

Rapport de stage en radio-astronomie à l'Observatoire de Paris

Valentin FREY, Elyesse HERIZI

4 janvier 2013 au 24 janvier 2013

Table des matières

Introduction	3
1 Partie théorique	4
1.1 Équation de transfert radiatif	5
1.1.1 Calcul de l'intensité de la raie du HI	5
1.1.2 Expression de l'équation de transfert radiatif en intensité spécifique.	6
1.1.3 Expression de l'équation de transfert radiatif en température	7
1.2 Densité de colonne de l'hydrogène dans la voie lactée	8
1.2.1 Expression de la profondeur optique pour l'hydrogène	8
1.2.2 Densité de colonne	9
2 Partie pratique : acquisition et analyse de données	11
2.1 Contexte	11
2.1.1 Présentation des antennes	11
2.1.2 Coordonnées galactiques	12
2.2 Observations	13
2.2.1 Premières observations	13
2.2.2 Filtrage	13
2.3 Répartition de l'hydrogène dans la voie lactée	18
2.3.1 Répartition de l'hydrogène selon la latitude galactique	18
2.3.2 Carte de la distribution d'hydrogène dans la galaxie	19
2.3.3 Changement de coordonnées de (l, b, v) à (R, θ, z)	22
Spectres	31
Cartes	35
Cartes affinées	36

Introduction

Dans le cadre de la troisième année de licence de physique, nous avons effectué un stage à l'observatoire de Paris, au sein de du département du LERMA sous la direction de Philippe Salomé. Le LERMA est le Laboratoire d'Etudes du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique.

Le but de ce présent rapport est de rendre compte du travail effectué durant les 3 semaines de stage pendant lesquelles nous avons appris à manipuler des radio-télescopes, à analyser des données issues de mesures (à l'aide de programmes en Python) et à en tirer des conclusions quant à la répartition de l'hydrogène.

Dans un premier temps nous nous intéresserons de façon purement théorique au signal que les radio-télescopes reçoivent, nous étudierons comment les atomes d'hydrogène émettent un rayonnement électromagnétique caractéristique, puis nous verrons comment ce rayonnement est modifié à travers notre milieu interstellaire avant d'arriver jusqu'à nous.

Dans la suite nous expliquerons comment nous recevons le signal et dans quelle mesure nous devons le traiter. Nous étudierons la répartition de l'hydrogène selon la latitude galactique pour une longitude donnée. Ensuite nous étendrons notre étude à d'autres longitudes pour aboutir à une carte de la répartition d'hydrogène. Enfin grâce à un changement de coordonnées, nous présenterons nos résultats d'un nouveau point de vue et nous étudierons les fluctuations que présente la distribution d'hydrogène.

En annexe nous présenterons les spectres obtenus ainsi que les cartes que nous avons tracés.

Remerciements.

Nous remercions tout particulièrement notre maître de stage M. Salomé qui nous a accueillis dans son équipe et nous a permis de découvrir la radio-astronomie.

1 Partie théorique

Le milieu interstellaire est composé de 70 % en masse d'atomes d'hydrogène. L'étude de cet atome ainsi que de ses propriétés physiques ont permis d'élaborer des moyens de détecter sa présence qui ont aboutie à la construction de radio-télescope suffisamment précis, ils permettent analyser ce milieu dans notre galaxie et déterminer la quantité d'hydrogène et sa répartition.

L'atome d'hydrogène est l'atome le plus simple, il possède un proton et un électron. Il émet une raie spectrale à $\lambda = 21$ cm, que l'on peut observer avec un radio-télescope. Cette raie correspond à un retournement du spin de l'électron pour devenir antiparallèle à celui du proton (Figure 1). Ce retournement se produit spontanément tous les $1.1 \cdot 10^7$ années pour un atome, cette fréquence très faible rend par conséquent son observation difficile. Cependant, à l'échelle de la voie lactée, la grande quantité d'hydrogène augmente la probabilité d'observer un retournement et rend l'émission de cette raie observable. Un autre phénomène se produit également : des collisions entre atomes favorisent les passages d'un état à un autre et l'émission de cette raie.

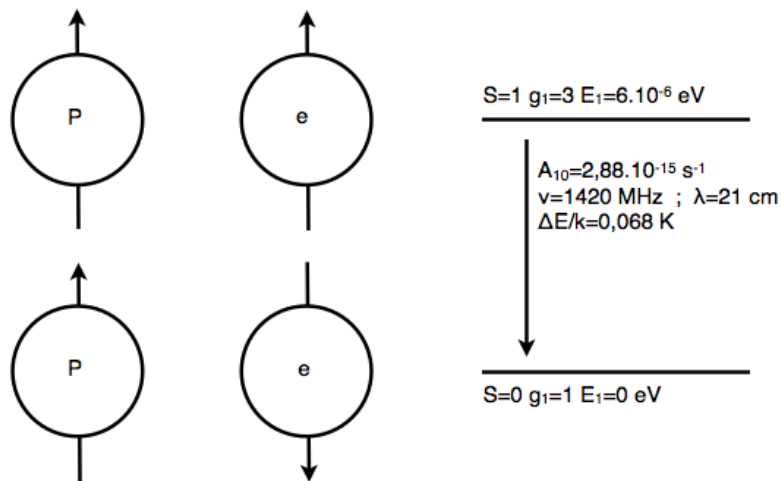


FIGURE 1 – Structure hyperfine de l'atome d'hydrogène : les deux sous-niveaux d'énergie correspondant au retournement du spin.

L'étude de cette raie peut donc fournir des informations sur la quantité d'hydrogène dans le milieu interstellaire. Pour cela, il s'agit de trouver une relation (simple, si possible) entre la densité de l'hydrogène dans le milieu et l'intensité de cette raie. Ceci signifie qu'il faut prendre en compte la modification qu'a subi le signal pour nous parvenir. Dans cette partie théorique, nous allons présenter les notions d'équation de transfert radiatif et de densité de colonne qui conduisent à des relations entre l'intensité du signal et le nombre de particules du milieu, au moyen d'approximations.

1.1 Équation de transfert radiatif

Lorsque qu'un rayonnement traverse un nuage d'atomes, une partie de son énergie est captée par ceux-ci qui passent alors à un état plus excité. De plus, le nuage émet un rayonnement qui correspond au changement d'état des atomes (i.e., d'un état plus excité à un état moins excité). Ce phénomène peut être représenté par une équation de transfert du rayonnement à travers le nuage d'atomes, ainsi que nous allons le décrire ci-dessous dans le cas particulier de l'isotope 1 de l'hydrogène HI.

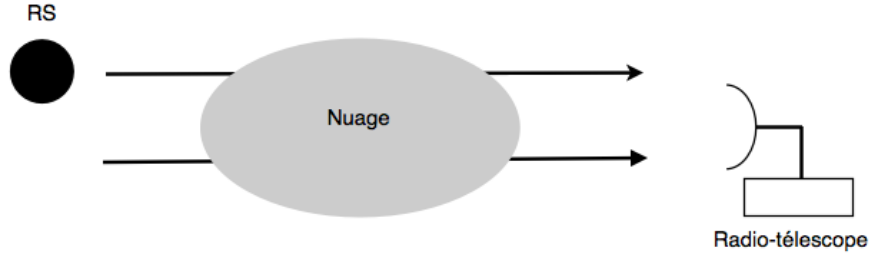


FIGURE 2 – Schéma du rayonnement produit soit par une radio-source (RS), soit par le bruit de fond de l'univers. Ce rayonnement traverse un nuage interstellaire et est capté par notre radio-télescope.

1.1.1 Calcul de l'intensité de la raie du HI

Soit un milieu interstellaire constitué d'atomes d'hydrogène qui émettent une raie spectrale traversant ce milieu. On s'intéresse à l'intensité spécifique I_ν qui décrit ce rayonnement électromagnétique au travers du milieu. Cette quantité dépend du point et de l'instant considéré, mais aussi de la fréquence du rayonnement et de la direction dans laquelle il se propage, elle est exprimé en $[W.m^{-2}.Hz^{-1}.St^{-1}]$. En intégrant sur les directions possibles, on obtient une quantité directement observable : la densité de flux $[W.m^{-2}.Hz^{-1}]$. C'est ce que mesure notre Radio-télescope.

Trois phénomènes contribuent à l'intensité spécifique I_ν du spectre émis par les atomes HI : l'émission spontanée de photon lorsque l'atome passe du niveau S1 au niveau S0, l'émission et l'absorption, stimulées par l'agitation des atomes.

1. **l'émission spontanée** : la variation d'énergie $dE_e(\nu)$ pendant un temps dt , entre les deux sous-niveaux de l'atome d'hydrogène dans un volume dv et vu sous un angle solide $d\Omega$, a pour expression :

$$dE_e(\nu) = h\nu_0 N_1 A_{10} \Phi(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dV dt, \quad (1)$$

avec les notations :

h : constante de Planck ;

ν_0 : fréquence centrale de la raie ;

N_1 : densité d'atomes dans l'état S1 ;
 A_{10} : probabilité d'Einstein d'émission spontanée (il s'agit de la probabilité qu'un atome passe spontanément de l'état S1 à l'état S0) ;
 Φ : distribution spectrale normalisée à 1.

2. **l'émission stimulée** : L'émission stimulée dépend en particulier de la densité d'énergie monochromatique u_ν à la fréquence ν . L'expression de la variation d'énergie $dE_s(\nu)$ est équivalente à celle de l'émission spontanée, dans laquelle on a remplacé A_{10} par le terme $B_{10} u_\nu$ et s'écrit alors :

$$dE_s(\nu) = h\nu_0 N_1 B_{10} u_\nu \Phi(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dV dt, \quad (2)$$

avec les notations :

B_{10} : coefficient d'émission stimulée pour la transition $1 \rightarrow 0$,
 u_ν : densité d'énergie.

3. **l'absorption stimulée** : l'intensité spécifique de la raie spectrale va diminuer en fonction de l'absorption de ce milieu. L'expression de la variation d'énergie est analogue à l'expression précédente :

$$dE_a(\nu) = h\nu_0 N_0 B_{01} u_\nu \Phi(\nu) dV \frac{d\Omega}{4\pi} dV dt, \quad (3)$$

où B_{01} désigne le coefficient d'absorption stimulée pour la transition $0 \rightarrow 1$.

On s'intéresse maintenant à relier les variations d'énergie à l'intensité spécifique du signal résultant, ce qui conduit à introduire la notion d'équation de transfert radiatif.

1.1.2 Expression de l'équation de transfert radiatif en intensité spécifique.

Sous les hypothèses précédentes, le milieu émet donc un rayonnement, en même temps qu'il l'absorbe. Ainsi, on peut étudier le milieu interstellaire directement en étudiant le spectre du rayonnement qu'il émet.

A l'équilibre (dans un régime établi), on peut donc écrire l'équation de bilan suivante :

$$dE_e + dE_s - dE_a = dI_\nu d\Omega d\sigma d\nu dt,$$

ce qui peut encore s'écrire en utilisant les formules précédentes (1) - (3) sous la forme :

$$\frac{h\nu_0}{4\pi} [N_1 A_{10} + N_1 B_{10} u_\nu - N_0 B_{01} u_\nu] \Phi(\nu) \frac{d\Omega}{4\pi} dV dt = dI_\nu d\Omega d\sigma d\nu dt.$$

En prenant pour élément de volume $dV = d\sigma ds$, où $d\sigma$ est l'élément de surface perpendiculaire à la direction de propagation du rayonnement, on peut alors écrire :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \frac{h\nu_0}{4\pi} [N_1 A_{10} + N_1 B_{10} u_\nu - N_0 B_{01} u_\nu] \Phi(\nu).$$

En remplaçant la densité spectrale d'énergie $u_\nu = \frac{4\pi I_\nu}{c}$ dans cette égalité, on obtient finalement l'expression de l'équation de transfert :

$$\boxed{\frac{dI_\nu}{ds} = -\frac{h\nu_0}{c} \left((N_0 B_{01} - N_1 B_{10} I_\nu) \Phi(\nu) + \frac{h\nu_0}{4\pi} N_1 A_{10} u_\nu \Phi(\nu) \right)}. \quad (4)$$

On peut définir le coefficient d'absorption κ_ν de la manière suivante :

$$\kappa_\nu = \frac{h\nu_0}{c} N_0 B_{01} \left(1 - \frac{g_0 N_1}{g_1 N_0} \right) \Phi(\nu) \quad (5)$$

ainsi que la fonction source

$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} N_1 A_{10} u_\nu \Phi(\nu) \quad (6)$$

Cependant, utiliser un élément de longueur ds n'est pas adapté à notre problème, car on n'a pas connaissance des tailles caractéristiques de notre milieu. C'est pourquoi on utilise le plus souvent la notion de profondeur optique $\tau = \int \kappa_\nu ds$ et l'équation de transfert (4) devient alors :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = \varepsilon_\nu - I_\nu.$$

Pour intégrer facilement cette équation, on suppose que la fonction source est constante. On a alors :

$$I_\nu(\kappa_\nu) = I_\nu(0)e^{-\kappa_\nu} + \varepsilon_\nu(T)(1 - e^{-\kappa_\nu}).$$

Si la profondeur optique τ est très grande, alors $\kappa_\nu \rightarrow \infty$ et l'intensité reçue doit alors être égale à l'intensité du corps noir pour la température du milieu. On en déduit que $\varepsilon_\nu = B_\nu(T)$. On aboutit finalement à une solution de l'équation de transfert de la forme :

$$\boxed{I_\nu(\kappa_\nu) = I_\nu(0)e^{-\kappa_\nu} + B_\nu(T)(1 - e^{-\kappa_\nu})} \quad (7)$$

où $I_\nu(0)$ représente l'intensité spécifique d'une radiosource (RS) qui se trouve derrière le nuage et $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck qui donne l'intensité du nuage représenté par corps noir (cf. Figure reffigtrans). Cette équation est valable pour tout κ_ν .

1.1.3 Expression de l'équation de transfert radiatif en température

Nous sommes donc en présence d'un rayon qui traverse un nuage composé essentiellement d'hydrogène et l'intensité spécifique que nous percevons vérifie l'expression établie en (4). Nous allons maintenant nous placer dans le cadre de divers approximations qui vont permettre de simplifier notre expression.

Approximation de Rayleigh-Jeans. On rappelle que la fonction de Planck a pour expression :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (8)$$

Dans certains cas, notamment pour les ondes radios que nous étudions, on a $h\nu \ll kT$, avec k la constante de Boltzmann. Dans ces cas, on peut simplifier la fonction de Planck, pour écrire :

$$B_\nu(T) = \frac{2kT\nu_0^2}{c^2},$$

et la solution de l'équation de transfert (7) devient donc :

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\kappa_\nu} + \frac{2kT\nu_0^2}{c^2}(1 - e^{-\kappa_\nu}).$$

En introduisant la définition de la température de brillance T_B comme :

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2}I_\nu,$$

la solution de l'équation de transfert peut se réécrire sous la forme :

$$\boxed{T_B(\tau_\nu) = T_B(0)e^{-\kappa_\nu} + (1 - e^{-\kappa_\nu})T} \quad (9)$$

avec $T_B(0)$ la température de brillance de fond (i.e., la température de la radiosource que l'on regarde).

On remarque que si le milieu est plus froid que la température de brillance de fond $T_B(0)$ alors la raie apparaît en absorption, tandis que dans le cas contraire elle apparaît en émission.

Enfin, si le milieu est optiquement mince ($\tau_\nu \ll 1$) on obtient simplement :

$$\boxed{T_B(\tau_\nu) = T_B(0) + \tau_\nu T.} \quad (10)$$

Il est intéressant de noter que cette expression de la solution de transfert est plus facile à utiliser car elle est linéaire. Dans la suite on s'intéressera aux températures et non plus aux intensités spécifiques des signaux reçus. Les spectres seront donc mesurés en Kelvins.

1.2 Densité de colonne de l'hydrogène dans la voie lactée

On s'intéresse maintenant à un nuage d'hydrogène observé dans une direction où il n'y a pas de radiosource ($T_B(0) = 0$ d'où $T_B(\tau_\nu) = \tau_\nu T$). Le but de cette partie est de trouver une relation entre le spectre du signal émis et la densité d'hydrogène dans le nuage.

1.2.1 Expression de la profondeur optique pour l'hydrogène

On a vu dans la partie précédente que la fonction source doit être égale à la fonction de Planck. Ainsi si on égale les relations (5) et (6), on obtient les relations d'Einstein entre les coefficients d'émission et d'absorption, c'est-à-dire :

$$A_{10} = \frac{8\pi h\nu_0^2}{c^3}B_{10}, \quad \text{et} \quad g_0B_{01} = g_1B_{10}.$$

L'expression du coefficient d'absorption donnée en (4) devient donc :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 N_0 g_1}{8\pi \nu_0^2 g_0} A_{10} \left(1 - \frac{g_0 N_1}{g_1 N_0} \right) \Phi(\nu). \quad (11)$$

Supposons maintenant que notre milieu est à l'équilibre thermique local (ETL), c'est-à-dire que les collisions entre atomes déterminent totalement les populations des deux sous-niveaux dans lesquels se trouvent les atomes d'hydrogène. Dans l'approximation de l'ETL on peut utiliser la loi de Boltzmann pour déterminer les populations des deux niveaux d'énergie. La loi de Boltzmann a pour expression :

$$\frac{N_1(\nu)}{N_0(\nu)} = \frac{g_1}{g_0} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{spin}}},$$

avec g_1 et g_0 respectivement les poids statistiques des sous-niveaux S1 et S0 et T_{spin} la température d'excitation. En remplaçant dans l'équation (11) le rapport N_1/N_0 on obtient :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2 N_0 g_1}{8\pi \nu_0^2 g_0} A_{10} [1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{spin}}}] \Phi(\nu),$$

et en procédant de même dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, on a :

$$\boxed{\kappa_\nu = \frac{c^2 N_0 g_1}{8\pi \nu_0^2 g_0} A_{10} \frac{h\nu_0}{kT_{spin}} \Phi(\nu).} \quad (12)$$

1.2.2 Densité de colonne

D'après la Figure 1 on a

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{g_1}{g_0} = 3.$$

d'où $N_H = N_0 + N_1 = 4N_0$, l'équation (12) peut s'écrire de la façon suivante :

$$\kappa_\nu = \frac{3c^2 h}{32\pi \nu_0 k} A_{10} \frac{N_H}{T_{spin}} \Phi(\nu).$$

D'après la section 1.1.2, on peut écrire

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu ds,$$

et en tenant compte de la remarque précédente, on obtient :

$$\tau_\nu = \frac{3c^2 h}{32\pi \nu_0 k} A_{10} \int \frac{N_H}{T_{spin}} \Phi(\nu) ds.$$

On introduit alors la densité de colonne $N(\text{HI}) = \int N_H ds$, ce qui conduit à la relation suivante, liant la profondeur optique τ_ν à la densité de colonne $N(\text{HI})$:

$$\boxed{\tau_\nu = \frac{3c^2 h}{32\pi \nu_0 k} A_{10} \frac{N(\text{HI})}{T_{spin}} \Phi(\nu).}$$

D'après la solution de l'équation de transfert en température, on a la relation :

$$T_B(\tau_\nu) = \tau_\nu T_{spin},$$

d'où

$$T_B(\tau_\nu) = \frac{3c^2 h}{32\pi\nu_0 k} A_{10} N(\text{HI}) \Phi(\nu).$$

Il suffit alors d'intégrer sur toute les fréquences pour avoir une relation simple entre la densité de colonne et la température de brillance. Par habitude, on n'exprime pas le spectre de la raie en fonction des fréquences mais en fonction des vitesses radiales. En effet, seule la vitesse modifie la fréquence par effet Doppler.

On a ainsi (effet Doppler) :

$$v - v_0 = c \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0},$$

ce qui nous donne :

$$N(\text{HI}) = \frac{32\pi\nu_0^2 k}{3c^3 h A_{10}} \int T_B(v) \Phi(v) dv.$$

Comme Φ est normalisée à 1, on a $\int \Phi(\nu) d\nu = 1$ et on peut finalement écrire :

$$\boxed{N(\text{HI}) = \frac{32\pi\nu_0^2 k}{3c^3 h A_{10}} \int T_B(v) dv.} \quad (13)$$

Application numérique : en substituant les valeurs numériques des constantes c, h, ν_0, A_{10} et k , il est possible d'obtenir une expression simple de $N(\text{HI})$:

$$N(\text{HI}) = 1.822 \cdot 10^{18} \int T_B(\nu) d\nu. \quad (14)$$

Remarque 1.1 *On doit noter que :*

1. *la relation n'est valable que pour les approximations faites au cours du raisonnement, c'est-à-dire pour un milieu qui est à l'ETL, et pour des rayonnements qui vérifient $h\nu_0 \ll kT$ et $\kappa_\nu \ll 1$;*
2. *Pour une intensité donnée, la température calculée est celle qu'aurait un corps noir pour émettre la même intensité. Ainsi, la température que mesure le radio-télescope n'est pas celle du nuage mais le résultat d'une conversion en Kelvins.*
3. *$T_B(\nu)$ est la température de brillance au dessus du continuum de fond. Il convient donc d'enlever la température de l'univers (le continuum de fond) au signal reçu par le radio-télescope pour obtenir la température de brillance.*

On s'intéresse maintenant à l'application de cette théorie au calcul des densités d'hydrogène dans la galaxie.

2 Partie pratique : acquisition et analyse de données

2.1 Contexte

Dans cette section, on présente uniquement le système de coordonnées galactiques et les antennes utilisées pour mesurer le rayonnement émis par les nuages interstellaires.

2.1.1 Présentation des antennes

L'antenne avec laquelle les observations sont effectuées est une antenne parabolique d'un diamètre de 2,3 m, équipée d'un récepteur avec un lobe (résolution spatiale) de 7° , calibrée à 1 420 MHz. Elle est située à l'Observatoire de Paris. On peut ainsi capter des rayonnements provenant du milieu interstellaire composant notre galaxie.



FIGURE 3 – *Photo de l'"antenne de Paris 2m".*

Comme le récepteur émet un bruit parasite, au début de chaque mesure il s'agit d'effectuer une calibration pour connaître le rayonnement émis par le récepteur. La calibration est faite par une diode à bruit intégrée qui émet un rayonnement correspondant à celui d'un corps noir à 200 K.

Pour éviter de faire une calibration à chaque mesure, ce qui rendrait la prise de données beaucoup plus longue, nous allons voir plus loin un moyen de s'affranchir de cette étape.

La manipulation des antennes se fait par l'intermédiaire d'un site internet :

<http://euhou.obspm.fr/public/>.

Il suffit d'entrer les coordonnées galactiques de la direction dans laquelle d'observation, puis d'attendre que l'antenne prenne la mesure. Le signal obtenu est ensuite traité : l'abscisse en fréquence est convertie en vitesse par effet Doppler et l'ordonnée est convertie en température qui est la température qu'aurait un corps noir pour émettre la même intensité. (cf. les sections 1.1.3 et 1.2.2). Puis le spectre est sauvegardé dans l'archive du site. Il nous suffit alors de récupérer les données et de commencer à analyser les spectres. Il est à noter que le site permet également de manipuler d'autres antennes situées en Europe.

2.1.2 Coordonnées galactiques

La première chose à faire lorsque l'on veut prendre des mesures, c'est de choisir un bon référentiel et un système de coordonnées qui puisse bien rendre compte des phénomènes qui se déroulent. Il est commode d'utiliser le système de coordonnées galactique centré sur le soleil. Ces coordonnées se composent de deux angles, la longitude l et la latitude b .

La longitude est l'angle entre la direction d'observation (ligne soleil-objet) et l'axe formé par le centre galactique et le soleil. On décrit ainsi un plan que l'on appelle le plan galactique.

La latitude est l'angle fait par l'objet par rapport au plan galactique.

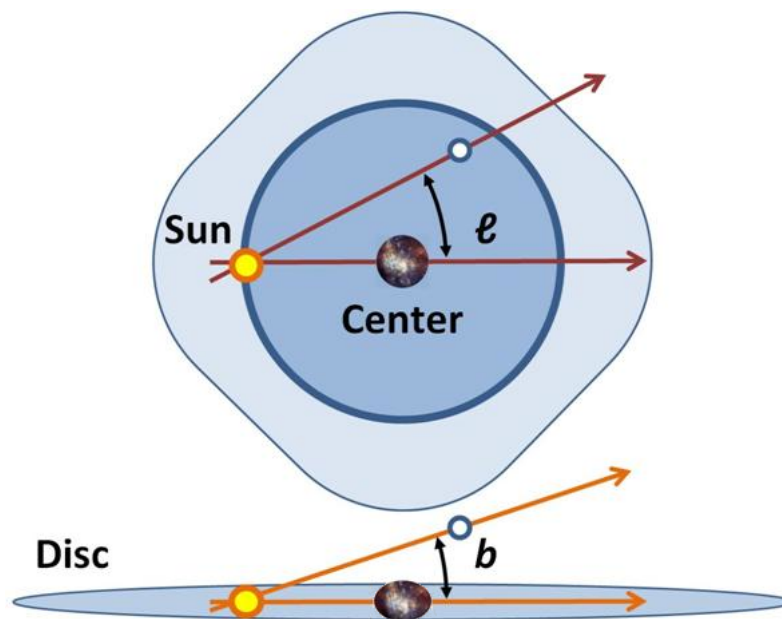


FIGURE 4 – Représentation du système de coordonnées galactiques. Le système de coordonnées galactiques est très simple et pratique à utiliser pour décrire des directions d'observations. On peut définir des quadrants en fonction de la longitude : pour $0^\circ \leq l \leq 90^\circ$, on a le quadrant I, pour $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$, on obtient le quadrant II, pour $180^\circ \leq l \leq 270^\circ$, c'est le quadrant III et enfin le quadrant IV sera défini pour $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$.

2.2 Observations

2.2.1 Premières observations

Maintenant que nous avons la théorie, place à la pratique! Nous utilisons l'antenne Paris 2m pour nos premières observations. Pour cela nous entrons la latitude et la longitude galactique de la direction dans laquelle nous voulons regarder, puis nous recevons le rayonnement émis par les éléments de notre nuage pendant deux minutes. Le premier spectre obtenu (Figure 5) représente la température (en Kelvins) en fonction de la vitesse (en km/s), cf. Sections 1.1.3 et 1.2.2. Ce spectre nous donne donc des informations sur les nuages interstellaires présents dans la direction d'observation.

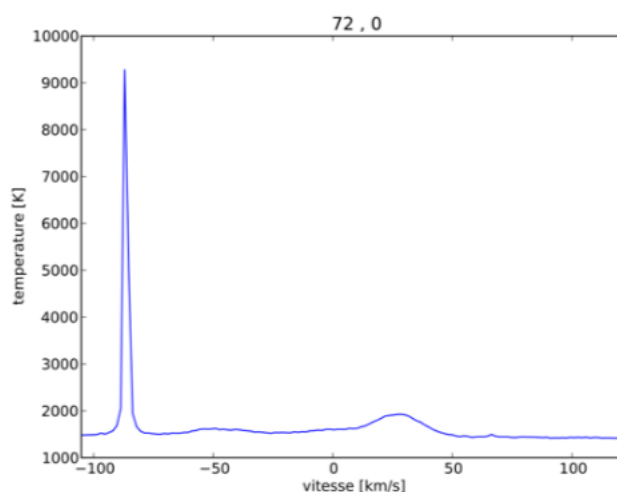


FIGURE 5 – Spectre du rayonnement reçu à longitude $l = 72$ et une latitude $b = 0$.

Sur cette Figure, on peut voir que le signal est écrasé par le parasite présent autour de -90 km/s. Ce parasite est dû à l'environnement dans lequel se situe l'antenne. De plus, on peut voir que l'axe des températures est décalé. Un travail de filtrage est nécessaire pour rendre exploitables les spectres que l'on obtient.

2.2.2 Filtrage

Le filtrage est une opération importante du processus d'exploitation de données. En effet, faut traiter le signal de manière ciblée pour ne pas perdre d'information, et il faut créer des filtres suffisamment généraux afin de pouvoir les appliquer à l'ensemble de nos données. Comme on le verra ci-dessous, il est très facile de se retrouver avec des données mal étalonnées après un traitement. Il faut donc avoir constamment un regard critique sur ce que l'on fait et comparer après chaque filtre l'ensemble des données pour s'assurer de leur validité.

Dans les sections suivantes, nous présentons deux méthodes de suppression des artefacts et de renormalisation du signal.

a. Suppression du *spike* de Paris par comparaison. Les spectres présentent parfois des pics d'intensités parasites (*spike*) en début de signal (cf. Figure 5). Ces interférences sont propres aux antennes de Paris, et elles sont probablement dues à des parasites terrestres. La première tâche de traitement du signal est donc de détruire ce *spike*. Pour cela nous avons écrit un programme en Python permettant de retirer ces pics parasites sans trop affecter le reste du signal au risque de perdre des informations.

En pratique, ce programme va identifier le *spike* en se plaçant dans un intervalle au début de signal et va comparer le maximum à la moyenne des valeurs sur cet intervalle. Au-delà d'une certaine valeur, le programme va tronquer le maximum à la valeur moyenne (Figure 6).

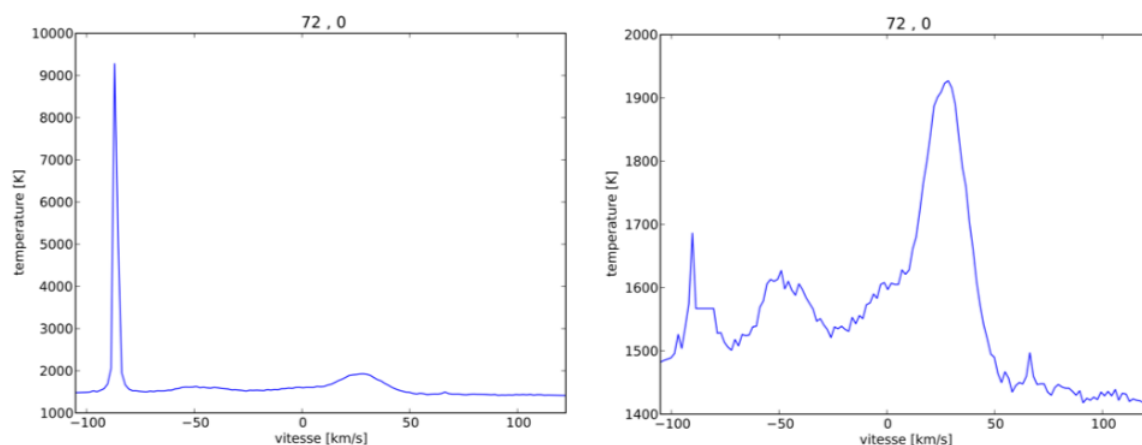


FIGURE 6 – Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 72$ et une latitude $b = 0$ avant et après destruction du *spike* présent en début de signal.

Comme on peut le constater sur la figure, cette méthode de filtrage donne des résultats satisfaisants pour des *spike* de forte intensité, mais en laissant quand même des traces du parasite. Le signal résultant est de meilleure qualité.

Cependant, cette méthode n'est plus assez efficace pour des *spike* plus modestes (cf. Figure 7). En effet, comme la valeur du maximum est prise en compte dans le calcul de la moyenne de l'intervalle, il est possible que le rapport entre la valeur du maximum et la moyenne ne dépasse pas la valeur du seuil, d'où l'absence de troncature. Réduire alors cette valeur risque d'altérer le signal et d'entraîner une perte d'information. De plus, ce filtre ne s'occupe pas des interférences en dehors de l'intervalle de début de signal (sur la Figure 7, les parasites de droite subsistent). Une solution est d'appliquer un deuxième filtre qui supprimera les restes des *spike* corrigés ainsi que les *spike* plus petits et localisés en dehors de l'intervalle de filtrage.

b. Suppression du *spike* de Paris par modélisation gaussienne. Le principe de ce deuxième filtre est simple. Dans un intervalle donné, le signal est modélisé par une gaussienne, puis le résultat est retiré du signal initial. Comme la gaussienne se superpose

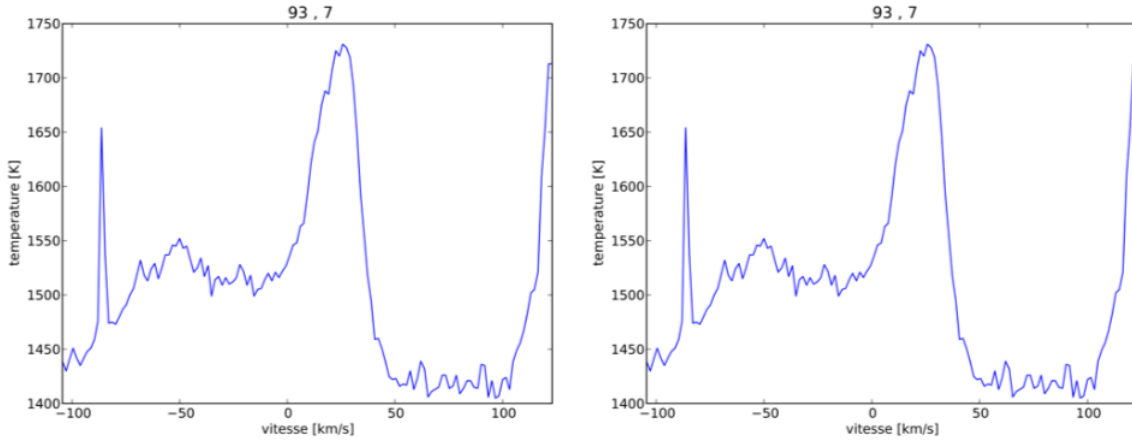


FIGURE 7 – Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 93$ et une latitude $b = 7$ avant et après destruction du spike présent en début de signal.

au *spike*, la différence entre le signal et la gaussienne donne ainsi le signal sans *spike*. On peut voir le résultat pour le spectre à $l = 93$ et $b = 7$ sur la Figure 8.

Cette méthode de destruction des *spike* est beaucoup plus efficace que la précédente et on commence à obtenir des spectres exploitables à partir des signaux reçus.

Il reste néanmoins quelques situations où il n'est pas souhaitable d'appliquer les filtres précédents. C'est le cas par exemple d'un signal ne présentant pas de *spike* (cf. Figure 9). En effet dans ce cas, le second filtre modélise le signal sur l'intervalle donné (sans *spike*) puis déduit cette gaussienne du signal qui se trouve modifié et entraîne une perte d'information sur l'intervalle. Par conséquent, il faut rester très prudent sur l'utilisation des filtres et une étude au cas par cas permet souvent d'apporter un traitement spécifique à chaque donnée afin d'éviter toute erreur.

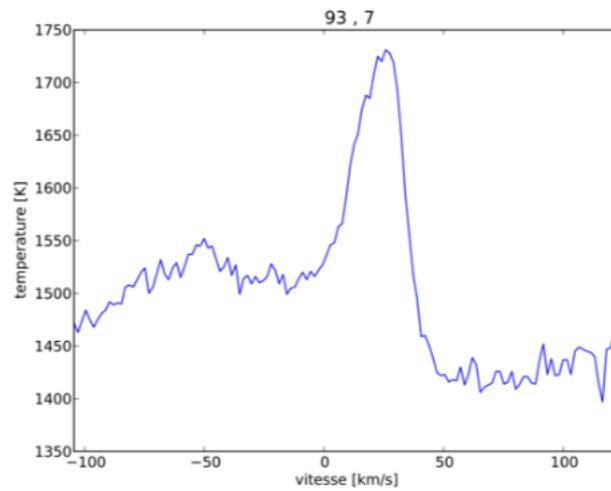


FIGURE 8 – Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 93$ et une latitude $b = 7$ après destruction des spike par modélisation gaussienne.

Maintenant que nous avons enlevé tout les parasites, il faut enlever le fond continu émis par le bruit du ciel, de l'environnement terrestre autour de l'antenne et celui du récepteur, afin de ne garder que le rayonnement émis par les atomes composant notre nuage (voir Section 1.2.2).

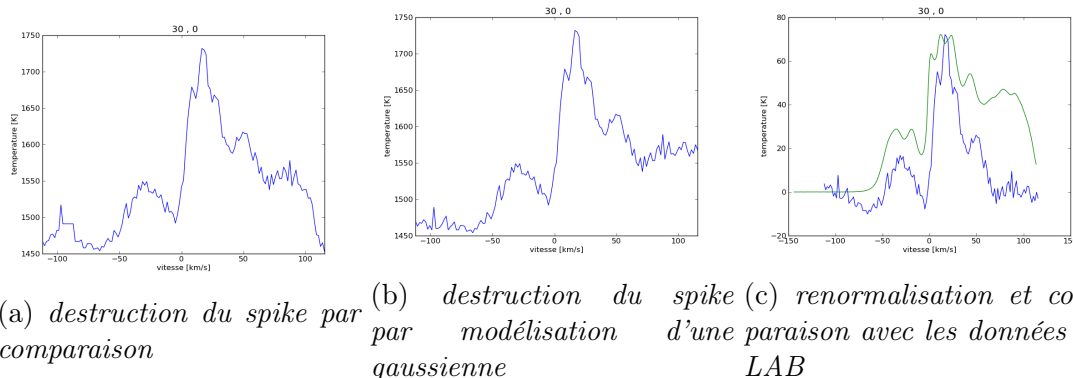


FIGURE 9 – Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 30$ et une latitude $b = 0$.

Sur la Figure 9, les spectres ont été obtenus en appliquant la méthode de modélisation du *spike*. On peut constater qu'il n'y a présence d'aucune interférence et le filtre va donc modéliser le signal lui même et le détruire, faussant ainsi les données et l'interprétation.

c. Suppression de la composante correspondant au bruit de fond. Le bruit émis par le ciel et l'environnement de l'antenne dépendent de la fréquence, on l'approximera par une fonction affine de la fréquence. Il suffit donc de retirer la pente du signal aux données à l'aide d'un programme. On peut voir le résultat d'un tel traitement sur la Figure 10.

Le signal va bientôt pouvoir être complètement analysé, il reste encore une étape : la renormalisation.

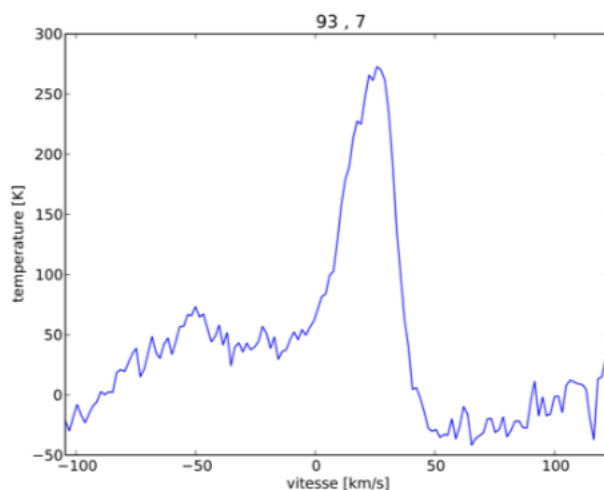


FIGURE 10 – Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 93$ et une latitude $b = 7$ après soustraction du bruit de fond.

d. Renormalisation du signal. A chaque mesure, il faudrait calibrer l'antenne à l'aide de la diode, afin d'obtenir un signal ajusté. Cependant cela rallonge considérablement le temps entre deux mesures. Comme nous devons faire de nombreuses mesures, nous avons utilisé une autre méthode : la renormalisation.

Le fait que l'antenne ne soit pas calibrée lors de la prise de mesure amplifie ou diminue le signal reçu, nous allons donc comparer notre signal avec des données réputées fiables obtenues il y a quelques années par des chercheurs du LAB. Ces données ont été prise par l'observatoire de Leiden pour la partie Nord, par celui d'Argentine pour la partie sud et elles ont été traité à Bonn. Ainsi l'étude du (Leiden/Argentine/Bonn) ou (LAB) fournis des données complètes de l'observation de la raie $\lambda = 21\text{cm}$ de l'hydrogène dans la galaxie. En d'autres termes, nous normalisons nos données sur celles du LAB.

Cependant il faut noter que les données du LAB sont acquises avec des antennes ayant un lobe de 0.3° alors que notre antenne possède un lobe de 7° . Pour permettre la comparaison, on convolue plusieurs données du LAB, c'est-à-dire que l'on pondère ces données à l'aide d'une gaussienne dans un rayon donné autour du point d'étude. On traite ainsi ces données comme si elles avaient été prises par une antenne possédant un lobe de 7° .

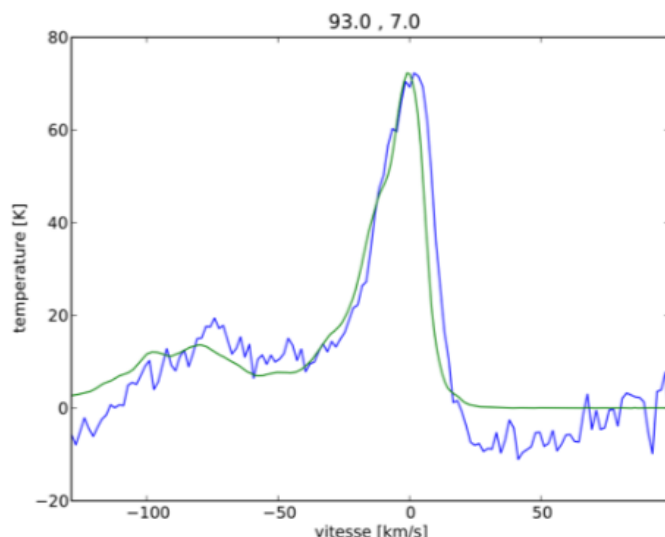


FIGURE 11 – *Spectre du rayonnement reçu pour une longitude $l = 93$ et une latitude $b = 7$ (en bleu) et les donnée du LAB (en vert).*

Sur la Figure 11, on peut voir que la superposition des deux spectres est plutôt bonne sur la majorité du signal. L'erreur introduite par le signal à droite et à gauche reste négligeable et nous permettra quand même de trouver des résultats cohérents.

Nous avons à partir de maintenant des spectres exploitables et nous allons pouvoir commencer à en tirer de l'information. Notre premier objectif est de regarder la distribution d'hydrogène à une longitude donnée et en fonction de la latitude.

2.3 Répartition de l'hydrogène dans la voie lactée

On peut se demander comment se répartit l'hydrogène dans la voie lactée, ou encore s'il suit plutôt la distribution des étoiles en se regroupant préférentiellement dans le plan galactique ou s'il se répartit selon une sphère homogène. Grâce à l'étude de nos spectres, nous allons montrer comment on peut décrire la répartition de l'hydrogène.

2.3.1 Répartition de l'hydrogène selon la latitude galactique

Comme indiqué à la Section 1.2.2, on peut connaître la densité de colonne grâce à l'étude des spectres. Nous nous sommes donc placés à la longitude galactique $l = 70^\circ$ et nous avons utilisé le radiotélescope Paris 3m pour prendre une série de mesures allant de la latitude $b = -20^\circ$ jusqu'à $b = 20^\circ$, à raison de 1° d'incrément d'angle.

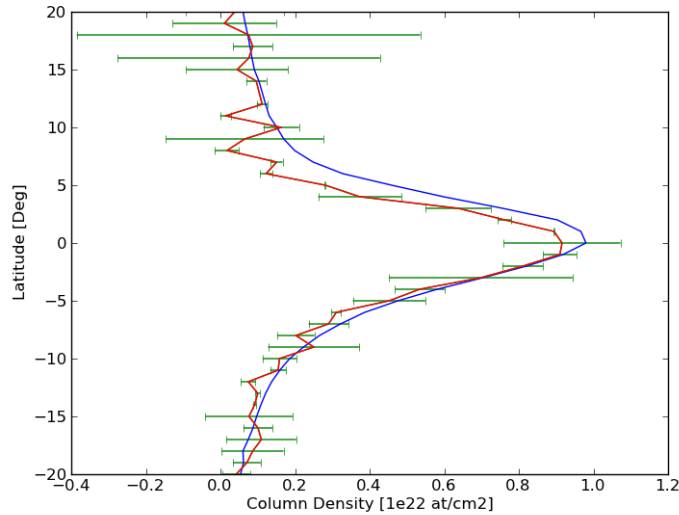


FIGURE 12 – Densité de colonne de l'hydrogène en fonction de la latitude pour une longitude $l = 70^\circ$.

Sur la Figure 12, on peut voir sans difficulté que la densité de colonne est maximale pour une latitude proche de zéro (plan galactique) et qu'elle décroît de façon exponentielle en fonction de la latitude. On en déduit que pour cette longitude, les atomes d'hydrogène ont tendance à se regrouper préférentiellement dans un plan particulier de la galaxie. On peut supposer alors que l'hydrogène suit la même loi de distribution que les étoiles, et que la voie lactée peut aussi apparaître comme un disque, du point de vue de la répartition d'hydrogène. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait reproduire cette étude pour toutes les longitudes et vérifier qu'on obtient le même type de graphe.

Pour mieux décrire le phénomène, on va réaliser une carte de la distribution de l'hydrogène (longitude en fonction de la latitude).

2.3.2 Carte de la distribution d'hydrogène dans la galaxie

L'idée de réaliser une carte de la répartition d'hydrogène est pertinente, dans le sens où si on associe une couleur à chaque valeur de la densité de colonne, on obtient aisément une carte bidimensionnelle de la répartition d'hydrogène. Les couleurs permettent de repérer facilement les valeurs extrémales.

Pour réaliser cette carte nous avons décidé de commencer à balayer la galaxie d'abord de façon grossière, pour avoir une première idée du résultat, puis d'affiner les mesures progressivement. Il faut noter que nous n'avons pas accès à toute la galaxie, parce que nous sommes situés dans l'hémisphère Nord, et que nous sommes en hiver. Nous avons donc restreint notre étude à des longitudes variant de $l = 30^\circ$ à $l = 163^\circ$ et des latitudes allant de $b = -21^\circ$ à $b = +21^\circ$.

a. Une première carte. Pour réaliser notre première carte nous avons utilisé l'antenne de Paris 2m, et nous avons balayé la partie de la galaxie décrite ci-dessus. Chaque mesure est prise à intervalle de 7° ce qui nous a permis d'obtenir de nombreuses mesures. Puis, nous avons écrit un programme qui filtre nos données selon le protocole décrit dans la Section 2.2.2. Ce programme va d'abord calculer la densité de colonne en se référant à la formule (14) et va ensuite attribuer une couleur à chaque densité de colonne.

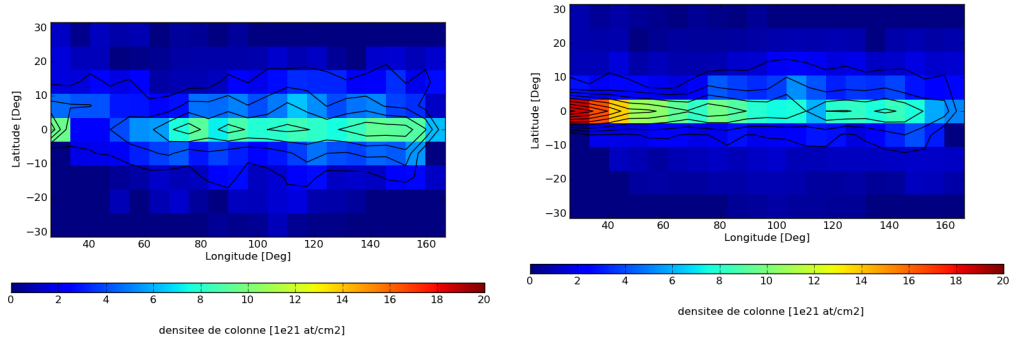
Sur la Figure 13, des isocontours (courbes d'isovaleur) ont été ajoutés pour mieux faire ressortir la bande de plus forte densité (ces cartes en pleine taille sont données en annexe à la page 35). Bien que pixelisées, ces cartes donnent un bon aperçu de la répartition d'hydrogène dans l'univers, et confirment l'hypothèse selon laquelle l'hydrogène se trouve principalement dans le plan galactique.

Il ne faut pas oublier que seulement une petite partie de la galaxie est décrite et il est donc dangereux d'étendre nos conclusions à l'ensemble de la voie lactée. Cependant, pour des raisons de symétrie, on peut extrapoler nos résultats à la partie à laquelle nous n'avons pas accès. Il serait surprenant que l'hydrogène possède une répartition plus exotique (*i.e.*, disymétrique) pour des longitudes négatives.

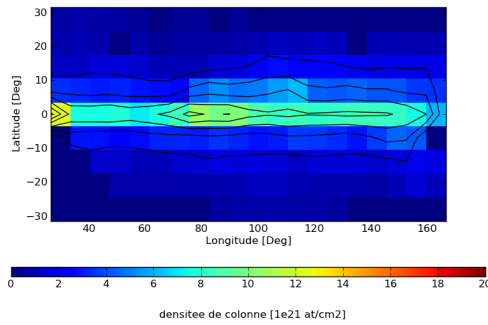
Plusieurs remarques et commentaires peuvent être apportés sur ces cartes et sur la manière dont elles ont été conçues.

Remarque 2.1 *1. l'élaboration de telles cartes pose en effet quelques problèmes. Il y avait de nombreuses incohérences entre les cartes réalisées avec les données du LAB, et celles réalisées avec nos données. Par exemple, sur notre carte le point $l = 30^\circ, b = 0^\circ$ apparaissait avec une très faible valeur de densité de colonne, alors que sur les cartes LAB, sa valeur était l'une des plus importantes. Cette incohérence venait notamment de notre traitement qui était trop général et ne pouvait apparemment pas s'appliquer à ce point précis (cf. Figure 9). Il a donc fallu le traiter de manière différente. Pour éviter d'autres problèmes du même type, nous avons analysé tous les spectres et vérifié qu'il se superposent bien avec les données LAB.*

2. la convolution a tendance à diminuer la valeur de la densité de colonne bien que les contours restent presque inchangés. On pourra ainsi noter que notre carte est plus proche des données du LAB convoluées. On remarque aussi qu'il existe une erreur liée à la précision de l'antenne ; il est donc inutile de faire un balayage de degré en degré.



(a) Carte réalisée avec nos mesures. (b) Carte réalisée avec les mesures du LAB non convoluées.



(c) Carte réalisée avec les mesures du LAB convoluées.

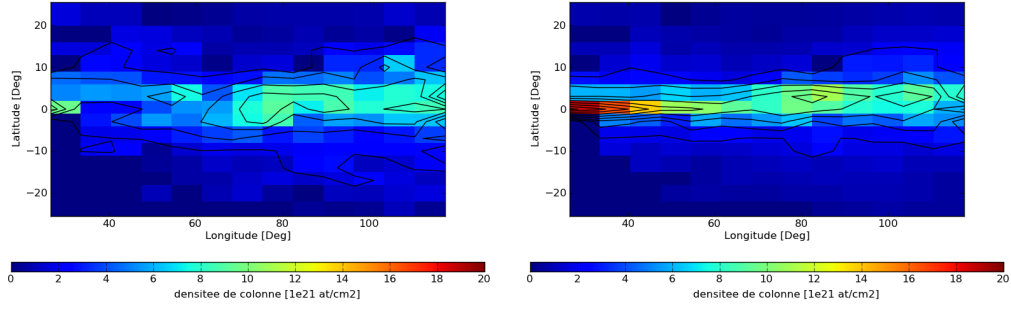
FIGURE 13 – Cartes de la densité de colonne de l'hydrogène.

3. on distingue (cf. Figure 13) trois zones dans le plan galactique où la densité semble plus importante, au voisinage des longitudes $l = 0^\circ$, $l = 90^\circ$ et $l = 140^\circ$. Enfin, on note également un agrandissement de l'épaisseur du disque pour des longitudes proche de $l = 90^\circ$. Nous étudierons plus en détail ce phénomène à Section 2.3.2.

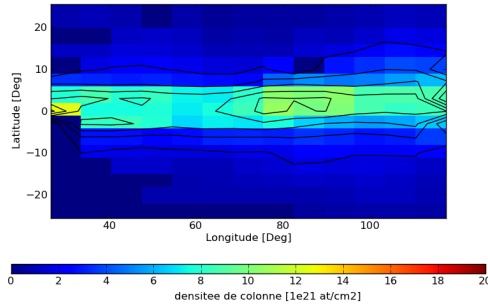
b. Une deuxième carte affinée. La première carte que nous avons réalisé nous a donné un bon aperçu de la répartition générale de l'hydrogène. Cependant, elle est trop peu précise pour distinguer les fluctuations qu'aurait l'hydrogène selon certaines longitudes, ainsi que certains autres détails. Il nous faut donc affiner notre carte.

Comme nous l'avons vu, ce qui nous intéresse en particulier ce sont les variations de la distribution de l'atome d'hydrogène selon la latitude galactique. Nous avons donc décidé dans un premier temps d'affiner en fonction de la latitude. Pour cela, nous allons prendre une mesure tous les 3° , c'est-à-dire à peu près un point entre chaque mesure faite précédemment. Les résultats sont visibles sur la Figure 14.

Les mesures prises pour affiner la carte initiale ont été effectuées pendant la période où il neigé sur Paris. Ceci explique que de nombreux points semblent éloignés des cartes réalisées avec les données du LAB. Ainsi la carte affinée semble moins précise que la carte



(a) Carte affinée réalisée avec nos mesures. (b) Carte affinée réalisée avec les mesures du LAB non convoluées.



(c) Carte affinée réalisée avec les mesures du LAB convoluées.

FIGURE 14 – Carte affinée de la densité de colonne de l'hydrogène.

initiale. Cependant, les résultats globaux déduits de la première carte se retrouvent dans la deuxième. (ces cartes en pleine taille sont données en annexe à la page 36).

Cette carte, bien qu'affinée, reste tout de même pixelisée. Cependant, on voit mieux la variation de densité de colonne en fonction de la latitude. On pourra tout de même noter que la carte couvre moins de longitudes, en raison des chutes de neige pendant la période d'acquisition (antennes non utilisables et/ou spectres trop bruités).

c. Carte avec les donnée du LAB. Pour finir et à titre purement indicatif nous avons tracé la carte réalisée avec les données du LAB non convoluées. Cette carte montre l'ensemble de la voie lactée. Comme cette carte a été réalisée avec des radio-télescopes très précis (possédant des lobes de $0,3^\circ$), la carte permet de voir les fluctuations de la densité de colonne en fonction de la latitude et la longitude.

Cette carte confirme notre hypothèse initiale selon laquelle les atomes d'hydrogène suivent la distribution des étoiles au sein de notre voie lactée et se trouvent préférentiellement sur un disque.

Il est intéressant de noter ce que l'on avait déjà remarqué sur notre première carte : il y a une augmentation de l'épaisseur de ce disque qui commence à la longitude $l = 70^\circ$.

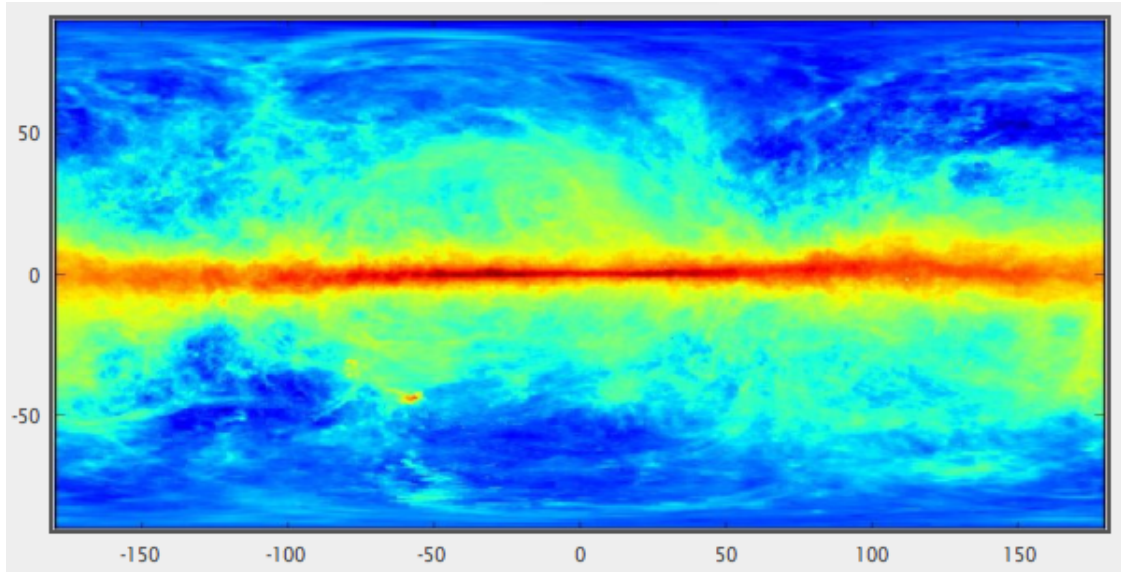


FIGURE 15 – Carte de la densité de colonne de l’hydrogène réalisée avec les données du LAB.

Cette augmentation n’est pas due à la géométrie de la galaxie, mais au fait que nous mesurons la densité de colonne depuis la Terre (qui fait partie de la voie lactée). Comme la voie lactée n’est pas un disque plat, nous sommes entourés d’atomes d’hydrogène. Ainsi les atomes d’hydrogène participant à l’augmentation de l’épaisseur sont les plus proches de nous.

Dans cette section, nous avons présenté une carte de la répartition des atomes d’hydrogène dans notre galaxie. Toutefois, cette carte ne donne qu’une information partielle ; en effet nous n’avons connaissance que de la densité de colonne sur une ligne de visée. Il reste de nombreuses questions concernant la répartition de l’hydrogène, comme par exemple sur son éventuelle répartition homogène selon tous les angles, ou en fonction de la distance au centre de la galaxie, ainsi que l’existence de régions de la galaxie où l’hydrogène se regroupe.

Il n’est pas possible de répondre à ces questions avec le simple calcul de la densité de colonne. Il nous faut donc interpréter nos spectres d’une nouvelle façon. Nous allons donc réaliser un changement de coordonnées pour tenter d’obtenir ces réponses.

2.3.3 Changement de coordonnées de (l, b, v) à (R, θ, z)

a. Un peu de théorie. Dans toute cette première partie des observations, nous avons utilisé les coordonnées galactiques, décrites à la Section 2.1.2, simples et pratiques d’usage. Cependant, elles présentent une limite pour décrire la galaxie. À ce système de coordonnées nous pouvons ajouter la vitesse calculée par effet Doppler qui nous renseigne sur la position relative du nuage interstellaire par rapport à la position du soleil. À partir de ce nouveau système de coordonnées (l, b, v) , nous allons en déduire un autre plus pratique, c’est le système (R, θ, z) .

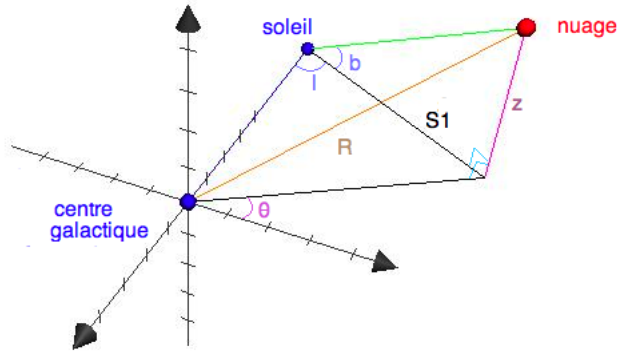


FIGURE 16 – Représentation des coordonnées galactiques et du nouveau système de coordonnées où R_0 désigne la distance entre le soleil et le centre galactique, R la distance entre le nuage et le centre galactique et $S1$ distance entre le soleil et la projection du nuage sur le plan galactique.

Une difficulté principale dans la galaxie est liée au mouvement des objets, et comme ceux-ci n'ont pas la même vitesse, les calculs peuvent devenir très rapidement compliqués. Heureusement, nous disposons de nombreuses approximations. On suppose pour commencer que toutes les trajectoires sont circulaires.

- **Calcul de R .** Plaçons nous pour commencer dans le plan galactique. Nous devons donc ajouter $\cos(b)$ du fait de la projection (cf. Figure 17). Lors d'une observation, nous convertissons la fréquence en vitesse (cf. Section 1.2.2) et nous convertissons en réalité la fréquence en vitesse radiale définie par rapport à notre ligne de visée.

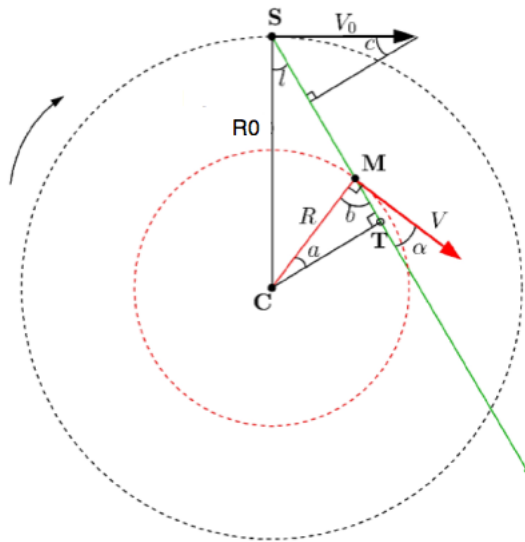


FIGURE 17 – Projection dans le plan galactique des coordonnées galactiques et du nouveau système de coordonnées, avec V_0 la vitesse du soleil autour du centre galactique, V la vitesse du nuage interstellaire étudié et V_r la vitesse radiale du nuage observé. les trajectoires sont considérées comme circulaires, ce qui est différent de la réalité.

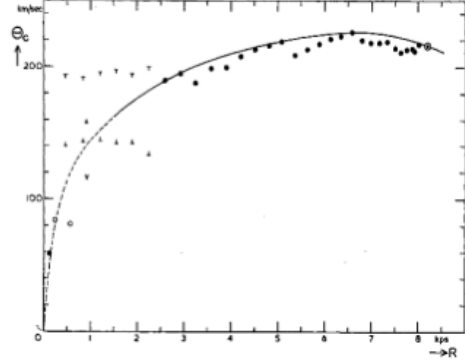
La vitesse radiale V_r prend en compte la vitesse du nuage et celle du soleil et est définie comme :

$$V_r = (V \cos(\alpha) - V_0 \sin(c)) \cos(b). \quad (15)$$

D'après le schéma 17 on a $c = l$ et $\alpha = \theta$, ainsi que $R \cos(\alpha) = R_0 \sin(l)$, et l'équation (15) devient alors :

$$V_r = \left(\frac{R_0}{R}V - V_0\right) \sin(l) \cos(b). \quad (16)$$

Nous avons donc une expression de R en fonction de la vitesse radiale. Cependant cette relation dépend de la vitesse V du nuage que nous ne connaissons pas. Notre première approximation vient du fait qu'à partir d'un certain rayon cette vitesse peut être considérée comme constante et égale à la vitesse du soleil V_0 (cf. Figure ci-contre).



Vitesse des étoiles en fonction de leurs distances par rapport au centre galactique.

De cette approximation, on déduit donc l'expression de R :

$$R = \frac{V_0 R_0 \sin(l) \cos(b)}{V_0 \sin(l) + V_r}. \quad (17)$$

- **Calcul de θ .** Pour pouvoir calculer θ , nous avons besoin de calculer $S1$, la distance entre le soleil et le nuage. En observant le triangle CSM dans la Figure 17 et en utilisant le théorème d'Al Kashi on trouve que :

$$R^2 \cos^2(b) = R_0^2 + S1^2 - 2R_0 S1 \cos(l),$$

d'où l'expression de $S1$:

$$S1 = \pm \sqrt{R^2 \cos^2(b) - R_0^2 \sin^2(l) + R_0 \cos(l)}. \quad (18)$$

On peut remarquer qu'il y a deux solutions pour $S1$. Pour les quadrants II et III, $\cos(l)$ est toujours négatif, et comme l'approximation de la vitesse constante est valable pour $R > R_0$, il y a une solution positive et une négative. On élimine la solution négative car elle n'a pas de réalité physique. Pour les autres quadrants, on obtient deux solutions positives, il nous faut donc observer à une latitude différente pour déterminer la bonne solution.

La loi des sinus permet d'écrire :

$$\frac{R \cos(b)}{\sin(l)} = \frac{S1 \cos(b)}{\cos(\theta)}, \quad (19)$$

et on en déduit que :

$$\theta = \arccos\left(\frac{S1}{R} \sin(l)\right). \quad (20)$$

- **Calcul de z.** On se place maintenant dans le plan orthogonal au plan galactique. On a alors la relation suivante :

$$z = S1 \tan(b). \quad (21)$$

Nous avons donc établi toutes les relations permettant de passer des coordonnées (l, b, v) à (R, θ, z) . Nous avons écrit un programme qui réalise la conversion de nos spectres dans ce nouveau système de coordonnées.

b. Nouveau point de vue des observations Grâce à ce petit changement de coordonnées, on peut calculer la densité elle-même grâce à la formule suivante :

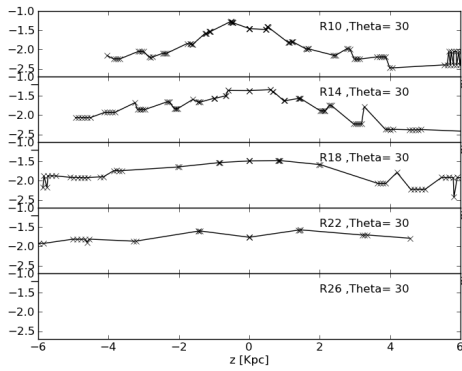
$$n_H = \frac{N_H}{D_2 - D_1}.$$

où N_H désigne la densité de colonne donnée par la formule $N_H = 1.822 \cdot 10^{18} \int_{v_1}^{v_2} T_B(\nu) d\nu$, et D_i est la distance héliocentrique calculée pour la vitesse v_i , borne de l'intégrale. Nous allons donc pouvoir mettre en évidence les fluctuations de la densité d'atome d'hydrogène en fonction de l'angle, du rayon ou de la hauteur z . Cette étude vient compléter ce que nous avons appris grâce à nos cartes. On s'intéresse maintenant aux détails de la répartition.

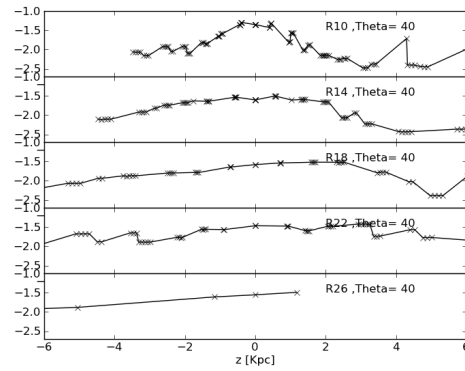
Le principal problème que nous avons rencontré a été le manque de données. En effet, nous n'avons que les données relatives aux tracés des cartes, ce qui représente une centaine de spectres. Ceci est bien trop peu pour décrire la galaxie dans les trois directions. Nous essaierons toutefois de montrer certaines caractéristiques de la répartition de l'hydrogène. On aurait pu appliquer cette méthode aux données du LAB beaucoup plus nombreuses que les nôtres, mais nous n'avons pas eu le temps de le faire durant le stage.

Etude de la densité en fonction de z.

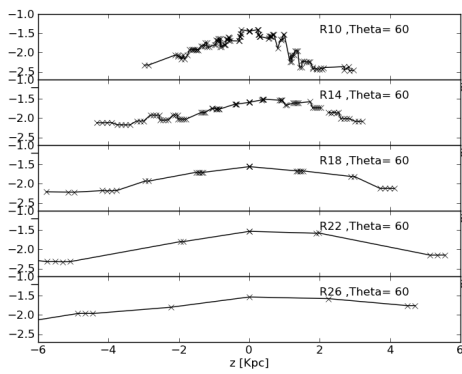
Notre premier objectif va être de montrer que la voie lactée n'est pas un simple disque d'épaisseur constante, mais qu'elle possède des fluctuations en fonction de z à grand R et pour certains θ . Pour cela, nous traçons la densité d'atomes d'hydrogène en fonction de Z pour différentes valeurs de R et de θ . Les courbes sont représentées sur la Figure 18. On peut voir que pour certaines valeurs du rayon, nous n'avons pas de données ou alors des données partielles. Cependant, nous pouvons tout de même observer la tendance générale des courbes. Il faut aussi noter que nos mesures initiales ont été prises selon un ligne de visée particulière, ce qui explique qu'à faible rayon nous n'avons pas de donnée pour des z grands.



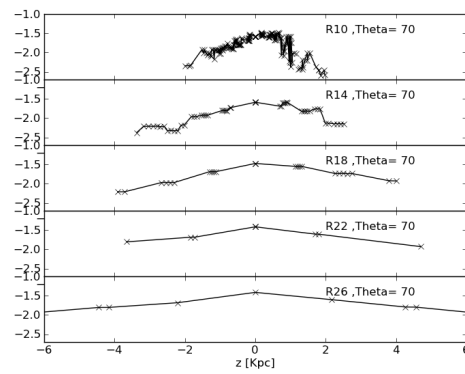
(a) $\theta = 30$.



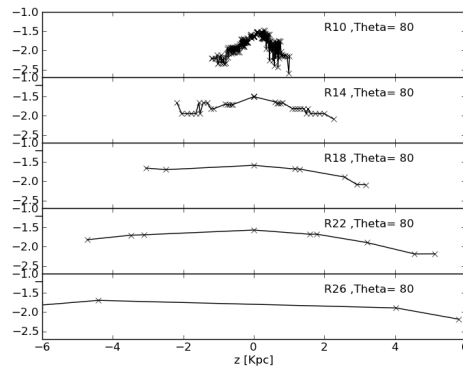
(b) $\theta = 40$.



(c) $\theta = 60$.



(d) $\theta = 70$.



(e) $\theta = 80$.

FIGURE 18 – Courbes du logarithme de la densité en fonction de z pour différents R et θ .

Nous pouvons faire plusieurs remarques sur ces graphes.

Remarque 2.2 1. plus R est grand et plus nous avons de données pour des z éloignés de 0. Cela se comprend bien quand on sait que les données sont prises par rapport à une ligne de visée.

2. on retrouve le même résultat mis en évidence à la partie 2.3.1 ; à savoir qu'il y a une plus forte densité d'atomes d'hydrogène lorsque l'on est proche du plan galactique.
3. ces courbes nous apprennent quelque chose de plus. En effet, si nous observons attentivement l'évolution de la densité en fonction du rayon, elle n'est pas la même dans toutes les directions : la densité ne décroît pas de la même manière selon z pour des θ différent. Cela indique que la galaxie n'est pas uniforme dans toutes les directions et qu'on ne peut donc pas comparer la répartition de l'hydrogène à un simple disque plat d'épaisseur constante, mais plutôt un disque déformé.
4. enfin plus R est grand et plus l'amplitude de z est grande (longueur à mi-hauteur des courbes). le disque s'évase pour des grandes distances galacto-centrique R .

Comme indiqué précédemment, notre principal problème dans cette partie va être le manque de données. Pour pallier ce problème, nous avons donc repris les graphes d'un article afin de confirmer notre propos [3].

Sur la Figure 19, on retrouve bien le résultat mis en évidence par nos courbes. L'intérêt de ces courbes est qu'elles n'ont pas la contrainte de la ligne de visée qui impose des z limites pour chaque R . On voit aussi plus précisément que la densité ne décroît pas de la même manière selon z pour différent θ .

Ce phénomène est connu sous le nom de évaseement de la voie lactée, et traduit le fait que la galaxie est un peu comme une crêpe que l'on fait voler (cf. Figure 20).

Cependant, l'étude des graphes n'est pas très précise. En effet, nous n'avons présenté que certains angles uniquement, ce qui interdit toute généralisation. Un autre moyen de présenter ce résultat est de tracer une courbe de la grandeur z pondéré par la densité d'hydrogène en fonction de R . Nous utilisons la formule suivante de pondération :

$$\langle Z \rangle = \frac{\int n_H z dz}{\int n_H dz}.$$

Dans nos mesures, nous obtenons beaucoup plus de données pour des z négatifs que pour les z positifs. Nous avons supposé que la galaxie était symétrique par rapport au plan galactique. Nous avons donc calculé $\langle Z \rangle$ uniquement pour des z négatifs, ce qui donne des valeurs négatives dont nous avons ensuite pris les opposés en signe, de manière à pouvoir comparer nos résultats avec ceux de l'article [3]. Le résultat apparaît mieux de cette façon, même si nous nous sommes restreints à certains angles à cause du manque d'information. Cependant, les courbes empruntées à l'article viennent compléter notre étude.

Notre courbe se restreint à des petits R . cependant on peut déjà remarquer que pour certaine valeurs de θ , il y a une augmentation de $\langle z \rangle$. On peut aussi noter que nos courbes sont plus "accidentées", cela vient du fait que l'on réalise des intégrales avec peu de valeur, l'erreur est donc grande.

L'étude que nous venons de réaliser, montre que l'épaisseur du disque d'hydrogène augmente avec R quels que soient les θ , Il y a un évaseement du disque à grand rayon

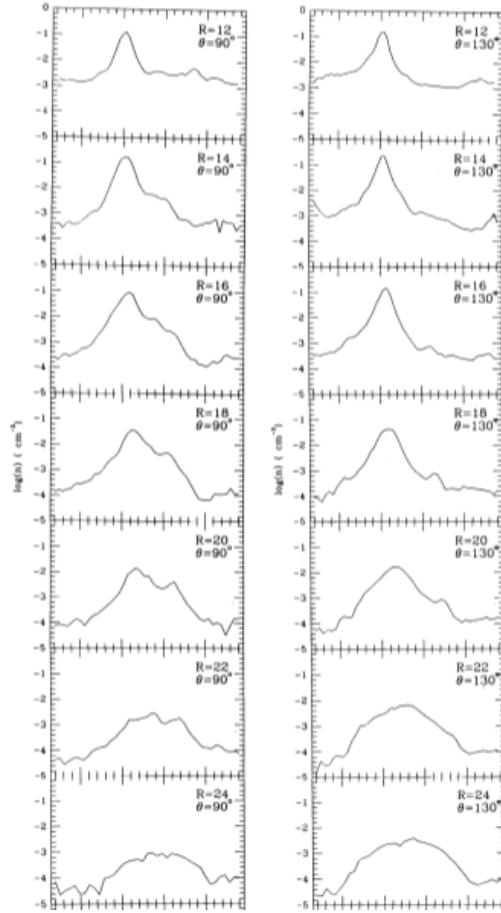
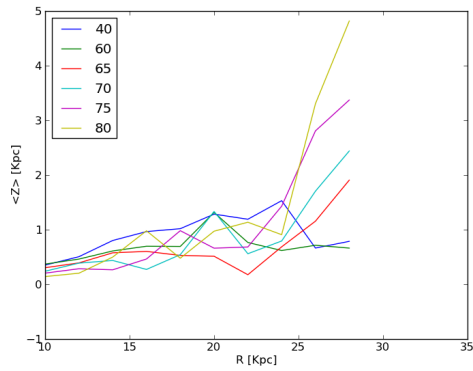


FIGURE 19 – Courbe représentant le log de la densité en fonction de z pour différents R et θ issus de l'article [3].

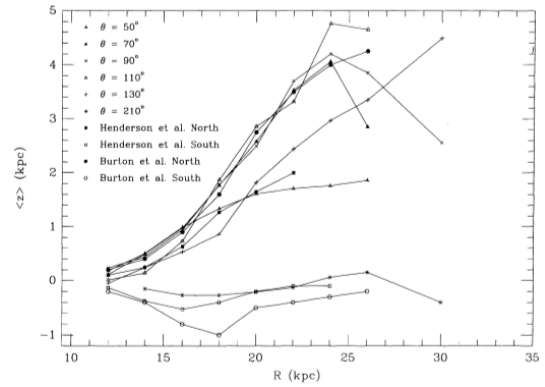


FIGURE 20 – Vue de la galaxie par le télescope Hubble. On peut voir que la voie lactée n'est pas parfaitement plate, mais est légèrement gauche.

comme le montre la Figure 21 . Il est possible de réaliser la même étude selon les directions R et θ .



(a) Courbe réalisée avec nos données.



(b) Courbe réalisée par des chercheurs [3].

FIGURE 21 – Courbe de la hauteur z pondérée par la densité d'hydrogène en fonction du rayon R .

L'étude de la densité de l'hydrogène dans la galaxie nous renseigne sur les nuages interstellaires, qui sont à l'origine de la formation des étoiles. Ainsi, analyser de quelle façon la matière est répartie permet d'apporter des éléments de compréhension et de faire progresser l'étude de la dynamique de la galaxie.

Conclusion

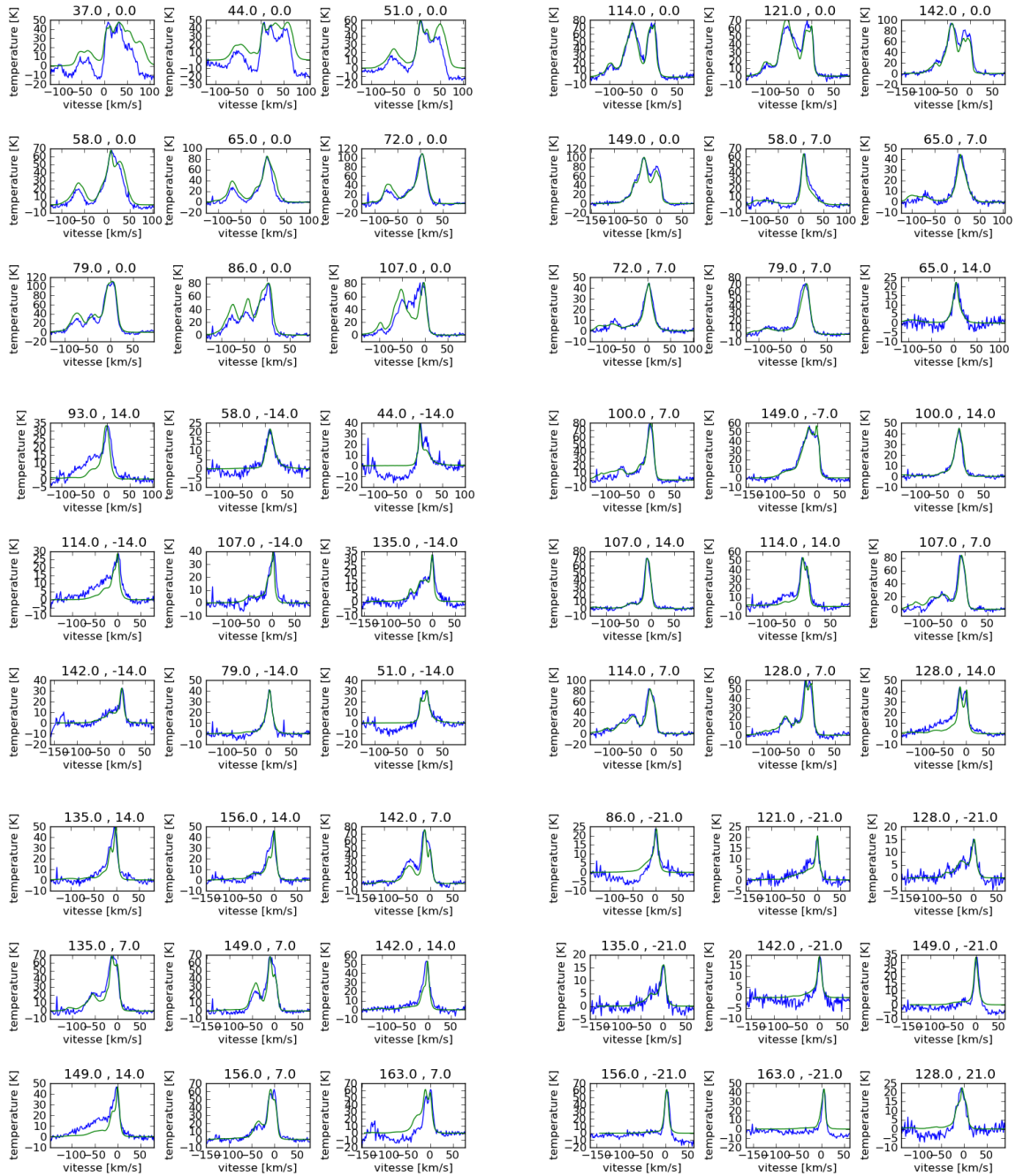
L'étude de la répartition de l'atome d'hydrogène a permis d'apporter des connaissances sur la dynamique de la voie lactée. cependant, il a fallu surmonter quelques difficultés techniques.

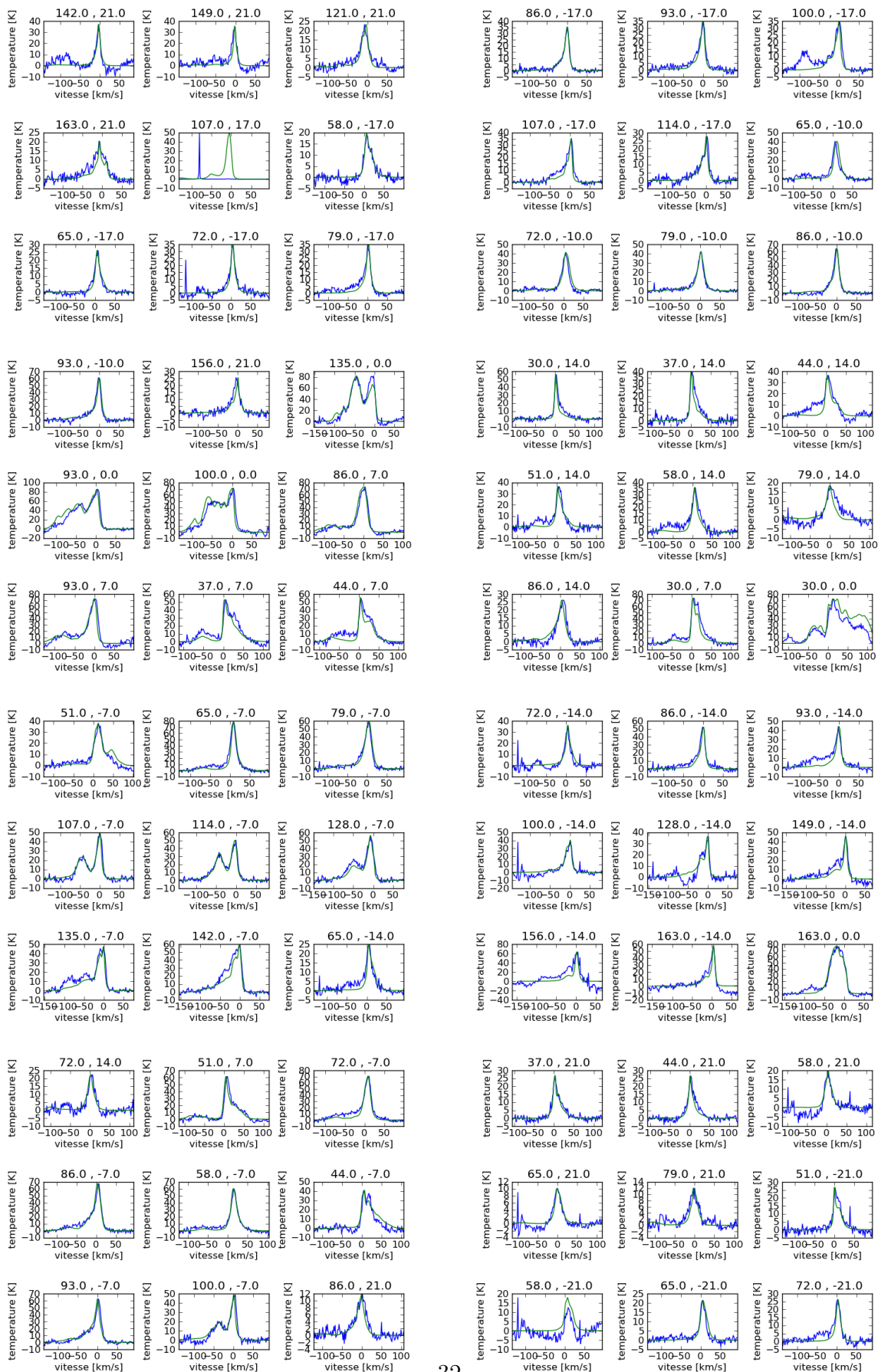
Tout d'abord parce que nous nous trouvons à l'intérieur même de la galaxie et parce que les radio-télescopes sont très sensibles aux ondes parasites terrestres. Il nous a donc fallu traiter les signaux que nous recevions. Une fois cette étape réalisée, le signal reçu nous a donné des informations sur la quantité d'hydrogène présente dans la direction d'observation. nous avons pu commencer à interpréter nos résultats.

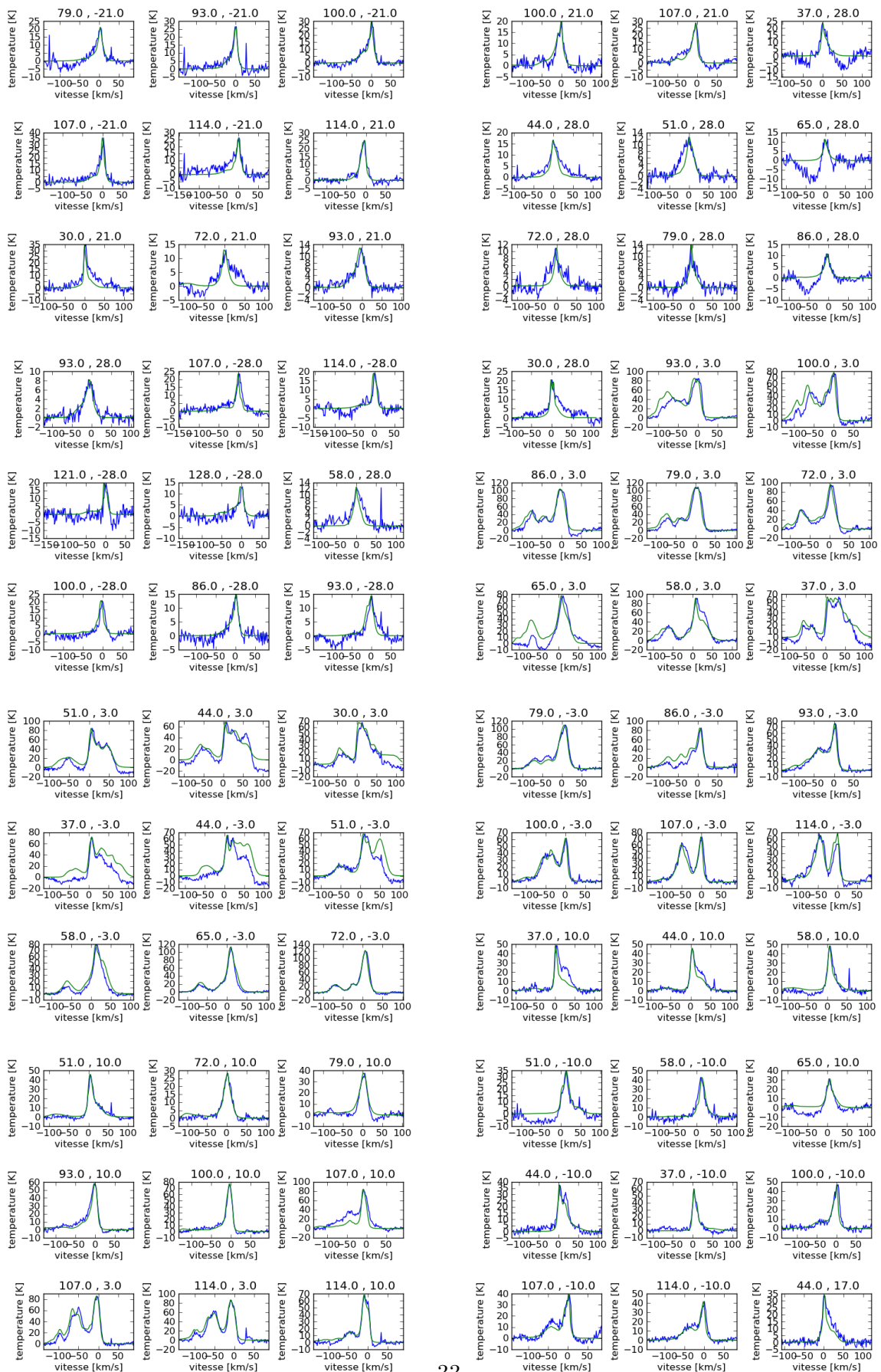
Nous avons donc réalisé une carte de la densité de colonne d'hydrogène, cela nous a permis de conclure que la répartition de l'hydrogène se faisait plutôt sur un disque. Puis à l'aide un changement de coordonnée nous avons montré que ce disque est loin d'être plat et homogène mais présentait un évasement et des fluctuations.

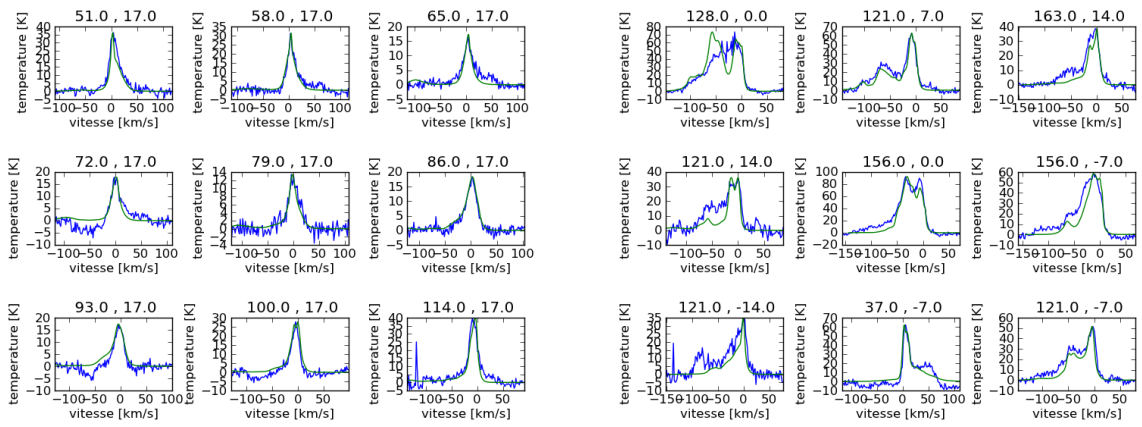
L'étude de l'hydrogène dans la galaxie permet de mieux comprendre la dynamique des milieux interstellaires (composés de 99 % d'hydrogène et d'hélium). Il existe aujourd'hui de nombreux projets pour l'étude de ce milieu, on peut noter par exemple le projet ALMA (Atacama Large Millimeter Array, Chili) doté de 66 antennes qui entreront en service fin 2013..

Spectres

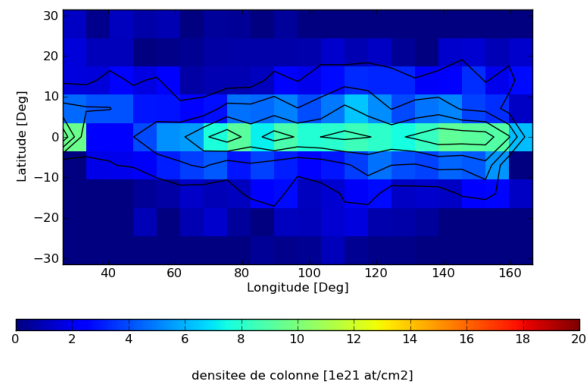




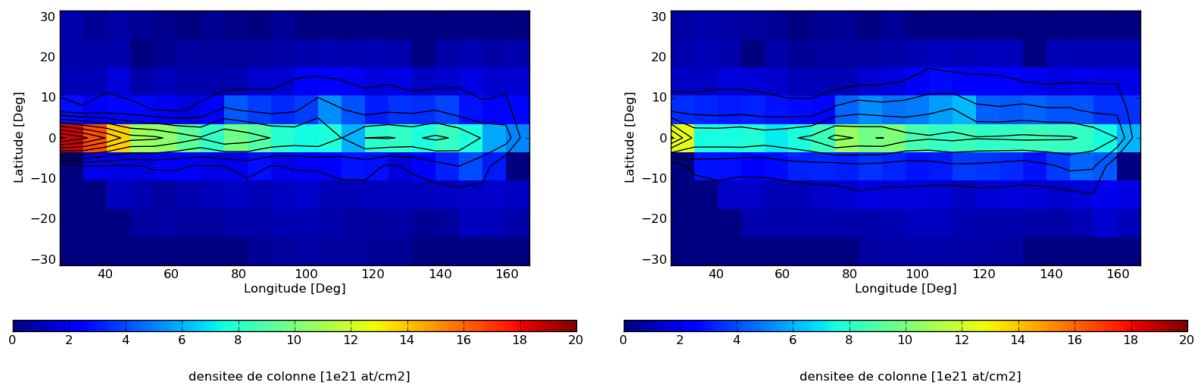




Cartes



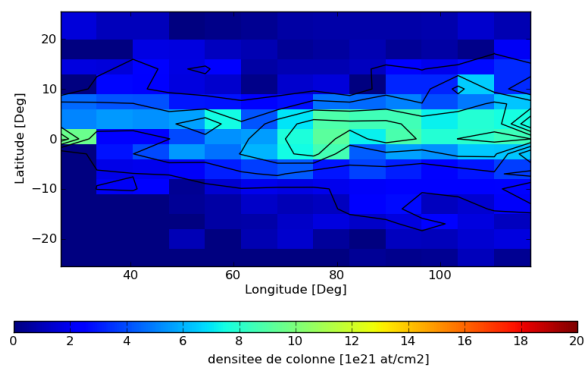
(a) Carte réalisée avec nos mesures.



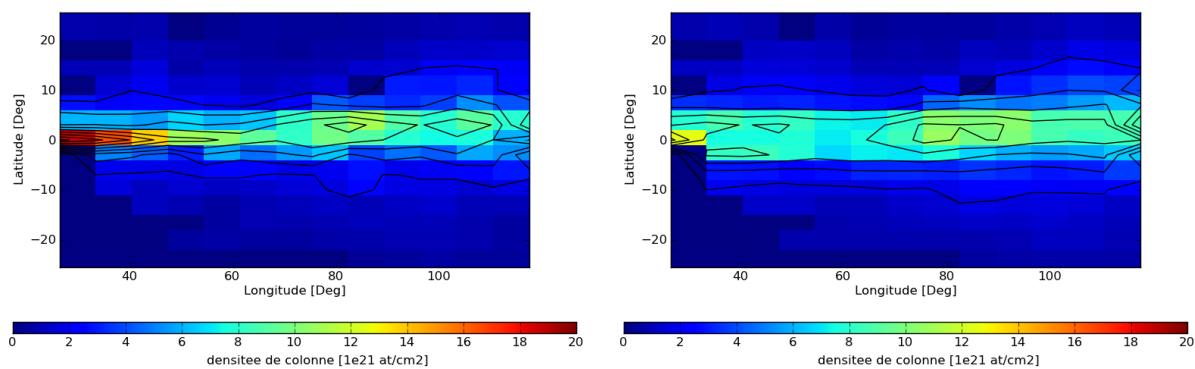
(b) Carte réalisée avec les mesures du LAB non convoluées.

(c) Carte réalisée avec les mesures du LAB convoluées.

Cartes affinées



(d) Carte affinée réalisée avec nos mesures.



(e) Carte affinée réalisée avec les mesures du LAB non convoluées. (f) Carte affinée réalisée avec les mesures du LAB convoluées.

Références

- [1] <http://euhou.obspm.fr/public/>
- [2] <http://www.astro.uni-bonn.de/hisurvey/profile/>
- [3] Diplas A., Savage B. D., Neutral Hydrogen in the Outer Galaxy, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 23, p. 889, (1991).
- [4] Kalberla P., Kerp J., The HI Distribution of the Milky Way, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 47(1), p. 27-61, (2009).
- [5] Cohen-Tannoudji Cl., Diu B., Laloe F., *Quantum Mechanics*, vol. 1, Hermann, Paris (1986).
- [6] Draine B., *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton University Press (2011).
- [7] Lequeux J., *The Interstellar Medium*, Springer, Berlin, (2005).
- [8] Wilson T.L., Rohlfs K., Hüttemeister S., *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin, (2009).