

Les données IRS

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 4.1 | Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center” . . . | 54 |
| 4.1.1 | Description de la chaîne de traitement “Basic Calibrated Data” . . . | 54 |
| 4.2 | La chaîne de traitement “IAS” | 59 |
| 4.2.1 | Construction de cube de spectro-imagerie | 59 |
| 4.2.2 | La soustraction de l’émission zodiacale | 61 |
| 4.2.3 | L’étalonnage photométrique | 62 |
| 4.3 | Inter-étalonnage IRS - ISOCAM | 64 |

Les données IRS utilisées ont été obtenues dans le cadre du programme “SPEC-PDR”. Ce programme a été élaboré dans le cadre d’une collaboration notamment entre l’IAS, le CESR, le LERMA, IPAC et le Steward Obs. pour l’obtention et l’analyse de données spectroscopiques avec le télescope spatiale Spitzer. Le but de ce programme est d’étudier les très petites particules de poussière (chauffées stochastiquement) et leur interaction avec la phase gazeuse dans les PDRs. En effet la couverture spectrale d’IRS nous donne accès à l’émission des PAHs, des VSGs, aux raies rotationnelles de H₂ ($\nu=0-0$ S(0) 28.2 μm à S(3) 9.7 μm) et à des raies de structure fine du gaz ionisé.

Nous avons utilisé le spectromètre IRS dans son mode “spectral-mapping”. Nous avons développé une chaîne de traitement des données pour la construction de cubes de spectro-imagerie (2 dimensions spatiales et 1 dimension spectrale), que nous décrirons dans la section 4.2. Pour ce faire nous sommes partis des données Basic Calibrated Data (BCD) fournies par le Spitzer Science Center (SSC). Nous décrivons la chaîne de traitement que les données BCD ont subi dans la section 4.1.

4.1 Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center”

Un “Data Collection Event” (DCE) est le résultat d’une intégration sur le ciel pour un pointage donné. Nous pouvons définir un DCE comme une observation limitée par deux “remises à zéro” des valeurs de chaque pixel, au début et à la fin du DCE. Pour un DCE, le Spitzer Science Center (SSC) reçoit du satellite, un cube de données (entier 16 bits) de dimension $128 \times 128 \times n$. Les détecteurs IRS font en effet chacun 128×128 pixels. Le cube est alors le résultat de n lectures non destructrices du détecteur effectuées à intervalle de temps régulier. Le nombre de lectures peut être de 4, 8 ou 16 en fonction du temps d’intégration pour le DCE (4 pour 6 s, 8 pour 14 s et 16 pour 30, 60, 120, 240 et 480 s). Pour chaque pixel de la matrice 128×128 , nous connaissons alors le nombre d’électrons accumulés dans le pixel pendant l’intervalle de temps Δt (i. e. entre deux lectures). Ce nombre d’électrons accumulés en fonction du temps est appelé une rampe. Le flux tombant sur les détecteurs étant constant, la réponse des détecteurs est telle que ces rampes doivent être linéaires en fonction du temps. Cela n’est plus le cas dans certaines conditions comme lors de la saturation du détecteur ou encore lors de l’impact d’un rayon cosmique. Les données DCE sont systématiquement traitées par une chaîne qui peut être séparée en deux niveaux : (i) Basic Calibrated Data (BCD) et (ii) Post-BCD. Il est possible de récupérer les données brutes (“RAW”), BCD et Post-BCD, ainsi que des fichiers d’étalonnage, sur l’archive via le logiciel LEOPARD⁷.

La figure 4.1 donne une illustration du positionnement des fentes des différents modules sur une source, pour l’obtention d’un DCE. Les fentes sont également schématisées sur les figures 4.2 et 4.3 qui présentent les détecteurs SL, LL, SH et LH et la manière dont le signal illumine ces derniers après dispersion (et dispersion croisée pour les modules de haute résolution) par les réseaux. Nous voyons sur ces figures que, comme nous l’avions mentionné à la section 3.2.3, pour l’obtention d’un spectre complet avec les modules SL et LL, il est nécessaire de positionner successivement la source dans les deux fentes d’un même module (SL1 puis SL2 ou LL1 puis LL2). Les images des figures 4.2 et 4.3 sont des fichiers BCD.fits qui sont les fichiers issus de la chaîne de traitement BCD. Ce sont ces fichiers que nous utilisons pour construire les cubes de spectro-imagerie. Nous décrivons les différentes étapes de la chaîne de traitement BCD dans la section suivante.

4.1.1 Description de la chaîne de traitement “Basic Calibrated Data”

La figure 4.4 est une représentation schématique de la chaîne de traitement BCD dont nous décrivons ici les différentes étapes :

⁷<http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/leopard/>

4.1. Le traitement des données IRS par le “Spitzer Science Center”

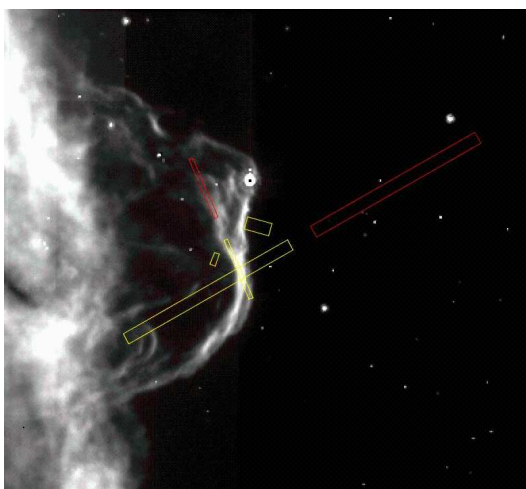


FIG. 4.1 – Illustration du positionnement des fentes des modules SL (petites fentes jaune et rouge), LL (grandes fentes jaune et rouge), SH (petite fente jaune) et SH (grande fente jaune) sur une source (ici la Tête de Cheval vue par IRAC à $8\ \mu\text{m}$).

- **TRANHEAD** transforme le header du fichier FITS reçu par le satellite avec les données DCE et laisse inchangé le cube de données.
- **CVTI2R4** convertit le cube de données du format 16 bits entier reçu par le satellite en format 32 bits flottants. Les étapes suivantes du traitement opèrent sur ce format. Les pixels saturés sont identifiés et sont marqués par une valeur indicatrice dans le cube *dmask.fits*. Ce cube est mis à jour durant les étapes suivantes qui traitent des cubes $128 \times 128 \times n$ et il prend une valeur spécifique qui rend compte du statut du pixel (saturé, impacté par un rayon cosmique, données perdues, non-linéarité non corrigible etc).
- **SNESTIMATOR** estime l'incertitude sur les données. Le cube qui est produit est exprimé dans la même unité que les données dont l'écart type est calculé.
- **CVTE** est une conversion du format RAW (32 bits flottants) en nombre d'électrons en multipliant la valeur de chaque pixel par le gain ($4.6\ e^-/\text{DN}$). Ce changement est également appliqué au cube d'incertitudes.
- **RADHIT_SAT/SATCOR** identifie les impacts de rayons cosmiques le long des rampes et modifie *dmask.fits* en conséquence. **SATCOR** extrapole les données non impactées (début de la rampe avant augmentation brutale due à l'impact) pour estimer la valeur des pixels saturés. Ces valeurs ne sont utilisées que pour les corrections suivantes (**DROOPOP** et **ROWDROOP**).
- **DROOPOP/ROWDROOP** : La valeur d'un pixel peut être modifiée en fonction du flux total sur la matrice. Cet effet connu sous le nom de “DROOP” est corrigé à l'étape **DROOPOP** plan par plan (pour les n plan 128×128). Le même effet intervient pour un pixel en fonction du flux total sur une ligne du détecteur et est corrigé à l'étape **ROWDROOP**. L'effet est alors corrigé voie par voie. Le cube ainsi produit a

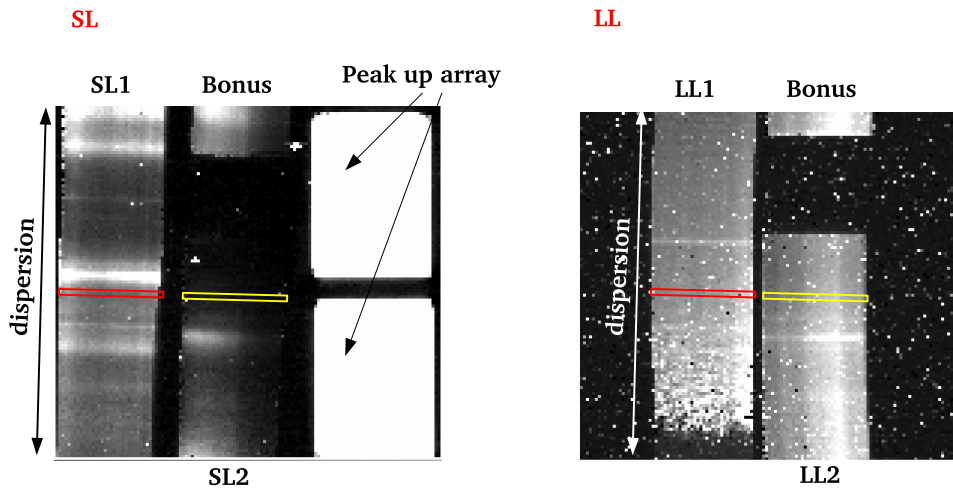


FIG. 4.2 – Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SL et IRS-LL. Les projections des fentes sur les détecteurs sont illustrées en jaune (SL2 et LL2) et rouge (SL1 et LL1). Nous voyons sur ces figures le sens dans lequel le signal issu des fentes est dispersé. Les “Peak-up arrays” apparaissent saturés sur le détecteur SL en raison de la plus grande bande passante du signal qu’ils reçoivent par rapport à celle de la zone éclairée par le signal dispersé issu des deux fentes.

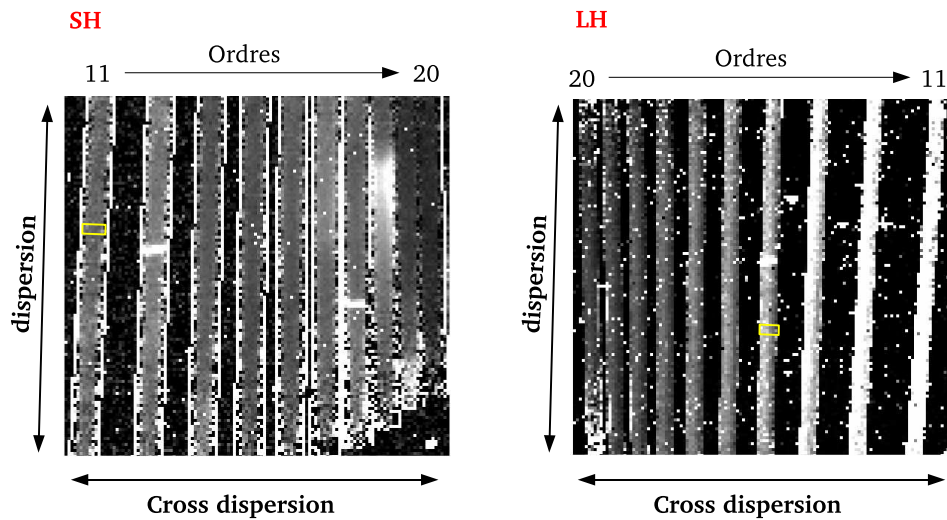


FIG. 4.3 – Illustration du signal sur les détecteurs IRS-SH et IRS-LH. Les projections des fentes sur les détecteurs sont illustrées en jaune. Nous voyons sur ces figures les sens dans lesquels le signal issu de la fente, est dispersé puis “cross” dispersé. Les ordres 11 à 20 apparaissent sur les détecteurs.

4.1. Le traitement des données IRS par le "Spitzer Science Center"

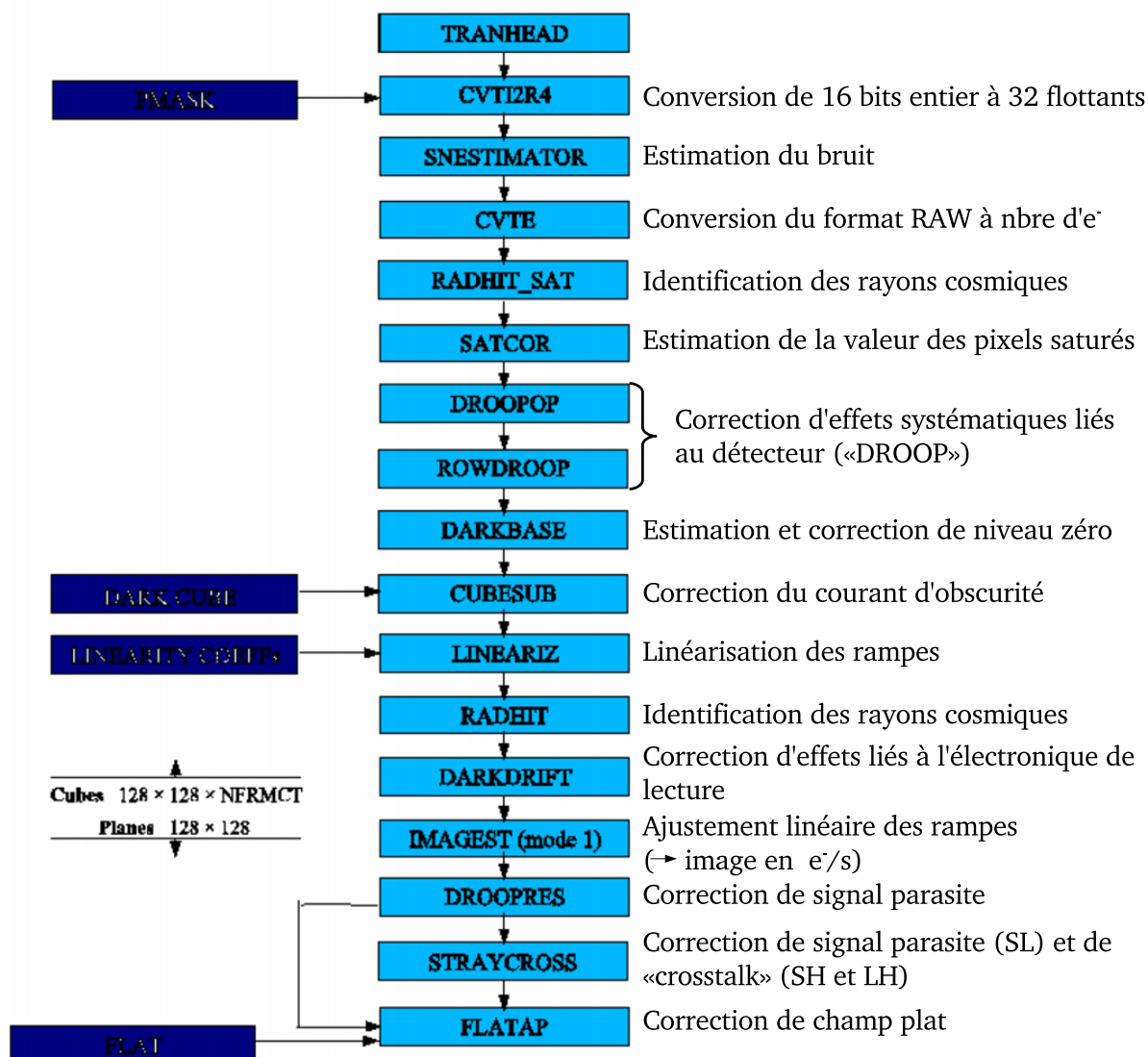


FIG. 4.4 – Représentation schématique de la chaîne de traitement BCD.

les mêmes dimensions et la même unité que le cube d'entrée.

- **DARKBASE** fait une estimation du niveau zéro du signal et le soustrait à chaque pixel. Cette estimation est basée sur l'extrapolation des rampes vers un temps d'exposition nul. Les rampes utilisées sont celles des pixels qui ne sont pas illuminés par le signal de la source (les coordonnées de ces pixels sont marqués dans une matrice *umask.fits* 128×128). C'est alors la valeur moyenne qui est soustraite à tous les pixels de la matrice $128 \times 128 \times n$.
- **CUBESUB** soustrait une mesure du courant d'obscurité ($128 \times 128 \times n$) au cube de données. Cette mesure du courant d'obscurité est faite en pointant une région du ciel

la moins brillante possible en IR (AD = 258°96, DEC = +65°43) en raison de l'absence d'obturateur. Cela a des conséquences notamment pour la correction de l'émission zodiacale puisque le dit "dark" en contient (§ 4.2.2).

- **LINEARIZ** corrige les rampes des effets de non linéarité des détecteurs. La rampe observée est appelée S_{obs} et le signal idéal S_{lin} . On écrit alors $S_{\text{obs}} = S_{\text{lin}} + \alpha S_{\text{lin}}^2$. α est le facteur de non-linéarité de la rampe. Si nous ajustons la rampe par la fonction $y = a_1 + a_2 x + a_3 x^2$, nous avons alors $\alpha = -a_3/a_2^2$. Il s'agit donc de corriger S_{obs} en le remplaçant par S_{lin} . On aura alors $\alpha=0$. Si la rampe ne peut pas être corrigée, *dmask.fits* est alors mis à jour. Les cubes produits suite à cette étape du traitement sont accessibles dans l'archive sous les noms *lnz.fits* et *lnzu.fits* (le fichier d'incertitudes correspondant).
- **RADHIT** mesure une nouvelle fois la présence de rayon cosmique le long des rampes et met à jour *dmask.fits*. L'identification est basée sur la valeur limite de l'augmentation du nombre d' e^- entre deux lectures.
- **DARKDRIFT** corrige des variations (différence de niveau zéro) de colonnes à colonnes dues à l'électronique de lecture ("jail-bars").
- **IMAGEST** effectue une régression linéaire sur chaque rampe pour en mesurer la pente. Nous avons alors après cette opération deux images 128×128 . L'une contient les pentes des droites ajustées sur les rampes pour chaque pixel. L'autre contient les incertitudes sur ces pentes associées aux régressions linéaires. La suite de la chaîne traite ces images qui sont en unité d' e^-/s .
- **DROOPRES** : A ce stade du traitement, les pixels non-illuminés qui sont repérés dans *umask.fits*, doivent avoir une valeur moyenne nulle. **DROOPRES** vérifie si cela est le cas et corrige l'image dans le cas contraire. Les images issues de cette étape sont accessibles dans l'archive sous les noms de *droop.fits* et *drunc.fits* (l'incertitude associée).
- **STRAYCROSS** : Cette opération dépend du module. Le module SL est corrigé de la lumière parasite due à ses "peak-up" qui sont généralement saturés (voir Fig 4.2). Les modules SH et LH sont corrigés de l'effet de recouvrement des ordres. Comme nous le voyons sur la figure 4.3, cet effet de recouvrement est maximum entre les ordres 19 et 20. Le module LL est inchangé. Les résultats de cette étape sont accessibles dans l'archive sous les noms *rsc.fits* et *rscu.fits* (l'incertitude associée).
- **FLATAP** est la dernière étape de la chaîne de traitement BCD qui modifie les données. Elle applique la correction de champ-plat. Il est possible de récupérer sur l'archive les fichiers corrigés du champ-plat mais qui n'ont pas subi l'étape **STRAYCROSS** (fichiers *f2ap.fits* et *f2unc.fits*, l'incertitude correspondante). Les fichiers de sortie de la chaîne de traitement sont nommés *bcd.fits* et *func.fits* (l'incertitude).

4.2. La chaîne de traitement “IAS”

Ces étapes sont décrites avec plus de détails dans le “IRS Data Handbook”⁸ et le “IRS Pipeline Handbook”⁹. Les valeurs que prennent les masks (*dmask.fits*, *bmask.fits*) rendent compte de la raison pour laquelle le pixel est masqué. Les codes utilisés sont résumés dans le “IRS Data Handbook”.

4.2 La chaîne de traitement “IAS”

L’utilisation du spectromètre en mode “spectral-mapping” pour l’observation de sources étendues implique la construction de cubes de spectro-imagerie pour l’exploitation des données. Bien qu’il existe un outil délivré par le SSC pour construire des cubes de spectro-imagerie à partir des données BCD du spectromètre, nous avons développé notre propre outil. En effet, CUBISM¹⁰, (CUBE Builder for IRS Spectral Maps) qui a été développé par l’équipe du programme SINGS (Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey, Smith et al., 2004), n’a été rendu public qu’en août 2006 alors que nous avons obtenu nos premières données en septembre 2004.

4.2.1 Construction de cube de spectro-imagerie

Comme CUBISM, notre outil a pour point de départ les données au stade BCD du traitement (Fig. 4.2 et Fig. 4.3). Il s’agit donc de créer pour chaque longueur d’onde échantillonnée par le spectromètre, un plan image qui rassemble l’information spatiale collectée pour les positions successives de la fente dans le ciel. Une information spatiale est également disponible dans le sens de la longueur de la fente.

Nous utilisons le même échantillonnage spectral que celui de l’instrument pour la grille en longueurs d’onde de nos cube. Nous noterons N_λ , la taille de cette grille qui correspond alors au nombre de plans images du cube final. La grille spatiale a une taille de pixel deux fois plus faible que la taille des pixels des détecteurs projetés sur le ciel. Nous avons alors des pixels de $5.1''/2 = 2.55''$ pour les données LL, $1.8''/2 = 0.9''$ pour les données SL, $4.5''/2 = 2.25''$ pour les données LH, $2.3''/2 = 1.15''$ pour les données SH. L’utilisation d’une grille deux fois plus fine permet de ne pas perdre d’information lors de la reprojection. Pour chaque image BCD (i. e. pour chaque position de la fente), nous projetons sur la grille spatiale, l’image de la fente dans les N_λ longueurs d’ondes. La dimension spatiale du cube ($N_X \times N_Y$) est donc définie par la zone totale balayée par la fente du spectromètre (Fig. 4.5).

La figure 4.5 illustre la projection des données BCD pour le module LL dans le cas de la Tête de Cheval. Nous considérons donc ici, la zone observée successivement avec

⁸http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/dh20_v2.pdf

⁹<http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/irsPDDmar30.pdf>

¹⁰<http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanaly/contributed/cubism/index.html>

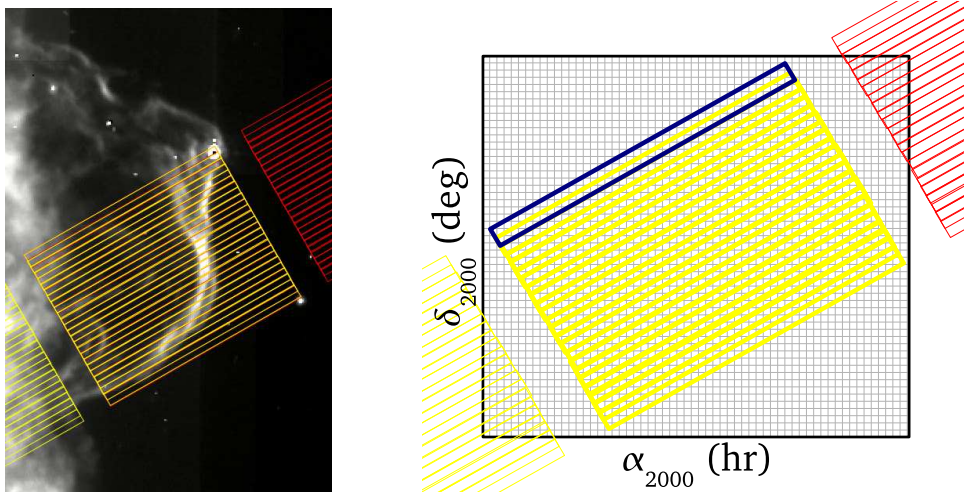


FIG. 4.5 – Illustration de la reprojction des données IRS dans une grille en α_{2000} et δ_{2000} . **A gauche** : Projection sur le ciel (image IRAC $8\mu\text{m}$) de toutes les positions observées avec les fentes LL1 (fentes rouges) et LL2 (fentes jaunes). **A droite** : Définition d'une grille qui tient compte des coordonnées extrémales (en α_{2000} et δ_{2000}) des positions observées successivement avec les deux sous fentes LL1 (fentes rouges) et LL2 (fentes jaunes). La fente bleu permet de repérer la taille de la fente que nous avons déplacée d'une demi-largeur entre chaque intégration.

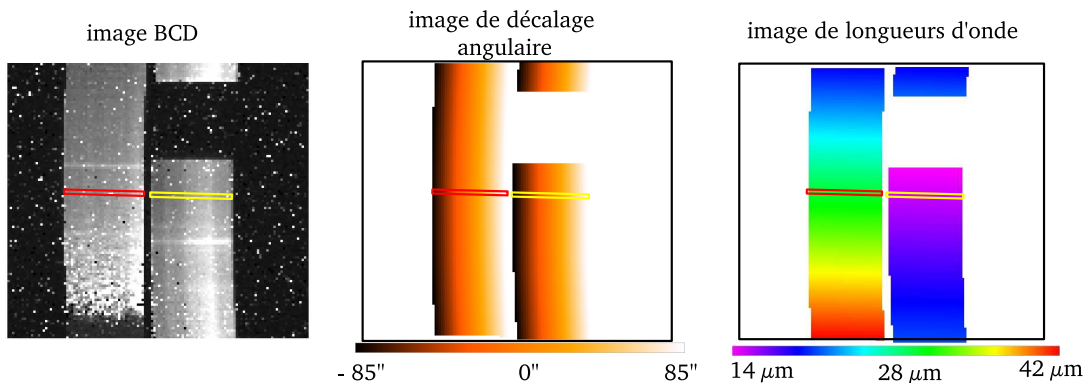


FIG. 4.6 – **A gauche** : Image BCD du détecteur LL. **Au milieu** : Image des valeurs du décalage angulaire par rapport au centre de la fente pour chaque pixel du détecteur LL qui reçoit du signal. **A droite** : Image des valeurs de la longueur d'onde vue par chaque pixel du détecteur LL.

les deux “sous-fentes” LL1 et LL2, respectivement représentées en rouge et jaune sur la figure. La situation est identique pour le module SL (SL1+SL2). La taille de la grille spatiale ($N_X \times N_Y$) du cube est définie par avance pour contenir toutes les positions balayées par la fente (partie droite de la figure 4.5).

La longueur d'onde échantillonnée par chaque pixel sur le détecteur est fournie avec les données BCD sous la forme d'une image du détecteur dont les valeurs sont ces longueurs

4.2. La chaîne de traitement “IAS”

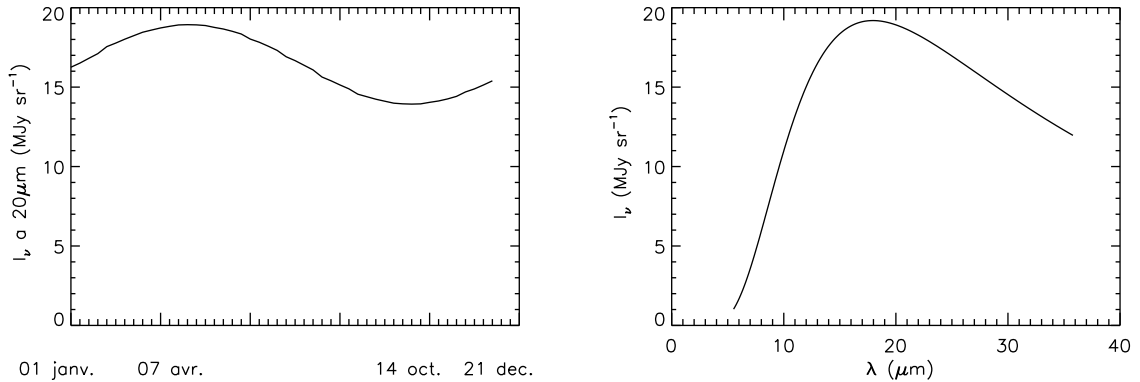


FIG. 4.7 – A gauche : Variation annuelle de l’émission zodiacale vu depuis le télescope Spitzer, à $20\ \mu\text{m}$ pour $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$ (position utilisée pour la mesure du courant d’obscurité) en 2005. **A droite :** Spectre de l’émission zodiacale au maximum (7 avril), vu depuis le télescope Spitzer à $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$.

d’onde (partie droite de la Fig 4.6). Nous connaissons la position de la fente et son orientation par rapport à l’axe nord-sud des coordonnées équatoriales ainsi que la valeur du décalage de chaque pixel sur le détecteur par rapport au centre de la fente. Nous avons ainsi les coordonnées $(\alpha_{2000}, \delta_{2000}, \lambda)$ des pixels sur le détecteur que nous pouvons alors projeter sur le pixel du cube. En longueur d’onde, la projection se fait sur le plus proche voisin alors que nous faisons une interpolation bilinéaire pour la projection sur la grille spatiale.

4.2.2 La soustraction de l’émission zodiacale

Nous utilisons pour l’obtention des spectres d’émission zodiacale l’outil d’estimation du SSC, inclu dans le logiciel SPOT¹¹ qui est basé sur le modèle de Kelsall et al. (1998) élaboré à partir des données COBE/DIRBE. L’étalonnage photométrique de ce modèle est précis à 10%.

La soustraction du fond zodiacal dans les données IRS n’est pas directe. En effet, les données qui sont soustraites aux observations pour effectuer la correction de courant d’obscurité sont obtenues par intégration sur une zone du ciel choisie pour être “vide” d’émission IR en raison de l’absence d’obturateur. Cette zone a pour coordonnées $\alpha_{2000} = 268^\circ 96$ et $\delta_{2000} = 65^\circ 43$. Bien que cette zone du ciel soit censée être vide d’émission IR, elle contient de l’émission zodiacale dont l’intensité est non négligeable pour les sources faibles. La figure 4.7 montre le spectre d’émission zodiacale pour cette position ainsi que la variabilité temporelle de son intensité. Cette émission est soustraite aux données lors de la correction de courant d’obscurité dans la chaîne de traitement BCD. La correction que nous appliquons

¹¹<http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/spot/>

ensuite, doit donc tenir compte de l'émission zodiacale contenue dans la mesure du courant d'obscurité utilisée. Nous avons $zodi_{bcd} = zodi_{obs\ reel} - zodi_{dark}$ avec $zodi_{bcd}$ l'émission zodiacale contenue dans les données BCD, $zodi_{obs\ reel}$ l'émission zodiacale pour le pointage et la date des observations et $zodi_{dark}$ l'émission zodiacale contenue dans la mesure du courant d'obscurité.

4.2.3 L'étalonnage photométrique

Étalonnage des sources ponctuelles

Comme nous l'avons vu précédemment, les données IRS délivrées par le SSC sont bien calibrées pour les sources ponctuelles observées en mode "staring". L'étalonnage est effectué en plaçant dans la fente du spectromètre une étoile dont on connaît par ailleurs le spectre (dans le cas d'IRS, des modèles stellaires sont utilisés). Il suffit alors, pour connaître la réponse du spectromètre, de comparer le spectre mesuré (en $e^- s^{-1}$) avec le spectre modélisé (en Jy). La réponse du spectromètre pour une autre source ponctuelle est la même, pourvu que nous placions la source au même endroit que l'étoile d'étalonnage dans la fente et que nous extrayons le signal avec la même largeur sur le détecteur. Tous les effets liés à l'instrument sont alors pris en compte de la même manière. L'étalonnage des données est établi pour chaque ordre, sous la forme d'un facteur de conversion FLUXCON, modulé par un polynôme qui rend compte de la dépendance en longueur d'onde.

Étalonnage des sources étendues

L'étalonnage d'une source étendue est différent de celui d'une source ponctuelle car le signal reçu par la source couvre toute la fente. Pour les sources étendues, l'étalonnage reste un problème délicat comme avec tout spectromètre à fente (e. g., Lloyd, 2003). Dans ce cas, la difficulté d'observer une source d'émission étendue uniforme dont le spectre d'émission est parfaitement connu rend la tâche beaucoup plus difficile. Les données délivrées par le SSC ne sont donc pas a priori correctement étalonnées pour les sources étendues. Nous n'avons donc pas d'autre possibilité que de partir de l'étalonnage des sources ponctuelles pour calibrer les données IRS pour les sources étendues.

De l'étalonnage des sources ponctuelles à l'étalonnage des sources étendues

Le premier problème qui se pose est la conversion des unités obtenues par l'étalonnage des sources ponctuelles qui est un flux (généralement en Jy) en unité d'intensité (généralement en $MJy\ sr^{-1}$) qui est l'unité pertinente pour les sources étendues. Cette conversion implique une parfaite connaissance du lobe de l'instrument pour connaître ce que "voient" les détecteurs. Cela est possible en déplaçant une étoile dans le champ du télescope vu par les différentes fentes du spectromètre. Une comparaison entre le résultat obtenu et un modèle qui résulte de la convolution de la PSF par l'ouverture du télescope (i. e. transmission

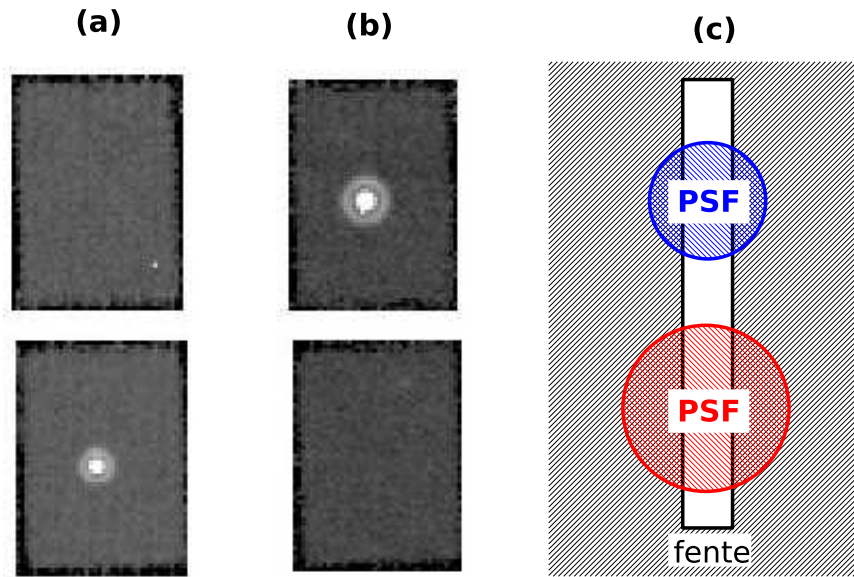


FIG. 4.8 – (a) PSF d’IRS observée sur le “peak-up array” bleu. (b) PSF d’IRS observée sur le “peak-up array” rouge. (c) Schéma illustratif de la perte de flux dans la fente. Ce phénomène est dû au fait que la largeur de la PSF est supérieure à la largeur de la fente dans le plan focal. Il dépend donc de la longueur d’onde.

spatiale) permet alors de trouver la forme du lobe (e.g. Salama, 2000). Une telle cartographie du plan focal a été réalisée pendant la phase “In Orbit Checkout” pour définir le centre et la taille des fentes d’IRS. Cependant, il n’existe pas, à l’heure actuelle, de facteur de correction pour dériver l’intensité d’une source étendue.

Dans notre chaîne de traitement, pour convertir les données en unité d’intensité, nous divisons simplement l’intensité observée dans chaque pixel du détecteur par le champ vue d’un détecteur. Pour tous les modules, ce champ de vue est égal, au premier ordre, à la largeur d’un pixel multiplié par la largeur de la fente. Après dispersion du signal, un pixel voit en effet un champ égal à la largeur de la fente dans le sens de la dispersion.

Par ailleurs, une partie du signal est coupée par la fente dans le plan focal (i.e, la PSF est plus large que la fente dans le plan image du télescope). Ce signal est donc perdu car il ne parviendra pas sur le détecteur. Cet effet dépend de la longueur d’onde, puisque la largeur de la PSF augmente avec la longueur d’onde. Il est particulièrement important pour l’étalonnage relatif lorsque le spectromètre balaye une grande gamme de longueurs d’onde comme le fait IRS. La figure 4.8 montre à titre illustratif la PSF d’IRS observée avec les “peak-up array” bleu (a) et rouge (b). Cette figure illustre la coupure des “ailes” de la PSF par la fente du spectromètre (c). Pour les sources ponctuelles, cette perte de flux est corrigée lors de l’application des facteurs d’étalonnage ($e^- s^{-1} \rightarrow Jy$). En effet, pour les

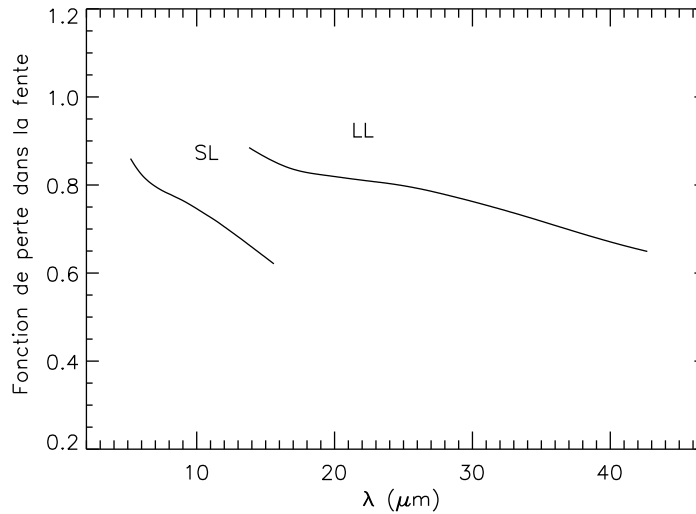


FIG. 4.9 – Fonction de perte de flux dans la fente pour SL et LL (fournie par J.D. Smith). La discontinuité est due à la largeur différente de la fente en SL et LL. De telles fonctions existent aussi pour les modules SH et LH.

étoiles de référence qui servent à calibrer l’instrument, cette perte est implicitement prise en compte lors de la comparaison du signal observé avec le modèle stellaire. Or, si une source ponctuelle est bien centrée dans la fente, la perte de flux sera la même que pour les étoiles de référence à toutes les longueurs d’onde. Pour une source étendue uniforme, cette perte n’existe pas puisqu’elle est compensée en tous points par les parties de la source qui sont hors du champ de la fente mais dont les “ailes” de la PSF tombent néanmoins dans la fente. Dans ce cas, l’application des facteurs d’étalonnage a donc pour effet de corriger les données d’un effet qu’elles n’ont pas subi. Il faut donc effectuer une “décorrection” en multipliant les spectres obtenus par la fonction de perte de flux dans la fente. Cette fonction, qui nous a été fournie par J.D. Smith, est montrée sur la figure 4.9 pour les modules SL et LL. Elle représente la fraction de la PSF qui tombe dans la fente à chaque longueur d’onde. La discontinuité de cette fonction entre les deux modules est due à la largeur différente des fentes SL et LL.

4.3 Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

Dans le but de valider l’étalonnage de nos données IRS, nous les avons comparées avec les données ISOCAM en bandes larges (ISOCAM-LW2 et ISOCAM-LW3) pour la Tête de Cheval et NGC2023. La précision photométrique des données ISOCAM en bande large est en effet de $\sim 10\%$ (Miville-Deschênes et al., 2000). La zone utilisable pour effectuer l’inter-étalonnage est limitée à celle pour laquelle nous avons des données IRS-SL. Nous ne sommes en effet pas limités par les données ISOCAM pour lesquelles nous avons la

4.3. Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

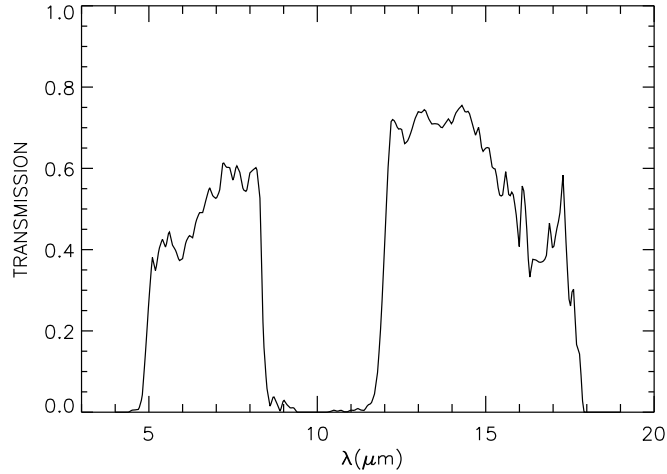


FIG. 4.10 – Transmission totale d'ISOCAM LW2 (5-8.5 μm) et LW3 (12-18 μm).

carte complète de Orion B. De plus, les zones que nous avons observées avec IRS-LL ont une plus grande étendue et incluent celles observées avec IRS-SL. Enfin, la bande LW2 d'ISOCAM va de 5 à 8.5 μm et la bande LW3 de 12 à 18 μm . Les données IRS-SL sont donc nécessaires au calcul de l'intensité émise dans ces deux bandes puisqu'elles couvrent la gamme de 5 à 14.5 μm alors que les données IRS-LL vont de 14 à 35 μm et ne sont donc nécessaires que pour calculer l'intensité émise dans la bande LW3.

Création de "pseudo-cartes" LW2 et LW3

La première étape de cet inter-étalonnage consiste à créer des "pseudo-cartes" ISOCAM LW2 et LW3 à partir des données IRS, en utilisant les transmissions d'ISOCAM LW2 et ISOCAM LW3 (Fig. 4.10). Nous dégradons ensuite la résolution des "pseudo-cartes" LW2 et LW3 pour les amener à la résolution des données ISOCAM correspondantes. Les deux télescopes ont en effet des PSFs différentes puisque le miroir principal d'ISO mesurait 60 cm de diamètre alors que celui de Spitzer en mesure 85 cm. Nous convoluons les "pseudo-cartes" par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à $\sqrt{\text{FWHM}_{\text{ISOCAM}}^2 - \text{FWHM}_{\text{IRS}}^2}$, avec $\text{FWHM}_{\text{ISOCAM}}$ et FWHM_{IRS} les largeurs à mi-hauteur des PSFs ISOCAM et IRS aux longueurs d'onde considérées. Ainsi, nous tenons compte de la résolution de départ des données IRS.

Il nous faut enfin projeter les "pseudo-cartes" dans la grille des données ISOCAM. Les "pseudo-cartes" LW2 sont dans la grille IRS-SL (grille de 0.9"/pixel) et les "pseudo-cartes" LW3 sont dans la grille IRS-LL (grille de 2.5"/pixel). Les données ISOCAM sont échantillonnées dans une grille de 6"/pixel qui est la taille des pixels du détecteur ISOCAM-LW. Pour la carte complète (i. e. "mosaïquée") de Orion B, ces données ont été reprojétées dans

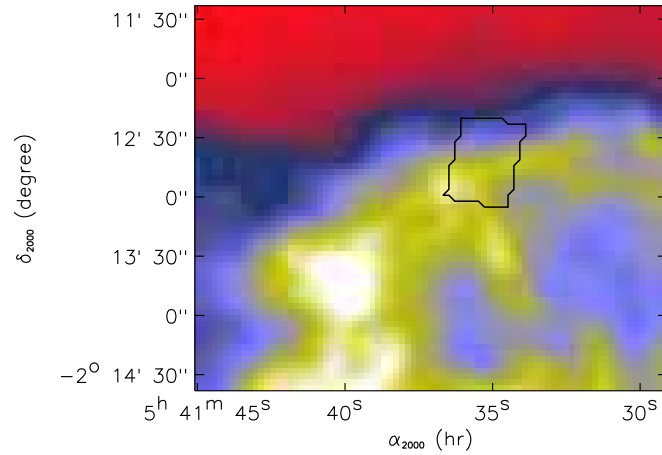


FIG. 4.11 – NGC2023 nord vue par ISOCAM au travers du filtre LW2. La zone utilisée pour l'inter-étalonnage est montrée en contour. Elle correspond à la zone observée avec IRS-SL. Cette image ISOCAM-LW2 est une partie de la carte d'Orion B présentée par Abergel et al. (2002). La taille d'un pixel est de $3'' \times 3''$.

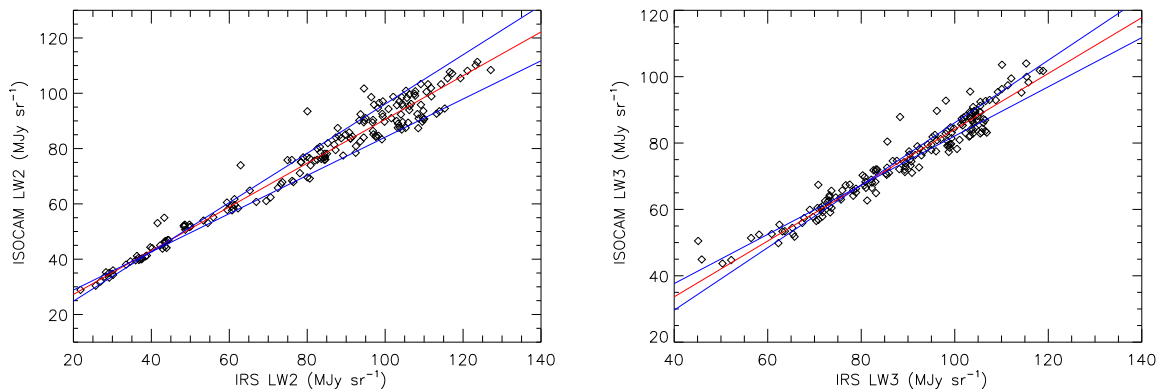


FIG. 4.12 – Diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Dans les deux cas, la droite rouge est le résultat d'une régression linéaire et les droites bleues ont des pentes dont les valeurs varient de ± 0.10 par rapport à celle de la droite ajustée. Les pentes des droites ajustées sont respectivement de 0.79 et 0.84 pour LW2 et LW3.

une mosaïque de $3''/\text{pixel}$. Bien que le niveau de traitement des données ISOCAM mosaïquées soit meilleur que celui des données "détecteur" (Miville-Deschênes et al., 2000), nous travaillerons avec ces dernières pour la Tête de Cheval. En effet, la structure spatiale du signal est très piquée dans cet objet à l'échelle de la taille des pixels. L'utilisation de la grille d'origine des données ISOCAM permet alors de minimiser les erreurs faites lors de la projection. Nous projetons les "pseudo-cartes" dans cette grille. Par contre, nous travaillerons avec la grille des données ISOCAM mosaïquées pour NGC2023 dans la mesure où le signal n'y est structuré spatialement qu'à des échelles plus grandes que la taille des pixels.

4.3. Inter-étalonnage IRS - ISOCAM

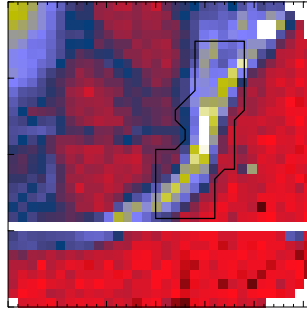


FIG. 4.13 – La Tête de Cheval vue sur le détecteur d'ISOCAM (32×32 pixels, $6''/\text{pixel}$) dans la bande LW2. Le contour représente la zone pour laquelle nous avons des données IRS-SL.

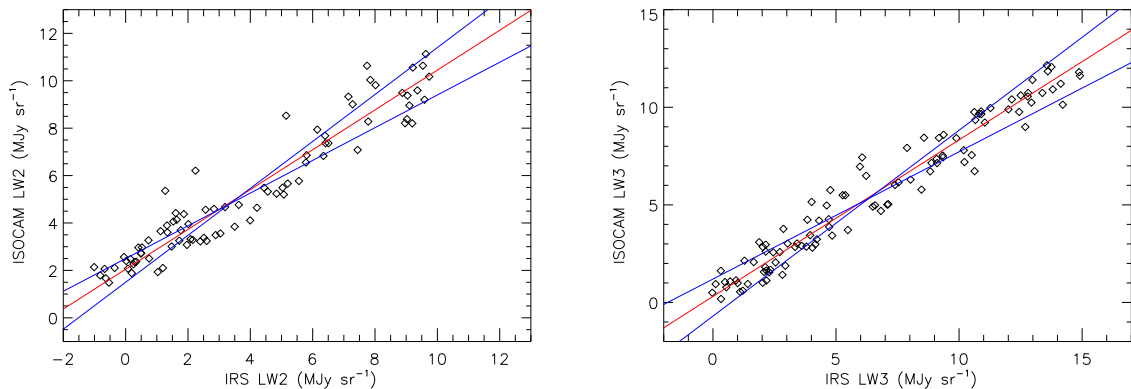


FIG. 4.14 – Diagramme de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Dans les deux cas, la droite rouge est le résultat d'une régression linéaire et les droites bleues ont des pentes dont les valeurs varient de ± 0.15 par rapport à celle de la droite ajustée. Les pentes des droites ajustées sont respectivement de 0.84 et 0.80 pour LW2 et LW3.

NGC2023

La figure 4.11 montre la zone sur laquelle l'inter-étalonnage est possible pour NGC2023 nord, sous la forme d'un contour superposé à la carte ISOCAM-LW2. La figure 4.12 montre les diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS. Les pentes obtenues sont de 0.79 ± 0.10 pour la corrélation des données dans la bande LW2 et de 0.84 ± 0.10 pour la corrélation des données dans la bande LW3. Ces valeurs correspondent au rapport de gain entre les données IRS et ISOCAM. Notons que les valeurs de l'ordonnée à l'origine obtenues pour les droites ajustées ne sont pas prises en considération. Elles rendent compte des différences de niveau zéro entre les données en raison de résidus de la soustraction du signal d'obscurité et/ou de l'émission zodiacale. Remarquons que les coefficients de corrélation entre les données ISOCAM et IRS sont respectivement

| Source | filtre ISOCAM | ISOCAM/IRS | Coeff. de correlation |
|----------------|------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| NGC2023 | LW2 | 0.79 ± 0.10 | 0.98 |
| NGC2023 | LW3 | 0.84 ± 0.10 | 0.96 |
| Tête de Cheval | LW2 | 0.84 ± 0.15 | 0.95 |
| Tête de Cheval | LW3 | 0.80 ± 0.15 | 0.97 |
| Moyenne | | 0.82 ± 0.12 | |

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des rapports de gain ISOCAM/IRS.

de 0.98 et 0.96 pour LW2 et LW3 ce qui indique que la structure spatiale est identique dans les deux jeux de données et qu'il n'y a pas de décalage astrométrique significatif entre les cartes ISOCAM et IRS.

La Tête de Cheval

La figure 4.13 montre l'image de la Tête de Cheval vue sur le détecteur ISOCAM au travers du filtre LW2 (32×32 pixels, $6''/\text{pixel}$). Les contours montrent là encore, la zone pour laquelle nous avons des données IRS-SL et pour laquelle nous pouvons faire l'inter-étalonnage. La figure 4.14 montre les diagrammes de corrélation entre les données ISOCAM (LW2 et LW3) et les données IRS (SL et LL). Pour ces corrélations, nous avons exclu les pixels du pic d'émission pour lesquels la relation n'est plus linéaire. Cela se traduit par l'utilisation des pixels dont l'intensité IRS est inférieure à 10 et 15 MJy sr^{-1} dans les bandes LW2 et LW3, respectivement. Les pentes obtenues sont de 0.84 ± 0.15 pour la corrélation des données dans la bande LW2 et de 0.80 ± 0.15 pour la corrélation des données dans la bande LW3. Comme pour NGC2023, les coefficients de corrélation sont très bons (0.95 et 0.97 pour LW2 et LW3, respectivement).

Résultat

Le tableau 4.1 récapitule les rapports de gains obtenus. Nous obtenons une moyenne de 0.82 ± 0.12 soit un écart de $18 \pm 12\%$ entre les données ISOCAM et les données IRS. Ce résultat est satisfaisant au vu de la précision photométrique d'ISOCAM en bande-large qui est de $\sim 10\%$ (Miville-Deschênes et al., 2000) et de celle d'IRS qui est de 10% pour l'étalonnage des sources ponctuelles. Nous obtenons un écart maximum de 5% entre les différents rapports de gains calculés. L'étalonnage relatif ainsi que la stabilité sont donc très satisfaisants. Dans la suite de ce travail de thèse, nous étudierons des variations spectrales au travers des régions dominées par le rayonnement. Ces variations spectrales se manifestent par des rapports d'émission (par ex : $5-8.5 \mu\text{m}/12-18 \mu\text{m}$) variant typiquement de 100% au travers des objets étudiés. La précision photométrique des cubes de spectro-imagerie IRS obtenus est donc tout à fait suffisante.

Chapitre 5

Émission des bandes aromatiques dans les régions HII

Sommaire

| | |
|---|----|
| 5.1 Les PAHs dans les régions HII | 69 |
| 5.2 Article : L'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval | 70 |
| 5.3 Résultats et conclusion | 80 |

5.1 Les PAHs dans les régions HII

Comme nous l'avons déjà vu à la section 2.2.3, les bandes aromatiques ont été détectées dans une large gamme de conditions physiques dans le MIS, notamment dans des spectres attribués à des régions HII (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002). Cependant, en raison de la complexité de la géométrie des objets étudiés, rien ne prouve que ces bandes soient émises par des PAHs situés dans la région HII plutôt que dans la PDR associée. De plus, des observations de régions HII très excitées (M17 et la barre d'Orion, Kassis et al., 2006; Giard et al., 1994a) mettent en évidence la destruction rapide des PAHs dans ces régions. Dans ces objets, le champ de rayonnement dur et intense semble être la cause principale de la destruction des PAHs par photodissociation (e. g. Kassis et al., 2006). Notons que d'autres processus comme l'érosion par les particules du gaz chaud ($T \sim 10^4$ K) pourraient également causer la destruction des PAHs (e. g. Giard et al., 1994a).

Dans les régions HII, le chauffage est généralement dominé par la photoionisation du gaz (§ 1.2.1). Cependant, Weingartner & Draine (2001c) ont montré que dans certaines conditions ($\chi/n_H \gtrsim 5 \text{ cm}^3$ où χ est l'intensité du champ de rayonnement UV entre 6 et 13.6 eV en unité de champ de Habing, 1968), le chauffage produit par effet photoélectrique

sur les poussières peut devenir important, voir supérieur au chauffage par photoionisation du gaz. L'efficacité du chauffage photoélectrique dépend beaucoup des propriétés des poussières et notamment de la distribution de taille. Cette distribution est telle que le chauffage par effet photoélectrique est dominé par les plus petites poussières. La présence de PAHs dans les régions HII peut donc jouer un rôle important pour l'équilibre thermique de ces régions.

Notons plus généralement, pour toutes les populations de poussière, que leur destruction dans les régions HII pourrait relâcher les éléments dont elles sont constituées dans la phase gazeuse. Le refroidissement étant dominé par les raies de transition interdite des métaux dans ces régions, cette destruction aurait un effet important sur le bilan thermique (Ferland, 2003).

5.2 Article : l'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval

L'objet de cet article soumis à la revue "*Astronomy & Astrophysics*", est l'étude des PAHs que nous avons détectés grâce au spectromètre IRS dans la région HII (IC434) qui se situe à l'avant de la nébuleuse de la Tête de Cheval. Les sections 1 et 2 sont dédiées à l'introduction et à la présentation du traitement des données. Nous présentons l'ensemble des observations de la Tête de Cheval à la section 3. La section 4 traite du spectre de la région HII et de la mise en évidence de la présence de PAHs dans le gaz ionisé. Dans les sections 5 et 6, nous étudions les propriétés des PAHs dans la région HII en comparant les spectres de cette région et de la région neutre (PDR). En effet, le rapport des bandes d'émission aromatiques est nettement différent entre ces deux régions, ce qui trace une variation des propriétés des PAHs. Dans la section 7, nous comparons le champ de rayonnement qui règne dans cette région HII à celui de régions HII plus excitées dans lesquelles les PAHs sont détruits rapidement. Enfin nous concluons à la section 8.

Aromatic emission from the ionised mane of the Horsehead nebula*

M. Compiègne¹, A. Abergel¹, L. Verstraete¹, W. T. Reach², E. Habart¹, J.D. Smith⁴, F. Boulanger¹, and C. Joblin³

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR8617, CNRS, Université Paris-sud XI, bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France

² Spitzer Science Center (SSC), California Institute of Technology, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125

³ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS et Université Paul Sabatier-Toulouse 3, Observatoire Midi-Pyrénées, 9 Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse cedex 04, France

⁴ Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721

Received ... ; accepted ...

ABSTRACT

Context. This work is conducted as part of the "SPECPRD" program dedicated to the study of very small particles and chemistry in photo-dissociation regions with the Spitzer Space Telescope (SST).

Aims. We study the evolution of the Aromatic Infrared Bands (AIBs) emitters across the illuminated edge of the Horsehead nebula and especially their survival and properties in the HII region.

Methods. We present spectral mapping observations taken with the Infrared Spectrograph (IRS) at wavelengths 5.2-38 μm . The spectra have a resolving power of $\lambda/\Delta\lambda = 64 - 128$ and show the main aromatic bands, H₂ rotational lines, ionised gas lines and continuum. The maps have an angular resolution of 3.6-10.6'' and allow us to study the nebula, from the HII diffuse region in front of the nebula to the inner dense region.

Results. A strong AIB at 11.3 μm is detected in the HII region, relative to the other AIBs at 6.2, 7.7 and 8.6 μm , and up to an angular separation of $\sim 20''$ (or 0.04 pc) from the ionisation front. The intensity of this band appears to be correlated with the intensity of the [NeII] line at 12.8 μm , which shows that the emitters of the 11.3 μm band are located in the ionised gas. The survival of AIB emitters in the HII region could be due to the moderate intensity of the radiation field ($G_0 \sim 100$) and the lack of photons with energy above ~ 25 eV. The enhancement of the intensity of the 11.3 μm band in the HII region, relative to the other AIBs can be explained by the presence of neutral PAHs.

Conclusions. Our observations highlight a transition region between ionised and neutral PAHs observed with ideal conditions in our Galaxy. A scenario where PAHs can survive in HII regions and be preferentially neutral could explain the detection of a prominent 11.3 μm band in other Spitzer observations.

Key words. ISM:individual objects: IC434, Horsehead - ISM:dust, extinction - ISM: HII region - Infrared: ISM - ISM: lines and bands

1. Introduction

Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) were proposed twenty years ago by Léger & Puget (1984) and Allamandola et al. (1985) to explain the infrared emission bands observed at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm . These emitters are an ubiquitous component of interstellar dust which has been observed with the Infrared Space Observatory (ISO) in a wide range of interstellar conditions (e. g. Boulanger et al., 1998a; Uchida et al., 2000). These aromatic infrared bands (AIBs) have already been observed in spectra attributed to HII regions (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002) but never with clear proof that their emitters are within the ionised gas rather than within an associated photodissociation region on the

same line of sight. Moreover, several studies report the destruction of these emitters in the HII regions of M17 and the Orion Bar. In these regions, the strong radiation field is thought to be the main cause of this destruction (e. g. Kassis et al., 2006, and reference therein). In this paper, we use "PAHs" as a generic term in order to designate the emitters of the AIBs although the exact nature of these emitters is still a matter of debate.

Dust grains can play an important role in the energetic balance of HII regions through photoelectric heating (Weingartner & Draine, 2001, and references therein). Since these processes are dominated by small grains, the presence of PAHs in HII regions has a strong impact on the physics of these objects.

In front of the western illuminated edge of the molecular cloud L1630, the visible plates are dominated by extended red emission due to the H α line emission emerging from the HII region IC434 (e. g. Louise, 1982). In the visible, the Horsehead nebula, also known as B33 (Barnard, 1919), emerges from the edge of L1630 as a dark cloud in the near side of IC434. The

Send offprint requests to: M. Compiègne,
email: Mathieu.Compiegne@ias.fr

* This work is based on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

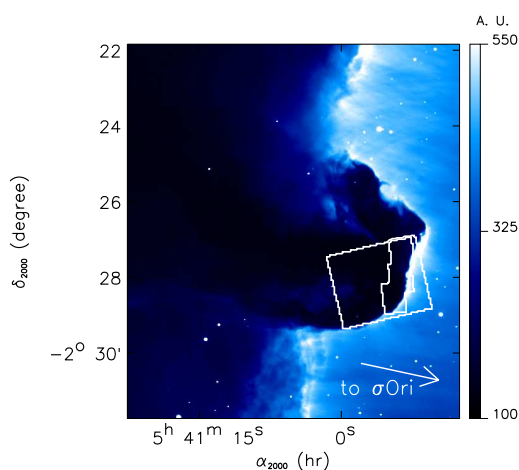


Fig. 1. $H\alpha$ map, in arbitrary units, obtained with the 0.9 m Kitt Peak National Observatory (KPNO) telescope (Pound et al., 2003). The contours show the areas observed with both IRS-SL (small area) and IRS-LL (large area).

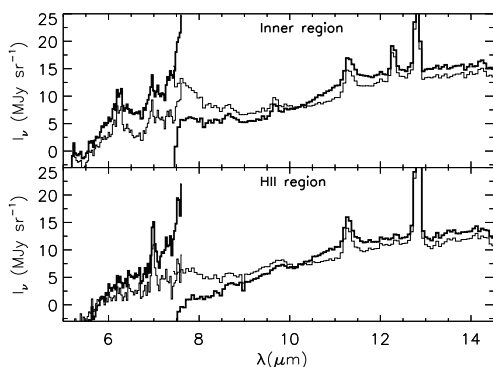


Fig. 2. Average SL spectra obtained within the Inner and HII regions (see the contours of these two regions in Fig. 5) before (thick line) and after (thin line) correction of the residual emission (see § 2).

Horsehead nebula is a familiar object in astronomy and has been observed many times at visible, IR and submm wavelengths (Zhou et al., 1993; Abergel et al., 2003; Pound et al., 2003; Teyssier et al., 2004; Habart et al., 2005; Pety et al., 2005; Hily-Blant et al., 2005). IC434 and the Horsehead nebula are excited by the σ Orionis star which is an O9.5V binary system (Warren & Hesser, 1977) with an effective temperature of $\sim 34\,600$ K (Schaerer & de Koter, 1997). L1630 is located at a distance of ~ 400 pc¹. Assuming that σ Orionis and the Horsehead are in the same plane perpendicular to the line

¹ from the study of the distances to B stars in the Orion association by Anthony-Twarog (1982).

of sight, the distance between them is ~ 3.5 pc ($\sim 0.5^\circ$) which gives $G_0 \sim 100$ (energy density of the radiation field between 6 and 13.6 eV in unit of Habing field, Habing, 1968) for the radiation field which illuminates the Horsehead nebula.

In this paper, we study the AIBs from IC434 in front of the Horsehead nebula observed with the Infrared Spectrograph (IRS; Houck et al., 2004) on board the Spitzer Space Telescope (Werner et al., 2004). The paper is organised as follows : in § 2, we present our IRS data and the data processing. In § 3, we show that IRS data confirm the description of the structure of the object from previous studies. In the following section (§ 4), we extract the typical spectrum of the HII region and study the location of the AIB emitters of this spectrum. We compare the HII region spectrum with the spectrum obtained in the inner region in § 5, and propose a scenario to explain the observed spectral variations in § 6. The survival of PAHs in the HII region is discussed in § 7. We conclude in § 8.

2. Observations & data reduction

The Horsehead nebula has been observed with IRS as a part of our ‘‘SPECPDR’’ program (Joblin et al., 2005) on 2004 October 2, and using the Short-High (SH), Long-High (LH), Short-Low (SL) and Long-Low (LL) modules of the instrument. In this paper, we only present SL ($5.2\text{--}14.5\ \mu\text{m}$, slit size: $57'' \times 3.6''$, $R=64\text{--}128$) and LL ($14\text{--}38\ \mu\text{m}$, slit size: $168'' \times 10.6''$, $R=64\text{--}128$) observations. We used the ‘‘spectral mapping mode’’. An observation is made of $N_{\text{step}} = 23$ (SL) or 25 (LL) steps of half the slit width in the direction perpendicular to the slit long axis. For the SL module, three observations were taken successively at three different positions in the sky in order to perform a complete mapping of the illuminated edge of the nebula. The resulting observed areas are shown in Fig. 1, overplotted on the $H\alpha$ map. The integration times were 14 and 60 s per pointing for the second ($5.2\text{--}8.7\ \mu\text{m}$) and the first ($7.4\text{--}14.5\ \mu\text{m}$) orders of SL, respectively, and 14 s per pointing for both orders of LL.

We have developed a pipeline which builds spectral cubes (two spatial dimensions and one spectral dimension) in a homogeneous way from the data (version S13) delivered by the Spitzer Science Center (SSC). We start from the BCD level. One integration corresponds to one BCD image. For each BCD image, we extract for all wavelengths an image of the slit which is projected on the sky. For each observation, made of N_{step} integrations, we build a spectral cube with $N_x \times N_y$ spatial pixels and N_w spectral pixels. We keep the same wavelength sampling as in the BCD images and the spatial grid has a pixel size of $2.5''$ for LL and $0.9''$ for SL (which corresponds to half the pixel size on the BCD images). Whenever we study the full spectral range, we also reproject the SL data on the LL grid.

We identify and correct the bad pixels not flagged out in the SSC pipeline by median filtering on the combined N_{step} BCD images. The data are flux-calibrated in Jansky using the pipeline S13 conversion factors and the tuning coefficients given in the ‘‘fluxcon’’ table. Finally, we derive extended emission flux intensities by using the Slit Loss Correction Function due to the point-spread function overfilling the IRS slit (Smith et al., 2007). In the following, the LL data at $35\text{--}38\ \mu\text{m}$ are not considered due to the strong decrease of sensitivity.

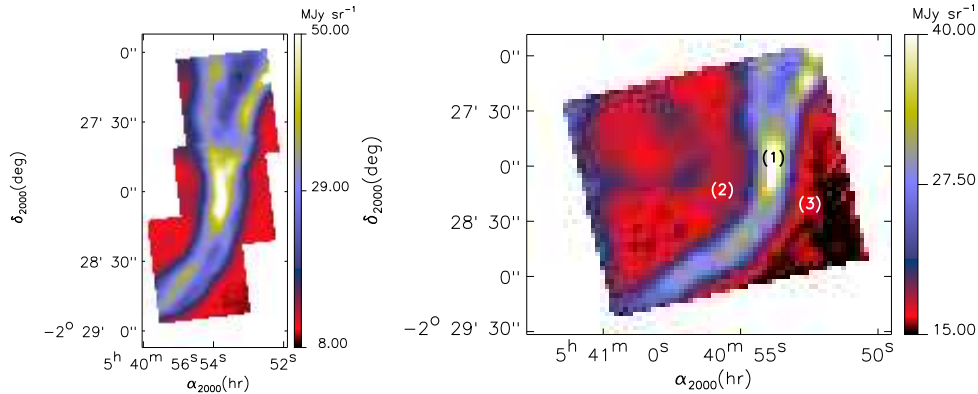


Fig. 3. Maps of the Horsehead nebula at 11-11.5 μm (SL, left panel) and 20-21 μm (LL, right panel). The SL and LL maps have pixel size 0.9'' and 2.5'', respectively. Positions of the spectra of Fig. 4 are shown on the LL map (right panel).

Only the HII region in front the Horsehead nebula presents nearly flat infrared emission and could have been used to define an *off* spectrum. Since the goal of this paper is precisely to study the emission emerging from the HII region, we did not subtract any off spectrum. The lack of such correction explains the discontinuity systematically found for all pixels between the first order and the second order parts of the SL spectra, together with a systematic decrease of the continuum with decreasing wavelength, down to negative values for wavelengths below $\sim 6 \mu\text{m}$ (Fig. 2). We find that for each pixel the amplitude of these effects does not depend on the detected emission, but appears strongly correlated with the non-zero emission detected in the interorder regions of the BCD images which in principle does not receive any incident photon. This non-zero emission does not depend on the emission in the order regions of the BCD images, but presents some correlation with the emission in the peakup region of the array. It could be a residual after the “droop” or the stray-light corrections (see the IRS data handbook²). We estimate the amplitude of this residual in the order regions by extrapolating for each row the emission detected in the interorder regions, and subtract this residual from the BCD image. This subtraction is performed on the BCD image multiplied by the flat field image (taken in the calibration files delivered by the SSC), since we work in the hypothesis that the effects we want to correct are additive. Then, we divide the corrected BCD image by the flat field image. Finally, we build a corrected spectral cube using the algorithm described above. The correction only affects the shape of the continuum emission and does not change the amplitude of the spectral bands and lines. The discontinuity between the two orders of the SL spectra is strongly reduced (Fig. 2). However, we have to keep in mind that at that time the origin of the corrected effects is not known, therefore we must be cautious in the interpretation of the continuum emission.

² see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/>

3. The Horsehead as seen by IRS

Figure 3 gives an example of the spectral maps obtained from SL and LL observations. For all pixels within the SL field, we have a full spectrum from 5 to 35 μm (Fig. 4).

The zodiacal emission is computed using the SSC background estimator³ which is based on the COBE/DIRBE model (Kelsall et al., 1998). The dashed lines in Fig. 4 show the zodiacal contribution to our observations which is not simply the zodiacal emission at the date and sky coordinates of our observations. Indeed, the “dark” level subtracted from the data in the SSC pipeline is obtained without shutter by pointing a fixed area of the sky with faint infrared emission (RA = 268°96, DEC = 65°43) as explained in the IRS Data Handbook. This “dark” level will contain some zodiacal emission ($\sim 14 \text{ MJy sr}^{-1}$ at $\sim 18 \mu\text{m}$). Therefore, the zodiacal contribution to our observations is the difference between the zodiacal emission at the time and the position of our observations and the zodiacal emission at the “dark” position. This zodiacal contribution does not vary across the observed area of the sky and is accurate to $\sim 14\%$.

The spatial structure detected with IRS is comparable to the broad-band observations taken with ISOCAM (Abergel et al., 2003), but we now have the spectral information from 5 to 35 μm and better spatial resolution. Thanks to the edge-on geometry of this PDR, it is possible to perform spectral analysis of the emission in the HII region, the edge of the PDR and the inner region inside the PDR, separately. Three illustrative spectra for individual pixels are presented in Fig. 4:

- (1) The first spectrum is taken at the infrared peak position and is typical for a PDR. It shows the main H_2 rotational lines (0-0S(4) to S(0) at 6.9, 9.7, 12.3, 17.0 and 28.2 μm), the AIBs and continuum.
- (2) The second spectrum is taken in the inner region behind the peak (to the east of the peak) and shows AIBs and H_2 emis-

³ see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/background/>