral_smooth** : Cette option doit être la même que celle passée à `computeeverything`. Elle définit si `coaddlambdafiles` doit chercher pour des fichiers contenant le terme -SZ ? où ? est soit 1 ou 2 pour spécifier que le lissage spectral a été fait avec un kernel de hanning ou un kernel gaussien. Si `spectral_smooth` est mis à 0, la recherche n'inclura pas le terme en -SZ ?.
- **expand** : Par défaut, `coaddlambdafiles` produit des fichiers de taille égale au premier fichier d'entrée. Si l'addition de fichier est réalisée dans le but d'étendre le champ de la galaxie, `expand` doit être mis à 1 pour que le fichier de sortie soit de taille égale au fichier original plus les translations effectuées pour additionner les autres fichiers.

B.2.1 Exemples d'appel de `coaddlambdafiles`

Avant d'appeler `coaddlambdafiles`, il est nécessaire de créer les cubes à additionner. Voici l'exemple de réduction de la galaxie NGC 5033, qui a été observée à travers deux différents filtres et dont les résultats doivent être additionnés dans un seul cube avant d'effectuer les dernières étapes du traitement (lissage adaptatif, extraction des cartes rv, mono, continu, largeurs de raie...). Voici un exemple complet des commandes à effectuer :

```
computeeverything, 'ngc5033-1', '/home/odaigle/observations/ciel', ['W021',
'W024'], 'W022', 5, align=1, plot=p, correctguiding=1, voro=0
```

```
computeeverything, 'ngc5033-2', '/home/odaigle/observations/ciel', ['W021',
'W024'], 'W023', 5, align=1, plot=p, correctguiding=1, voro=0
```

```
coaddlambdafiles, ['ngc5033-1', 'ngc5033-2'], align=1
computeeverything, 'ngc5033-1', '/home/odaigle/observations/ciel', ['W021',
'W024'], 'W023', 5, align=1, plot=p, correctguiding=1, voro=1, tryhard_voro=1,
coadd=1
```

Le premier appel à `computeeverything` effectue les premières étapes du traitement de données sur les données d'observations contenues dans le répertoire W022 : intégration des fichiers d'observation en corrigeant les erreurs de guidage, lissage spectral de hanning, alignement sur les raies du ciel, soustraction d'un cube de ciel). Notez que le lissage adaptatif *n'est pas fait* sur ce cube de données (`voro=0`). Les résultats sont conservés dans le répertoire `ngc5033-1`.

Le deuxième appel à `computeeverything` effectue les mêmes opérations que le premier appel, mais cette fois-ci sur les données d'observation contenues dans le répertoire W023. Les résultats sont conservés dans le répertoire `ngc5033-2`.

L'appel à `coaddlambdafiles` prend les fichiers `lambda-SZ1-aligned-OHmap.ad3` créés par les deux appels à `computeeverything` contenus dans les répertoires `ngc5033-1` et `ngc5033-2` et les additionne. Le résultat est ensuite sauvegardé dans le répertoire `ngc5033-1` sous le nom `lambda-SZ1-aligned-OHmap-coadd.ad3`. L'option `align=1` spécifie à `coaddlambdafiles` de traiter les fichiers sur lesquels l'alignement sur les raies du ciel a été effectué puisque, par défaut, `computeeverything` n'effectue pas cette opération.

Le dernier appel à `computeeverything` prend le cube de données résultant de l'addition (par l'option `coadd=1`) et effectue les dernières étapes de du traitement de données. Tous les fichiers résultant contiendront l'élément `coadd` dans leurs noms.

B.3 Autres routines utiles

Dans cette section, quelques routines utiles pour le traitement "manuel" des données sont décrites. Seulement les routines les plus populaires sont décrites. Toutes les routines utilisées pour le traitement de données sont disponibles sur le site

<http://www.astro.umontreal.ca/fantommm/reduction>.

- **readad3(nom_fichier, trailer, xyz=re)**. Cette fonction lit un fichier de type `ad3` et retourne le cube. Le *trailer* du cube est retourné dans la variable *trailer* si elle existe. Le trailer est retourné au format de la structure `ad3_trailer`, définie dans le fichier `ad3_trailer_define.pro`. La routine peut lire des fichiers compressés, `.ad3.gz`. Le cube retourné est au format `[x,y,z]` (entrelacement des images monochromatiques) si la variable `xyz=1`. Par défaut, le cube retourné est au format `[z,x,y]` (entrelacement des spectres).
- **writead3(nom_fichier, cube, trailer, data_xyz=dx, write_xyz=dw)**. Cette fonction écrit un cube de données au format `.ad3`. Le cube à écrire doit être passé dans la variable `cube`. Un *trailer* associé à ce cube peut être passé dans la variable *trailer*. Si aucun *trailer* n'est passé, un *trailer* générique sera créé. L'option `data_xyz` permet de spécifier le format du cube de données passé à la fonction. Si `data_xyz=0`, le cube est au format `[z,x,y]`. Si `data_xyz=1`, le cube est au format `[x,y,z]`. Par défaut, la fonction considère `data_xyz=0`. L'option `write_xyz` permet de spécifier le format de l'enregistrement du cube. Si `write_xyz=0`, le cube est enregistré au format `[z,x,y]`. Si `write_xyz=1`, le cube est enregistré au format `[x,y,z]`. Par défaut, la routine considère `write_xyz=0`. Si le champ `was_compressed` de la structure `ad3_trailer` est à 1, le fichier sera compressé lors de son enregistrement. Si le nom du fichier à écrire contient l'extension `.gz`, le fichier sera compressé lors de son enregistrement.
- **readad2(nom_fichier, trailer)** : Cette fonction lit un fichier au format `.ad2` et retourne son contenu. Si la variable *trailer* existe, le *trailer* du fichier est retourné au format `ad2_trailer`, défini dans le fichier `ad2_trailer_define.pro`.
- **writead2(nom_fichier, image, trailer)** : Cette fonction écrit un fichier au format `.ad2`. Les données écrites sont prises dans la variable `image`. Le *trailer* de ce fichier sera *trailer* si la variable existe, sinon un *trailer* générique sera créé.
- **readad1(nom_fichier)** : Cette fonction lit un fichier au format `.ad1` et le retourne.
- **writead1(nom_fichier, données)** : Cette fonction crée un fichier au format

.ad1 et y écrit les données contenues dans la variable `données`.

- **ad3ToFits(ad3, fits, hdr, fits_xyz=fx)** : Cette fonction lit le fichier `ad3` au format `ad3` et le transforme au format `fits` dans le fichier nommé par la variable `fits`. L'entête `fits` contenue dans la variable `hdr` sera incluse dans le fichier `fits` écrit. L'option `fits_xyz` permet de spécifier le format du `fits` à écrire. Si `fits_xyz=0`, le fichier `fits` sera écrit au format `[z,x,y]`. Si `fits_xyz=1`, le fichier `fits` sera écrit au format `[x,y,z]`. Par défaut, `fits_xyz=0`.
- **ad2ToFits(ad2, fits, hdr, fits_xyz=fx)** : Cette fonction lit le fichier `ad2` au format `ad2` et le transforme au format `fits` dans le fichier nommé par la variable `fits`. L'entête `fits` contenue dans la variable `hdr` sera incluse dans le fichier `fits` écrit.
- **fitsToAd3(fits, ad3, trailer, ad3_xyz=ax)** : Cette fonction lit le fichier `fits` au format `fits` et le transforme au format `ad3`. Le *trailer* sera ajouté au fichier `ad3` si la variable `trailer` existe. L'option `ad3_xyz` permet de spécifier le format du `ad3` à écrire. Si `ad3_xyz=0`, le fichier `fits` sera écrit au format `[z,x,y]`. Si `ad3_xyz=1`, le fichier `fits` sera écrit au format `[x,y,z]`. Par défaut, `fits_xyz=0`.
- **fitsToAd2(fits, ad2, trailer)** : Cette fonction lit le fichier `fits` au format `fits` et le transforme au format `ad2`. Le *trailer* sera ajouté au fichier `ad2` si la variable `trailer` existe.