Première partie

Configurations des interféromètres

Chapitre 1

Interférométrie : principe et instrumentation

Notre compréhension de la physique de l'Univers et des objets qui le composent dépend de la capacité des instruments à restaurer avec la plus grande précision l'information spatiale et spectrale contenue dans le rayonnement qui nous parvient. L'information spatiale (l'intensité en fonction de la direction sur le ciel) permet d'obtenir une image (ou carte ou distribution de brillance) de la région du ciel observée et l'information spectrale (l'intensité du rayonnement en fonction de la longueur d'onde) nous permet dobtenir un spectre. Les deux aspects sont complémentaires dans la détermination des paramètres physiques d'une source : distance, morphologie, composition, dynamique, densité etc...

L'interférométrie est une technique extrêmement efficace de restauration de l'information spatiale [1]. Les progrès et les investissements réalisés dans le développement de cette technique la place au tout premier plan de l'instrumentation contemporaine. Depuis le domaine des grandes longueurs d'onde radio jusqu'à celui de l'optique, des projets d'interféromètres de plus en plus importants voient le jour. Alors que les grands instruments construits au sol durant cette dernière décennie ont surtout été des téléscopes optiques à grand miroir (même si de nouveaux interféromètres ont aussi fait leur apparition), les grands instruments de la prochaine décennie seront essentiellement des interféromètres. (A la charnière le VLT appartient aux deux catégories.) Cette évolution n'est pas un hasard puisque, pour une longueur d'onde donnée, l'interférométrie permet d'atteindre des résolutions de plusieurs ordres de grandeur meilleures que les téléscopes les plus grands, mais au prix d'une technologie d'autant plus complexe que la fréquence est élevée. C'est ainsi que les premiers interféromètres sont d'abord apparus aux grandes longueurs d'onde radio, puis dans le domaine millimétrique et enfin en infrarouge et optique. Avec le développement des technologies l'interférométrie, en tant que technique d'imagerie (elle est sinon pratiquée depuis bien longtemps en optique), a gagné tous les domaines de longueur d'onde, de la radio jusqu'à l'optique.

Ce chapitre a pour but d'introduire les principes fondamentaux de l'interférométrie

[1]elle permet également d'obtenir l'information spectrale mais dans cette partie nous nous cantonnons à l'aspect imagerie

ainsi que les méthodes et l'instrumentation associées. Dans la première section une approche heuristique de l'interférométrie est proposée : en partant de l'expérience de Young on montre qu'il est possible de reconstruire l'image d'une source à partir de mesures d'intensité en différents points des franges d'interférences. Dans la deuxième section, les différents concepts ainsi introduits sont reliés à la réalité pratique de l'interférométrie. La troisième section décrit les interféromètres d'aujourd'hui et les projets en cours de développement et devant être construits dans les prochaines années.

1.1 L'interférométrie comme technique d'imagerie

La réalisation d'une image à partir du rayonnement électromagnétique peut se faire selon deux techniques différentes : par montage optique (imagerie directe) ou par synthèse.

1.1.1 L'imagerie directe

L'imagerie directe est la technique la plus ancienne (première lunette au début du XVII^{e} siècle) et la plus répandue (photographie, vidéo). C'est aussi celle qu'a choisi la nature en dotant un grand nombre d'être vivants de systèmes optiques imageurs : les yeux.

Cette technique dont le shéma de principe est donné Figure 1.1 consiste à sommer à l'aide d'un système optique toute l'intensité lumineuse provenant d'une direction donnée en un point d'un plan, appelé plan image. Le montage est tel que les coordonnées d'un point sur le plan sont homotétiques des coordonnées angulaires (par rapport au centre du champ) de la direction responsable de l'intensité en ce point. Ainsi, la distribution d'intensité sur le plan image après transformation inverse des coordonnées constitue une image de la région du ciel observée.

Cette technique requiert donc un seul système optique et au moins un détecteur dans le plan image. Dans le cas ou un seul détecteur existe, plusieurs pointages sont necessaires pour reconstituer l'image : en déplaçant le centre du champ on permet au détecteur d'échantillonner l'image de la région du ciel balayée. Si une matrice de détecteur est disponible il est possible d'obtenir en un seul pointage l'image de la région sous-tendue par la matrice. Par exemple, les matrices CCD, largement utilisées en optique et infrarouge permettent d'échantillonner de façon complète (sans trous) le plan image. Les plaques photographiques utilisées avant la venue des CCD ainsi que la rétine de nos yeux peuvent également être considérées comme des matrices de detecteurs de taille moléculaire et cellulaire respectivement.

En réalité cette description est un peu simplifiée et un problème lourd de conséquences sur la précision de l'image obtenue a été ignoré : il est impossible de concentrer tout le rayonnement collecté par le système optique et provenant d'une direction donnée du ciel en un point infiniment petit du plan image. Ceci est dû au phénomène de diffraction affectant la propagation d'une onde au travers d'une ouverture finie (en l'occurence l'ouverture du système optique). Ainsi, plutôt que d'être concentrée en un point X, l'intensité

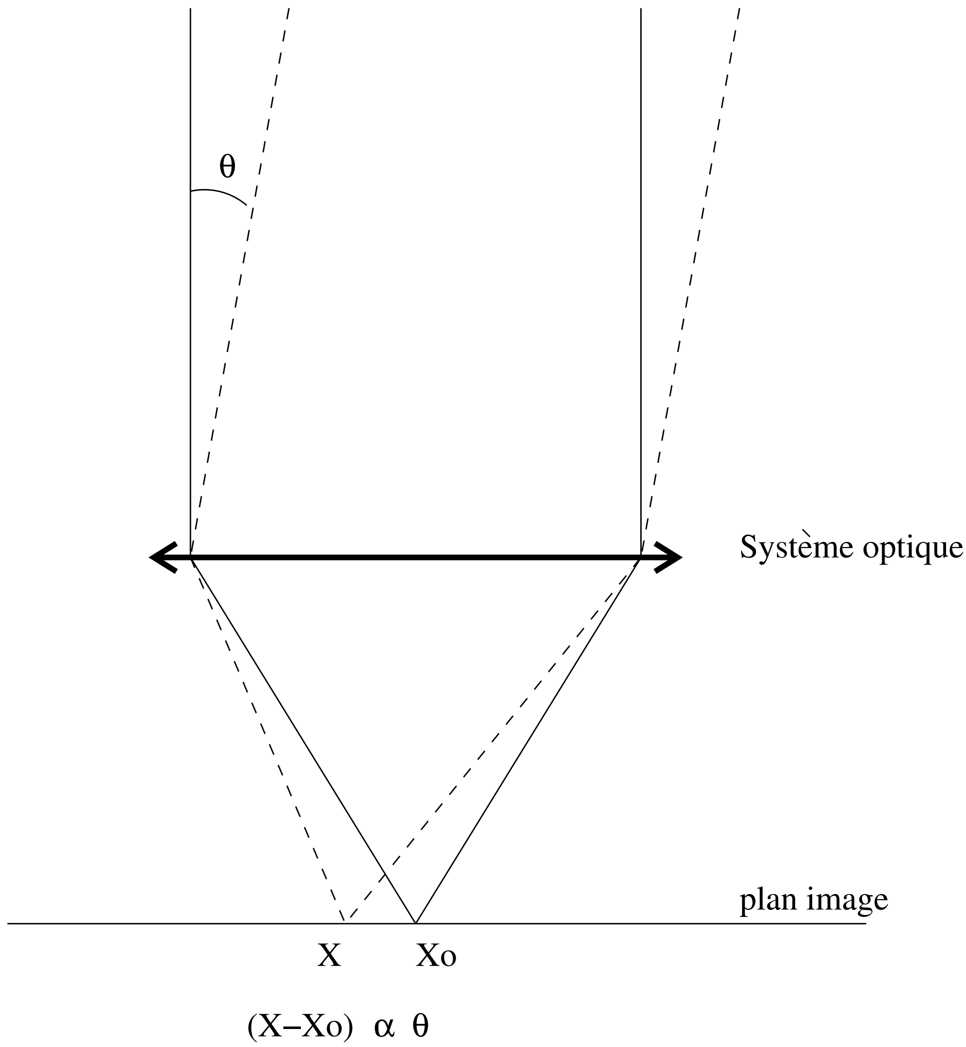

Fig. 1.1 – Imagerie directe : un système optique somme le flux traversant l'ouverture et provenant d'une direction donnée θ en un point X du plan image. $X - X_o$ est proportionnel à θ. Après la transformation linéaire inverse des coordonnées la distribution d'intensité sur le plan image est une image du ciel.

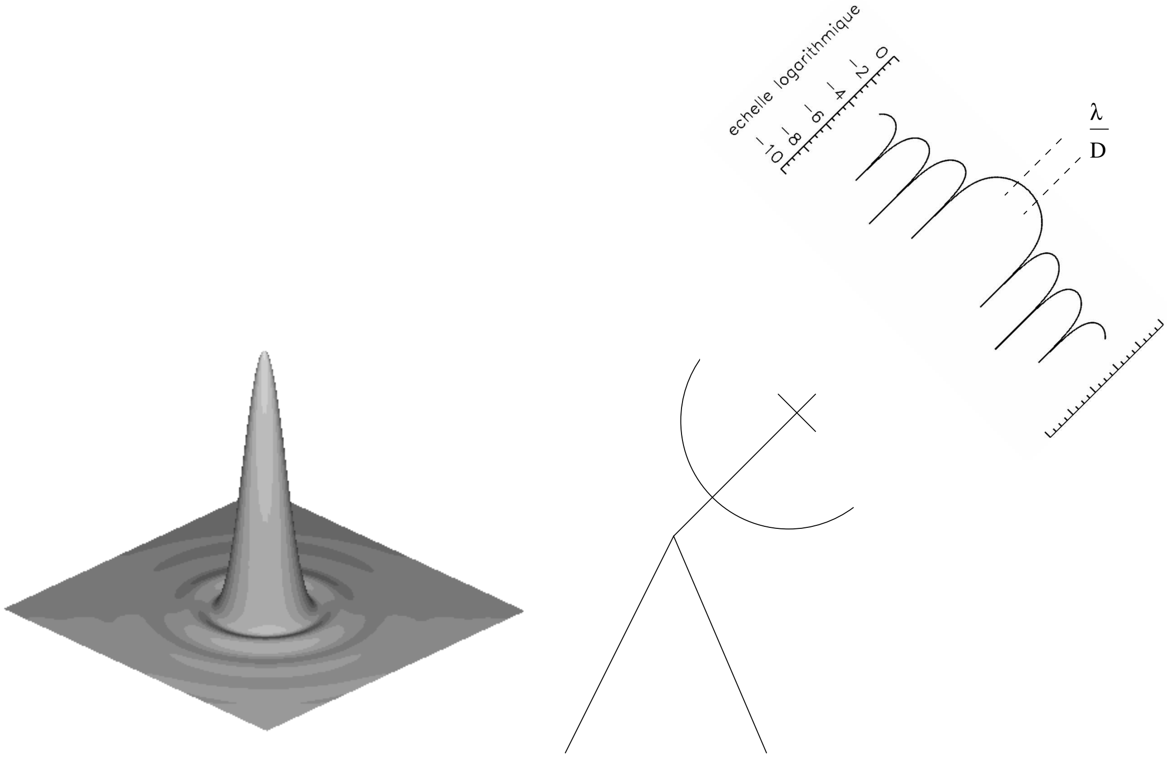

FIG. 1.2 – A gauche la PSF produite par une ouverture circulaire. A droite la même fonction représente la sensibilité de l'antenne radio en fonction de la position angulaire sur le ciel, c. à d. le lobe de l'antenne (ici représenté selon une échelle logarythmique).

provenant d'une direction est distribuée autour de ce point selon une fonction calculable analytiquement qui ne dépend que de l'ouverture du système et de la longueur d'onde et que l'on appelle fonction d'étalement de point (PSF pour Point Spread Function). La PSF produite par une ouverture circulaire est représentée Fig. 1.2. En considérant la distribution de brillance de la source B comme une juxtaposition continue de sources ponctuelles et l'image obtenue $\hat{B}$ comme la somme des PSFs correspondant à chacune de ces sources on montre que :

$$\hat{B}(l,m) = \int\int B(l',m')\,\mathrm{PSF}(l-l',m-m')\,dl'\,dm', \tag{1.1}$$

où l et m représentent les coordonnées angulaires de la sphère celeste. Cette équation, très générale, permet de décrire la réponse d'un instrument à un signal connaissant sa réponse impulsionnelle (ici PSF). Elle a donc un grand nombre d'applications en physique et un formalisme a été développé : par définition on dit que le terme de droite est le produit de convolution de la fonction B par la fonction PSF. Nous noterons :

$$\hat{B} = B * \mathrm{PSF}. \tag{1.2}$$

On définit la résolution de l'image, représentant la taille minimum d'un détail pouvant être distingué, comme la largeur à mi-hauteur de la PSF (on peut également voir la résolution comme la taille de la tâche représentant une source ponctuelle). En calculant la PSF pour une ouverture circulaire de diamètre D on montre (voir par ex. Hecht 1987, p416) que la résolution angulaire exprimée en radians est donnée par :

$$\delta\theta \simeq \frac{\lambda}{D} \tag{1.3}$$

où λ est la longueur d'onde. On voit donc que pour augmenter la résolution il faut augmenter le diamètre, d'où l'évolution des téléscopes vers des diamètres de plus en plus grands. Augmenter le diamètre des téléscopes présente également l'avantage d'augmenter leurs sensibilités : plus la surface de l'ouverture est grande plus le nombre de photons collectés est important et plus l'instrument sera sensible à des sources de faible luminosité.

Une autre conséquence de ce résultat est qu'un récepteur placé dans le plan image d'un téléscope ne reçoit pas l'émission provenant d'un seul point du ciel : l'émission des points voisins, étalée par la PSF, atteint également le récepteur. On voit alors que la sensibilité du récepteur en fonction de la position angulaire sur le ciel est donnée par la PSF. En radio, où l'on a en général un seul récepteur par téléscope (pour une longueur d'onde), on a coutume d'appeler la représentation de la sensibilité en fonction de la position angulaire sur le ciel, le lobe. **Ainsi le lobe d'un téléscope de diamètre D a une largeur à mi-hauteur égale à** λ/D (voir Fig. 1.2). Il faut noter ici que la sensibilité en fonction de la direction du récepteur lui-même a été ignorée (seule la diffraction du téléscope a été considérée). Cette fonction joue en général un rôle non négligeable dans la forme du lobe mais affecte peu sa largeur à mi-hauteur.

1.1.2 Interférences et information spatiale

L'expérience de Young

L'expérience des trous d'Young met en évidence le phénomène d'interférence et permit à son auteur de montrer le caractère ondulatoire de la lumière. Deux trous percés dans un plan opaque et illuminés par un rayonnement monochromatique produisent un système de franges (alternance de bandes sombres et claires) sur un écran (voir Fig.1.3).

En effet, si l'on considère une onde plane dont le front d'onde est parallèle au plan des trous (T_1 et T_2) et que l'on place l'origine des phases au niveau du plan des trous alors l'expression du champ électrique en un point de l'écran est donnée par :

$$V = A\cos[2\pi\nu t_1] + A\cos[2\pi\nu(t_1 - \Delta t)] \tag{1.4}$$

où A est l'amplitude de l'onde incidente, ν sa fréquence, t_1 le temps de propagation du trou T_1 au point considéré, et Δt la différence de temps de parcours des ondes issues des deux trous. Le premier terme correspond à l'onde provenant de T_1 et le deuxième à celle provenant de T_2. En développant l'expression de l'intensité lumineuse $I =< VV^* >$ on obtient en ce point :

$$I = A^2(1 + \cos[2\pi\nu\Delta t]). \tag{1.5}$$

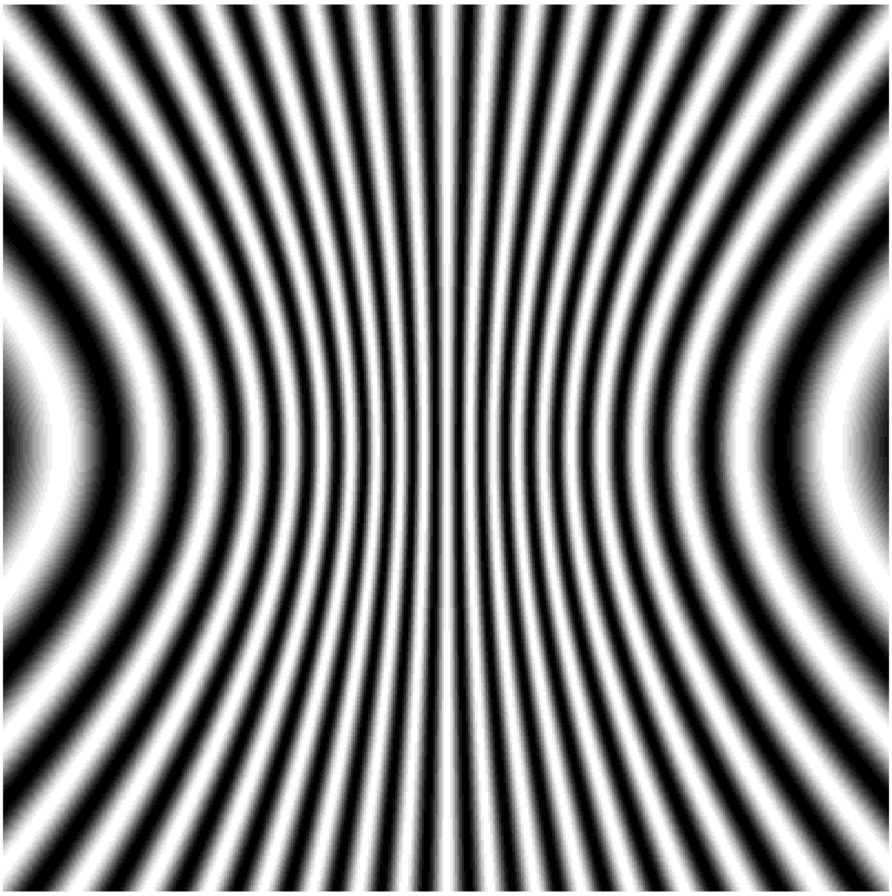

FIG. 1.3 – Franges d'interférence observées sur un écran placé derrière deux ouvertures illuminées par une source ponctuelle monochromatique.

Δt étant une fonction croissante de la distance au plan constitué des points équidistants des trous (plan médian), le cosinus de cette expression explique la présence de franges sur l'écran. Ces franges proviennent de la combinaison plus ou moins constructive (ou plus ou moins destructive) des ondes issues des deux trous selon leur déphasage relatif.

Source étendue

Plaçons-nous maintenant en un point O équidistant des deux trous. Alors, pour toute source située à l'infini sur la droite $\mathcal{D}$ perpendiculaire au plan défini par O et T_1 et T_2 et passant par le point R de coordonnées angulaires $\overrightarrow{OM}$ (M est le milieu de (T_1T_2), voir Figure 1.4a), la différence de parcours est nulle ($\Delta t = 0$) et l'intensité en O est $I = 2A^2$. Par contre, pour une source située sur une droite parallèle à $\mathcal{D}$ mais à une distance angulaire θ la différence de parcours est $\Delta l = d \sin\theta$ où d est la distance entre les deux trous (voir Figure 1.4b). Δl est le "retard géométrique". Si θ est petit ($\sin\theta \simeq \theta$) le déphasage relatif du champ au niveau des trous est $2\pi\,\nu\, d\,\theta/c$, c étant la vitesse de la

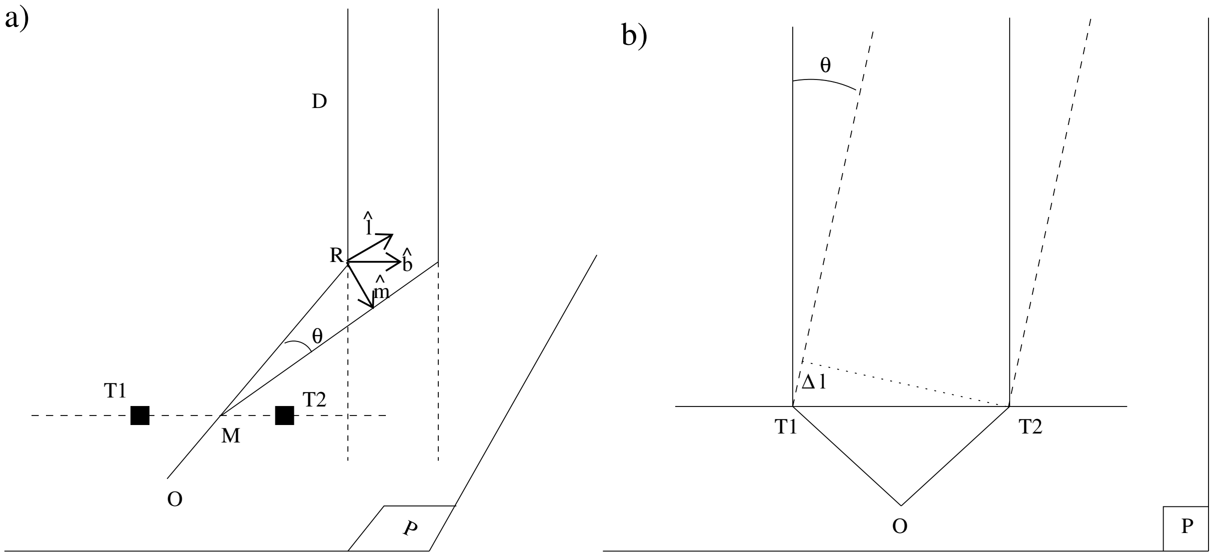

FIG. 1.4 – Schémas illustrant les différents termes utilisés dans la déscription de l'expérience des trous d'Young. **a)** Pour une source située sur la droite $\mathcal{D}$, les deux ondes issues des trous T_1 et T_2 arrivent en O sans déphasage relatif. Pour une source située sur la droite parrallèle et à une distance angulaire θ les deux ondes ont un déphasage relatif égal à $2\pi\Delta l/c$. M est le milieu de T_1T_2, R est le centre de phase, $\hat{\boldsymbol{b}} = \vec{T_1T_2}/|T_1T_2|$, $\hat{\boldsymbol{l}}$ et $\hat{\boldsymbol{m}}$ représentent les vecteurs unitaires du système de coordonnées du plan du ciel. **b)** Illustration de la différence de chemin optique Δl.

lumière. L'intensité en O est alors :

$$I \simeq A^2 \left(1 + \cos\left[2\pi\nu \frac{d\,\theta}{c}\right]\right) = A^2 + A^2 \cos\left[2\pi \frac{d}{\lambda}\theta\right]. \tag{1.6}$$

Notons $\boldsymbol{b}$ le vecteur $\overrightarrow{T_1T_2}$, $\hat{\boldsymbol{b}}$ le vecteur unitaire, $\overrightarrow{T_1T_2}/|T_1T_2|$ et $\boldsymbol{\xi}$ le vecteur position dans le repère (R,$\hat{\boldsymbol{l}}, \hat{\boldsymbol{m}}$) du ciel supposé localement plan. R, le point de coordonnées angulaires correspondant à la direction $\overrightarrow{OM}$ est appelé centre de phase. On obtient l'intensité mesurée en O pour une source étendue en intégrant l'équation précédente sur l'angle solide sous-tendu par la source Ω. Si $B(\boldsymbol{\xi}) = A^2(\boldsymbol{\xi})$ désigne la distribution de brillance de la source illuminant les trous on obtient :

$$I = B_T + \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi})\, F_{\boldsymbol{b}}(\boldsymbol{\xi})\, d\Omega \tag{1.7}$$

avec

$$F_{\boldsymbol{b}}(\boldsymbol{\xi}) = \cos\left[2\pi\, \boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{b}\right] = \cos\left[2\pi \frac{d}{\lambda}\, \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\boldsymbol{b}}\right], \tag{1.8}$$

et où B_T est l'intensité totale de la source. Le fait d'intégrer suppose que les rayonnements provenant de différents points de la source n'interfèrent pas entre eux, c. à d. que la source est spatialement incohérente, c'est le cas de la grande majorité des sources astrophysiques.

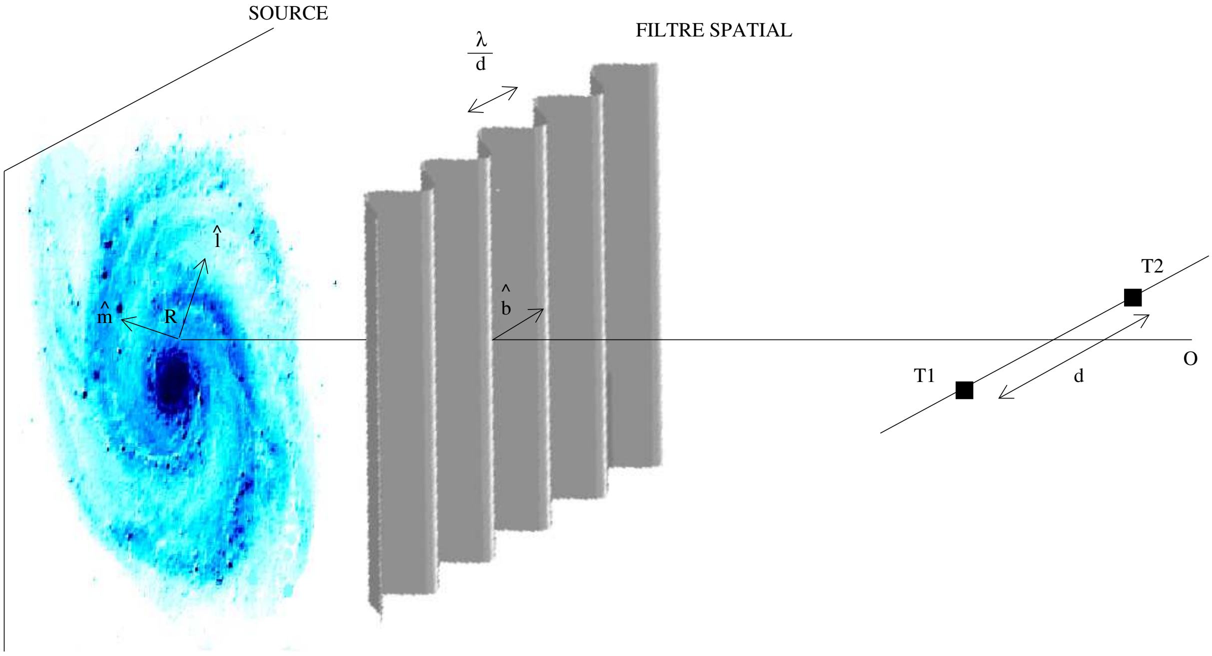

FIG. 1.5 – Illustration du filtrage spatial opéré lors de la mesure interférométrique. L'intensité mesurée en O est égale à l'intégrale de la distribution de brillance de la source multipliée par un filtre spatial sinusoïdal de fréquence spatiale d/λ plus une constante B_T. La forme et la position du filtre étant connues de l'observateur, l'intensité mesurée contient une information spatiale.

Ainsi d'après l'équation 1.7, à une constante B_T près, l'intensité mesurée en un point O équidistant de deux trous (ou ouvertures) correspond à l'intensité totale provenant de la source multipliée par un filtre spatial dont la fonction de transfert est sinusoïdale. Ce filtre (ou plutôt sa fonction de transfert) est ondulé suivant l'axe défini par les deux ouvertures et selon une fréquence angulaire spatiale égale à la distance entre les deux ouvertures exprimées en longueurs d'onde d/λ (voir Figure 1.5). L'ondulation est centrée sur le centre de phase (la phase de l'ondulation est nulle en ce point). La forme du filtre est donc déterminée par les positions de O, T_1 et T_2 connues de l'observateur.

On peut montrer que l'intensité mesurée en un autre point quelconque O' aura la même forme excepté l'apparition d'un terme de phase φ dans l'expression du filtre. Autrement dit, la brillance sera sommée au travers d'un filtre ayant les mêmes ondulations et selon la même direction mais déphasé (comme déplacé le long de $\hat{\boldsymbol{b}}$). Le déphasage du filtre φ dépend uniquement de la position du point de mesure O' par rapport à T_1 et T_2 :

$$\varphi = 2\pi\nu\Delta t \tag{1.9}$$

où Δt est la différence entre les temps de parcours des ondes issues des deux trous.

Deux observables par paire d'ouvertures

L'intégrale de l'équation 1.7 contient une information spatiale puisque la brillance est sommée au travers d'un filtre spatial connu. Cependant, à elle seule, elle ne permet pas de reconstituer une image de la source. Peut-on obtenir plus d'information à partir de la même paire d'ouvertures ? Nous avons vu que mesurer l'intensité en différents points des franges revient à mesurer l'intensité pour différentes positions d'un même filtre spatial sinusoïdal sur le plan de la source. On peut ainsi obtenir de l'information spatiale complémentaire. Plus précisément l'intensité en un point quelconque des franges est donnée par :

$$\begin{aligned} I &= B_T + \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \cos\left[2\pi\frac{d}{\lambda}\boldsymbol{\xi}\cdot\hat{\boldsymbol{b}} - \varphi\right] d\Omega \\ &= B_T + \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \left\{\cos\left[2\pi\frac{d}{\lambda}\boldsymbol{\xi}\cdot\hat{\boldsymbol{b}}\right]\cos\varphi + \sin\left[2\pi\frac{d}{\lambda}\boldsymbol{\xi}\cdot\hat{\boldsymbol{b}}\right]\sin\varphi\right\} d\Omega \\ &= \cos\varphi\, I_1 + \sin\varphi\, I_2 + B_T, \end{aligned} \tag{1.10}$$

avec :

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \cos\left[2\pi\frac{d}{\lambda}\boldsymbol{\xi}\cdot\hat{\boldsymbol{b}}\right] d\Omega \\ &\text{et} \\ I_2 &= \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \sin\left[2\pi\frac{d}{\lambda}\boldsymbol{\xi}\cdot\hat{\boldsymbol{b}}\right] d\Omega \end{aligned} \tag{1.11}$$

Le déphasage du filtre spatial φ ne dépend que de la position du point de mesure par rapport aux ouvertures, donc, si l'on connait I_1 et I_2 (et B_T mais sa valeur est indépendante de la paire d'ouvertures) on peut calculer la valeur de l'intensité en tout point des franges. Toute l'information spatiale qu'il est possible d'extraire pour cette paire d'ouvertures sera effectivement extraite.

Les valeurs de I_1 et I_2 peuvent s'obtenir facilement si l'on choisit la position de quelques points de mesure de façon adéquate. Par exemple, si l'on note I_O la mesure en O ($\varphi = 0$), I_P la mesure en un point tel que $\varphi = \pi$, I_Q la mesure en un point tel que $\varphi = \pi/2$ et I_R la mesure en un point tel que $\varphi = 3\pi/2$. Alors on a :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_O - I_P \\ I_2 &= I_Q - I_R. \end{aligned} \tag{1.12}$$

Ainsi, en mesurant l'intensité en divers points des franges d'interférence il est possible d'accéder à deux observables I_1 et I_2 dont les expressions sont données par les équations 1.11. Ces deux observables contiennent toute l'information spatiale accessible pour une paire d'ouverture donnée. Par convention ces deux observables sont notées sous la forme d'un nombre complexe appelé **visibilité** :

$$\mathcal{V} = I_1 + iI_2 = |\mathcal{V}|e^{i\phi} \tag{1.13}$$

où ϕ est défini comme étant l'angle tel que : $\cos\phi = I_1/|\mathcal{V}|$ et $\sin\phi = I_2/|\mathcal{V}|$. Le couple $(|\mathcal{V}|, \phi)$ est une autre représentation des observables interférométriques. Physiquement, la phase de la visibilité ϕ représente le déphasage du filtre spatial donnant le maximum d'intensité. En effet, d'après la définition de ϕ l'équation 1.10 peut s'écrire :

$$I = |\mathcal{V}|\cos\varphi\cos\phi + |\mathcal{V}|\sin\varphi\sin\phi + B_T = |\mathcal{V}|\cos(\varphi - \phi) + B_T. \tag{1.14}$$

On voit que l'intensité est maximale pour $\varphi = \phi \bmod 2\pi$ et que le module de la visibilité $|\mathcal{V}|$ correspond à la valeur de cette intensité maximale moins B_T. On peut noter que les valeurs de I_1 et I_2 permettent également d'obtenir la valeur du complexe conjugué de $\mathcal{V}$: $\mathcal{V}^* = I_1 - iI_2$. $\mathcal{V}^*$ contient la même information que $\mathcal{V}$ mais correspond à la mesure de visibilité obtenue si l'on avait défini $\boldsymbol{b} = \overrightarrow{T_2T_1}$, c. à d. si l'on avait inversé le rôle des deux ouvertures. Ceci vient du fait que la distribution de brillance est réelle (dans toute cette discussion on ignore la polarisation du rayonnement).

Toute l'information spatiale accessible pour une paire d'ouvertures est maintenant identifiée. Il reste cependant évident que celle-ci ne permet pas de reconstituer une image de la source. Pour un filtre donné il existe une infinité de distributions de brillance aux aspects très différents qui pourraient générer la même visibilité. Autrement dit, le problème est sous déterminé.

Dès lors, il apparaît clair que pour réduire la sous-détermination du problème il faut effectuer d'autres mesures de visibilité au travers de differents filtres, c. à d. à l'aide de différentes paires d'ouvertures. Afin d'obtenir des informations complémentaires il faut varier les orientations et les fréquences spatiales des différents filtres et donc varier l'orientation et la distance relative des ouvertures des différentes paires.

Ceci étant, la question de la faisabilité de l'imagerie à l'aide de visibilités reste posée. Peut-on espérer en multipliant le nombre d'ouvertures et en mesurant les visibilités correspondant à chacune des paires d'ouvertures obtenir suffisamment d'information pour reconstruire une image de la source ?

1.1.3 Faire de l'imagerie à partir de mesures de visibilités

Faisabilité

Pour chaque paire d'ouvertures (T_i, T_j), le filtre spatial est caractérisé par une orientation ψ_{ij} qui est celle du vecteur $\overrightarrow{T_iT_j}$ dans le référentiel celeste, $\psi = (\widehat{\boldsymbol{l}\boldsymbol{b}})$ (on suppose que toutes les ouvertures sont dans un même plan parallèle au plan de la source) et une fréquence angulaire spatiale $f_{ij} = d_{ij}/\lambda$ où d_{ij} est la distance entre les ouvertures. On note alors la visibilité mesurée pour la paire d'ouvertures T_iT_j : $\mathcal{V}_{ij} = \mathcal{V}_P(f_{ij}, \psi_{ij})$. Il peut être remarqué que (f_{ij}, ψ_{ij}) sont les coordonnées polaires du vecteur $\overrightarrow{T_iT_j}$ dont la norme est exprimée en longueurs d'onde. Il est plus courant d'utiliser des coordonnées cartésiennes notées (u, v) avec $u = f\cos\psi$ et $v = f\sin\psi$. Le plan sur lequel est ainsi défini le repère (u, v) est appelé plan uv. La fonction $\mathcal{V}_C(u, v) = \mathcal{V}_P(f, \psi)$, appelée fonction de visibilité, est intrinsèque à la source. Effectuer une mesure de visibilité pour une paire d'ouvertures

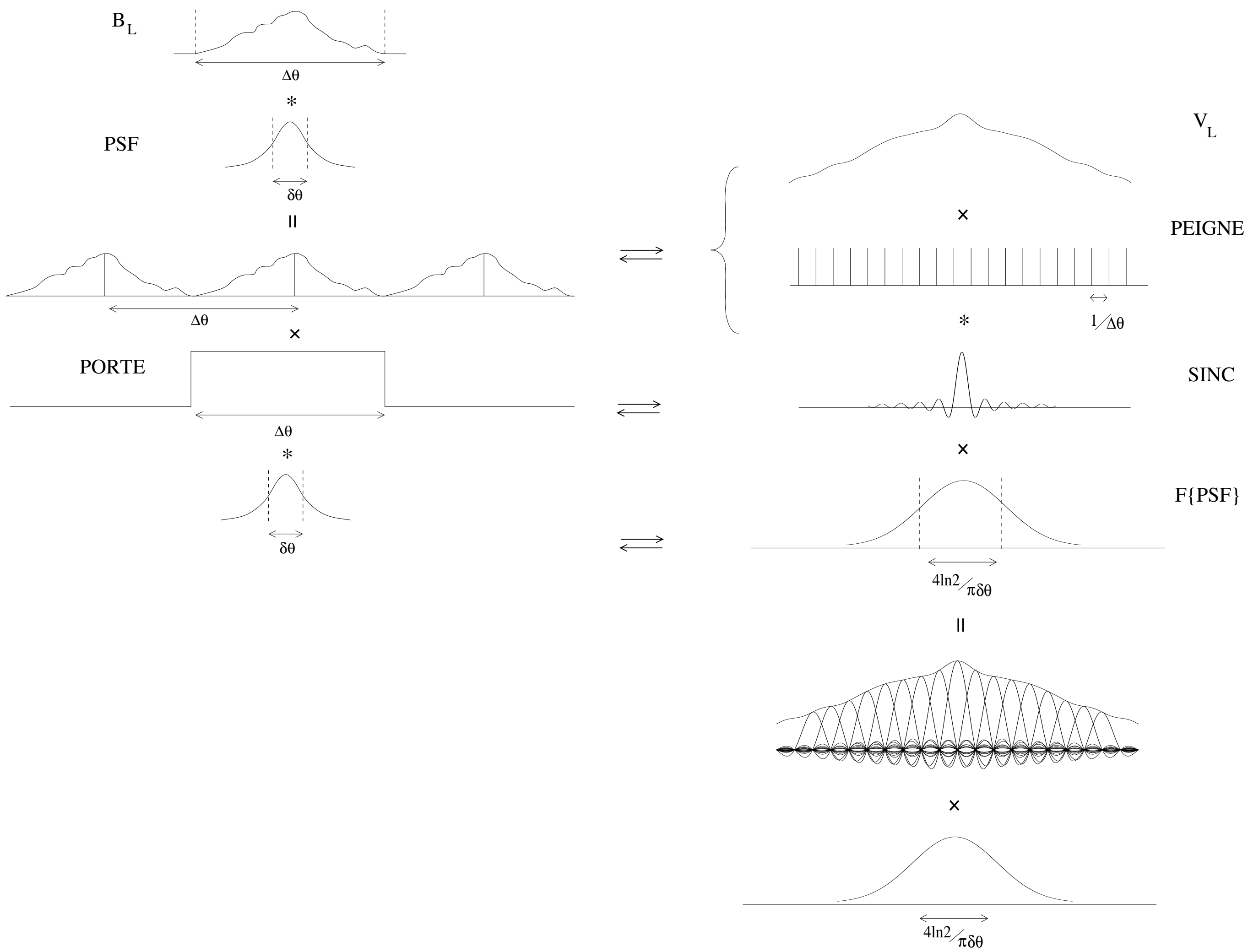

Fig. 1.6 – Illustration du calcul montrant que la TF de l'image à résolution finie que nous souhaitons reconstruire peut s'exprimer comme une somme de fonctions sinc2D chacune centrée sur le nœud d'une grille regulière de pas $1/\Delta\theta$ multipliée par la TF de la PSF.

donnée c'est échantillonner la fonction de visibilité en deux points du plan uv : en (u, v) et en $(-u, -v)$ puisque nous l'avons vu : $\mathcal{V}_C(-u, -v) = \mathcal{V}_C^*(u, v)$.

La question de la faisabilité peut alors se poser en ces termes : est-il possible de reconstruire l'image d'une source à partir d'un échantillonnage fini de sa fonction de visibilité ?

Il est utile à ce stade d'introduire le formalisme de l'analyse de Fourier. Développé au XIX^e siècle par Joseph Fourier ce domaine des mathématiques largement utilisé en physique est particulièrement adapté à la description de la relation entre une distribution de brillance et sa fonction de visibilité. On appelle transformée de Fourier (TF) d'une fonction f la fonction F telle que :

$$F(\boldsymbol{u}) \equiv \mathcal{F}\{f(\boldsymbol{x})\} = \iint f(\boldsymbol{x}) e^{2i\pi \boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{x}} dx_1 dx_2 \qquad (1.15)$$

où f et F sont des fonctions de $\mathbb{R}^2$ dans $\mathbb{C}$ et x_1 et x_2 sont les coordonnées du vecteur $\boldsymbol{x}$. D'après les équations 1.13 et 1.11 nous avons :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(\boldsymbol{b}) &= \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \cos[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}]\, d\Omega + i \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) \sin[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}]\, d\Omega \\ &= \int_\Omega B(\boldsymbol{\xi}) e^{2i\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}} d\Omega \qquad (1.16) \end{aligned}$$

Les coordonnées de $\boldsymbol{b}$ étant (u, v), celles de $\boldsymbol{\xi}$ étant (l, m) et intégrer sur l'angle solide étant équivalent à intégrer sur les coordonnées du ciel (l, m), cette équation peut se réécrire :

$$\mathcal{V}(u, v) = \iint B(l, m) e^{2i\pi(ul+vm)}\, dl\, dm. \qquad (1.17)$$

La fonction de visibilité $\mathcal{V}$ est donc la TF de la distribution de brillance B. Déjà, ce résultat montre que si nous connaissons $\mathcal{V}$ en tout point du plan uv, également appelé plan de Fourier, alors nous connaissons B en tout point du ciel.

Nous allons montrer qu'un nombre fini d'échantillons de la fonction de visibilité suffit à reconstruire l'image de la source lorsque les deux restrictions suivantes sont respectées :

1. la source est à support borné (de taille limitée)
2. le but est de reconstruire une image à résolution finie : nous acceptons que les détails de taille inférieure à une certaine limite ne soient pas distinguables sur l'image de la source.

La condition 1 est toujours vérifiée. En effet, pour des raisons de sensibilité le rayonnement de chaque ouverture est collecté à l'aide de téléscopes. Cela revient à placer chacun des trous de l'expérience de Young au foyer d'un téléscope. Or, comme nous l'avons vu dans la section précédente le rayonnement incident sur chaque trou provient d'une région délimitée par le lobe du téléscope. La région où le niveau du lobe est non-négligeable est appelée champ de vue. On estime en général le diamètre $\Delta\theta$ de cette région comme étant le double de la largeur à mi-hauteur du lobe, soit d'après l'équation 1.3 : $\Delta\theta = 2\lambda/D$. Donc, dans le cas où la source est très grande c'est le champ du téléscope qui limite la taille de la distribution de brillance impliquée dans les interférences, on notera B_L la distribution de brillance vue à travers le lobe (c. à d. multipliée par le lobe).

La taille de B_L étant inférieure à $\Delta\theta$ la source vue à travers le lobe peut être représentée comme une fonction périodique le long de $\hat{\boldsymbol{l}}$ et $\hat{\boldsymbol{m}}$ de période $\Delta\theta$ multipliée par une fonction "porte" nulle partout sauf à l'intérieur du carré centré en R et dont les côtés sont orthogonaux aux axes $(R,\, \hat{\boldsymbol{l}})$ et $(R,\, \hat{\boldsymbol{m}})$ et de longueur $\Delta\theta$, où la fonction porte est égale à 1. On notera, $\Box(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta})$ cette fonction porte. La fonction périodique peut être générée en convoluant B_L avec une fonction "peigne". Une fonction peigne $\sqcup\!\sqcup(l,m)$ est égale à 1 lorsque $l \in \mathbb{Z}$ et $m \in \mathbb{Z}$ et nulle partout ailleurs. Ainsi, B_L peut s'écrire :

$$B_L(l,m) = \Box\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right)\left[B_L(l,m) * \sqcup\!\sqcup\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right)\right] \tag{1.18}$$

où $*$ symbolise le produit de convolution.

La restriction 2 est, quant à elle, le lot commun de toute image quelle que soit la méthode utilisée pour l'obtenir. Nous avons déjà vu qu'une image obtenue à l'aide d'un système optique imageur est toujours limitée en résolution. Le fait que la résolution soit finie n'est pas un problème en soit, ce que l'on souhaite c'est que cette résolution soit la meilleure possible (sa valeur angulaire, $\delta\theta$ la plus petite possible). La finitude de la résolution se traduit par le fait qu'une source ponctuelle donne une PSF et non pas un point sur l'image ou, plus généralement, que l'image est la convolution de la distribution de brillance par une PSF.

Supposons que l'on souhaite reconstruire une image de B_L, notée $\hat{B_L}$ dont la PSF est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur $\delta\theta$ (la résolution) : $G_{\delta\theta}(l,m) = \exp\left(\frac{l^2+m^2}{2a^2\delta\theta^2}\right)$ avec $a = 1\,/\,2\sqrt{2\ln 2}$. On a alors :

$$\hat{B_L}(l,m) = B_L(l,m) * G_{\delta\theta}(l,m). \tag{1.19}$$

D'où, d'après l'équation 1.18 :

$$\hat{B_L}(l,m) = \left\{\Box(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta})\left[B_L(l,m) * \sqcup\!\sqcup(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta})\right]\right\} * G_{\delta\theta}(l,m). \tag{1.20}$$

Cette équation est illustrée sur la figure 1.6.

Les TFs de la fonction porte $\Box$, de la fonction peigne $\sqcup\!\sqcup$ et de la Gaussienne sont (voir par ex. Bracewell 1965) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}\{\Box(l,m)\} &= \frac{\sin(\pi u)}{\pi u}\frac{\sin(\pi v)}{\pi v} = \mathrm{sinc2D}(u,v) \\
\mathcal{F}\{\sqcup\!\sqcup(l,m)\} &= \sqcup\!\sqcup(u,v) \\
\mathcal{F}\{G_{\delta\theta}(l,m)\} &= 2\pi\, a^2\, \delta\theta^2\, G_\delta(u,v) \\
&\quad \text{avec } \delta = \frac{1}{2\pi a^2 \delta\theta} = \frac{4\ln 2}{\pi\, \delta\theta} \qquad (1.21)
\end{aligned}$$

(1.22)

où sinc2D est la fonction produit des deux sinus cardinaux[2] et δ la largeur à mi hauteur de la Gaussienne TF de la PSF. D'autre part, d'après le théorème de la convolution, la TF du produit de convolution de deux fonctions est le produit des TFs des fonctions. Inversement, la TF transforme un produit simple en produit de convolution. Une autre propriété de la TF est donnée par la relation de similitude :

$$\mathcal{F}\{f(Cx)\} = \frac{1}{|C|} F\left(\frac{u}{C}\right) \tag{1.23}$$

où $F = \mathcal{F}\{f(x)\}$. Pour les démonstrations de ces différentes propriétés des TFs on pourra se référer à Bracewell (1965).

Alors, la TF de l'équation 1.20 nous donne (voir également la figure 1.6) :

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{V}}_L(u,v) &= C\left\{\mathrm{sinc2D}\left(u\Delta\theta, v\Delta\theta\right) * \left[\mathcal{V}_L(u,v) \times \sqcup\!\sqcup\left(u\Delta\theta, v\Delta\theta\right)\right]\right\} \times G_\delta(u,v) \\ &= C\left[\sum_{i\in\mathbb{Z}}\sum_{j\in\mathbb{Z}} \mathcal{V}_L\left(i\Delta\theta, j\Delta\theta\right)\, \mathrm{sinc2D}\left(u - i\Delta\theta, v - j\Delta\theta\right)\right] \times G_\delta(u,v) \end{aligned} \tag{1.24}$$

où $\hat{\mathcal{V}}_L = \mathcal{F}\{\hat{B}_L\}$, $\mathcal{V}_L = \mathcal{F}\{B_L\}$ et $C = 2\pi a^2\delta\theta^2\Delta\theta^2$. Cette équation montre que la TF ($\hat{\mathcal{V}}_L$) de l'image ($\hat{B}_L$) que nous souhaitons reconstruire est égale à une somme de sinc2D multipliée par une enveloppe Gaussienne. Chaque sinc2D est centré sur un nœud d'une grille de pas $\delta u = 1/\Delta\theta$ et son amplitude est la valeur de la TF de la source vue à travers le lobe ($\mathcal{V}_L$) en ce nœud. L'expression entre crochets multipliée par C est égale à $\mathcal{V}_L$. C'est cette fonction que l'on échantillonne en effectuant une mesure de visibilité puisque c'est la TF de la source vue à travers le lobe.

Au delà d'un certain rayon dans le plan uv, l'enveloppe Gaussienne atteint un niveau si bas que l'on peut négliger $\hat{\mathcal{V}}_L(u,v)$. Soit $\Delta u_{\mathcal{R}}$ ce rayon et $\mathcal{R}$ la région du plan uv correspondante (le disque de rayon $\Delta u_{\mathcal{R}}$). Alors, pour reconstruire l'image à résolution finie il suffit de connaître $\mathcal{V}_L$ à l'intérieur de $\mathcal{R}$. L'équation 1.24 montre que pour connaître $\mathcal{V}_L$ à l'intérieur d'une région il suffit de connaître les amplitudes de toutes les fonctions sinc2D ayant un impact sur la valeur de $\mathcal{V}_L$ dans cette région, c. à d. les sinc2D dont les centres sont situés à l'intérieur de cette région ou suffisamment proches. En effet, l'enveloppe de la fonction sinc2D décroit comme $1/x$ en fonction de la distance à son centre et les sinc2D dont les centres sont éloignés de la région n'ont pas d'impact sur la valeur de $\mathcal{V}_L$ dans cette région. Soit N le nombre de paramètres $\mathcal{V}_L\left(i\Delta\theta, j\Delta\theta\right)$ à déterminer. Alors, pour les estimer il suffit d'effectuer $N/2$ mesures dans la région $\mathcal{R}$ (une mesure donne $\mathcal{V}_L(u,v)$ et $\mathcal{V}_L(-u,-v)$). Finalement, cela montre qu'**il est possible de faire de l'imagerie en mesurant un nombre fini de visibilités.**

Ce résultat a été obtenu en supposant que l'on souhaite une image dont la PSF est Gaussienne. Une autre fonction aurait pu être choisie, l'important est que l'enveloppe de sa TF atteigne un niveau suffisamment bas au delà d'un certain rayon pour que $\hat{\mathcal{V}}_L(u,v)$ y soit négligeable. Or, c'est le cas de toute fonction dont l'enveloppe est décroissante avec la

[2]la fonction sinus cardinal notée sinc est définie par : $\mathrm{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$

distance à son centre et de largeur finie. De même, une autre fonction que la fonction porte carrée aurait pu être utilisée pour décrire le support de la source, par exemple la fonction porte circulaire (qui aurait d'ailleurs été plus adaptée à la forme du champ délimité par le lobe). L'équation 1.24 aurait alors le même aspect, avec à la place de la fonction sinc2D la TF de la fonction support utilisée.

On voit également, d'après l'équation 1.24, que plus la source est petite ($\Delta\theta$ est petit) plus le pas de la grille ($\delta u = 1/\Delta\theta$) est grand et donc moins il y a de nœuds dans la région où $\hat{\mathcal{V}}_L(u,v)$ n'est pas négligeable. Cela signifie qu'il y a moins de paramètres à estimer, et donc, que pour un même nombre de mesures, la précision sur la détermination des paramètres augmente. Ainsi, **l'utilisation d'une information *a priori* sur le support de la source (à condition qu'elle soit plus petite que le champ) permet d'améliorer la qualité de l'image reconstruite**.

Nombre de paramètres à estimer

Plus généralement calculons le nombre N de paramètres à estimer. Si κ désigne le rayon de la région $\mathcal{R}$ exprimé en nombre de largeurs à mi-hauteur de la Gaussienne δ on a : $\Delta u_{\mathcal{R}} = \kappa\delta$. Et κ' le rayon de la région contenant tous les centres des sinc2D intervenant dans la valeur de $\mathcal{V}_L$ dans la région $\mathcal{R}$ et exprimé en nombre de $\Delta u_{\mathcal{R}}$. Alors, le nombre de paramètres inconnus intervenant dans l'expression de $\hat{\mathcal{V}}_L(u,v)$ en tout point de $\mathcal{R}$ est donné par le nombre de nœuds de la grille de pas δu à l'intérieur du cercle de rayon $\kappa'\Delta u_{\mathcal{R}} = \kappa'\kappa\delta$ soit :

$$N = \frac{\pi(\kappa'\kappa\delta)^2}{\delta u^2} = \frac{\pi\kappa'^2\kappa^2}{(2\pi a^2\delta\theta)^2}\Delta\theta^2 = \frac{8(\ln 2)^2}{\pi}\kappa'^2\kappa^2\left(\frac{\Delta\theta}{\delta\theta}\right)^2 \simeq 1.22\,\kappa'^2\kappa^2\left(\frac{\Delta\theta}{\delta\theta}\right)^2 \tag{1.25}$$

Cette équation montre que le nombre de mesures nécessaires varie avec le carré du rapport du champ de vue par la résolution. Ce rapport représente ce que l'on appelle la **dynamique spatiale**. Plus il est grand, plus la quantité d'information contenue dans l'image est grande et donc plus le nombre de mesures requises pour la construire est important. κ et κ' dépendent des fonctions PSF et de support respectivement. Plus les TFs de ces fonctions tendent rapidement vers zéro, plus κ et κ' sont petits ($\kappa' \geq 1$). La fonction support de la source est imposée par la connaissance *a priori* (ou d'après une première image réalisèe sans *a priori*) de la source ou par la forme du lobe mais le choix de la fonction PSF reste libre. On voit donc qu'en choisissant bien la PSF il est possible d'améliorer la précision de l'image pour un même nombre de mesures. Pour une Gaussienne on a $\kappa \simeq 1$, c. à d. $\Delta u_{\mathcal{R}} \simeq \delta$.

Des visibilités à l'image

Pour estimer les N paramètres $\mathcal{V}_L\,(i\Delta\theta, j\Delta\theta)$ il faut effectuer au moins $N/2$ mesures de visibilité (une mesure donne $\mathcal{V}_L(u,v)$ et $\mathcal{V}_L(-u,-v)$) à l'intérieur de $\mathcal{R}$. Si l'on note $\overline{V}_k$ la visibilité mesurée en (u_k, v_k), alors les $\mathcal{V}_L\,(i\Delta\theta, j\Delta\theta)$, notés V_{ij} sont obtenus en résolvant les N équations linéaires :

$$\begin{aligned}\sum_i \sum_j \Re\{V_{ij}\}\, g_{ij}(u_k, v_k) + \Re\{V_{ij}\}\, g_{-i-j}(u_k, v_k) &= \frac{\Re\{\overline{V}_k\}}{C} \\ \sum_i \sum_j \Im\{V_{ij}\}\, g_{ij}(u_k, v_k) - \Im\{V_{ij}\}\, g_{-i-j}(u_k, v_k) &= \frac{\Im\{\overline{V}_k\}}{C}\end{aligned} \tag{1.26}$$

où $g_{ij}(u_k, v_k) = \mathrm{sinc2D}\,(u_k - i\Delta\theta, v_k - j\Delta\theta)$ (ou la TF de la fonction support si une autre fonction que la fonction porte carrée est utilisée) et $\Re\{\}$ et $\Im\{\}$ désignent les parties réelle et imaginaire d'un nombre complexe. Les sommes se font sur les $N/2$ nœuds de la grille situés dans la région de rayon $\kappa'\Delta u_{\mathcal{R}}$ et tels que $i > 0$ (ou $j > 0$). La première ligne correspond à la partie réelle et la seconde à la partie imaginaire. Les mesures étant bruitées une estimation des paramètres V_{ij} peut par exemple être obtenue en utilisant la méthode des moindres carrés.

Une fois les N paramètres estimés il reste à additionner les N sinc2D affectés chacun du paramètre V_{ij} correspondant et à multiplier le tout par la Gaussienne (ou la TF de la PSF voulue). Le résultat donne $\hat{\mathcal{V}}_L(u, v)$ en tout point. Il suffit alors d'effectuer une transformée de Fourier pour obtenir l'image souhaitée.

Une remarque importante doit être faite concernant la répartition des échantillons dans la région $\mathcal{R}$. En théorie, si l'on estime que la fonction sinc2D (ou la TF de la fonction support utilisée) n'est pas négligeable jusqu'à une distance comparable au diamètre de la région $\mathcal{R}$ et que les mesures ne sont pas bruitées, alors n'importe quelle répartition des échantillons dans le plan uv permet d'obtenir une estimation précise des paramètres V_{ij} en résolvant le système 1.26. En pratique, ce n'est pas le cas et l'on peut dire que **l'information est locale dans le plan** uv. Cela signifie que pour estimer correctement (avec une incertitude limitée) un paramètre V_{ij} il faut une densité d'echantillons minimum au voisinage du point $(i\Delta\theta, j\Delta\theta)$. Cette propriété fondamentale doit être prise en compte dans le choix des paires d'ouvertures (c. à d. la configruation des interféromètres). Cette question est discutée plus en détail dans le Chapitre 3.

Une technique d'imagerie à haute résolution

En interférométrie, on a coutume d'appeler "ligne de base" le vecteur sous-tendu par les deux ouvertures. Par abus de language ce terme désigne parfois la longueur d du segment et parfois encore la longueur d_{m} du plus grand segment considérant toutes les paires d'ouvertures utilisées.

Nous avons vu que pour une PSF Gaussienne la région du plan uv à échantillonner est un cercle de rayon environ égal à la largeur à mi-hauteur de la TF de la PSF : $\Delta u_{\mathcal{R}} \simeq \delta$. De plus, δ est reliée à la résolution souhaitée par : $\delta = 1/\,2\pi a^2 \delta\theta$. Enfin, rappelons que la distance à l'origine d'un échantillon dans le plan uv correspond à la distance entre les deux ouvertures utilisées exprimée en longueur d'onde et donc $\Delta u_{\mathcal{R}} = d_{\mathrm{m}}/\lambda$ où d_{m} est la longueur de la plus grande ligne de base. Alors, la résolution $\delta\theta$ est reliée à la plus grande ligne de base d_{m} par :

$$\begin{aligned} \frac{d_{\mathrm{m}}}{\lambda} &= \frac{1}{2\pi a^2 \delta\theta} = \frac{4 \ln 2}{\pi \delta\theta} \\ \Rightarrow \quad \delta\theta &\simeq \frac{\lambda}{d_{\mathrm{m}}} \end{aligned} \tag{1.27}$$

(Une expression tenant compte du niveau de troncation de la Gaussienne dans le plan uv et d'une possible extrapolation de $\mathcal{V}_L$ en dehors de la région $\mathcal{R}$ est donnée dans le Chapitre 3 équation 3.30).

Cette équation comparée à l'équation 1.3 révèle l'immense potentiel de l'interférométrie en tant que technique d'imagerie à haute résolution. En effet, on voit que d_{m} joue le même rôle pour la résolution que le diamètre du téléscope dans le cas de l'imagerie directe. Or, à condition qu'il existe un moyen de transporter les signaux provenant de chaque ouverture pour les faire interférer, rien n'empêche de séparer les ouvertures de plusieurs kilomètres, voire de plusieurs milliers de kilomètres (à l'échelle continentale, planétaire ou encore spatiale). Au contraire, il est difficile d'envisager la construction de téléscopes monolithiques ayant des diamètres de l'ordre du kilomètre même en radio où les contraintes sont moins fortes (la plus grande antenne radio, Arecibo, fait 300 m de diamètre). A supposer que cela soit possible techniquement, le coût serait certainement prohibitif. On comprend donc que dans tous les domaines de longueur d'onde où il est possible de produire des interférences, les instruments d'imagerie à haute résolution du futur seront nécessairement des interféromètres et c'est déjà le cas en radio et en millimétrique.

Cependant, la possibilité d'augmenter indéfiniment la ligne de base ne doit pas faire oublier que le nombre d'echantillons requis augmente comme $1/\delta\theta^2$ (équation 1.25). Ainsi, pour un même champ, augmenter la résolution nécessite également d'augmenter le nombre de paires d'ouverture. Comme chaque ouverture nécessite un téléscope, le prix augmente avec la résolution. Plus précisémment, dans le chapitre 3, on montre que, en utilisant la rotation de la Terre pour échantillonner le plan uv (voir suite), le nombre de téléscopes requis, et donc le coût de construction (si l'on néglige le coût du transport du signal et de l'instrumentation permettant de mesurer les visibilités), varie comme $\delta\theta^{-\frac{1}{2}}$ (voir équation 3.31).

1.2 L'interférométrie en pratique

Jusqu'ici l'inteférométrie a été abordée de façon heuristique en considérant l'expérience des trous d'Young et la possibilité de mesurer l'intensité lumineuse en différents points des franges. En pratique, les techniques utilisées pour effectuer les mesures de visibilité sont parfois très différentes de cette description (pas si différentes en optique). De plus, des techniques et des méthodes ont été développées pour, à la fois, augmenter le nombre d'échantillons pour un nombre fixe de téléscopes (la synthèse) et faire de l'imagerie alors que certaines parties du plan uv sont sous-échantillonnées. Cette section a pour but de relier les différents concepts introduits dans la section précédente avec la réalité pratique

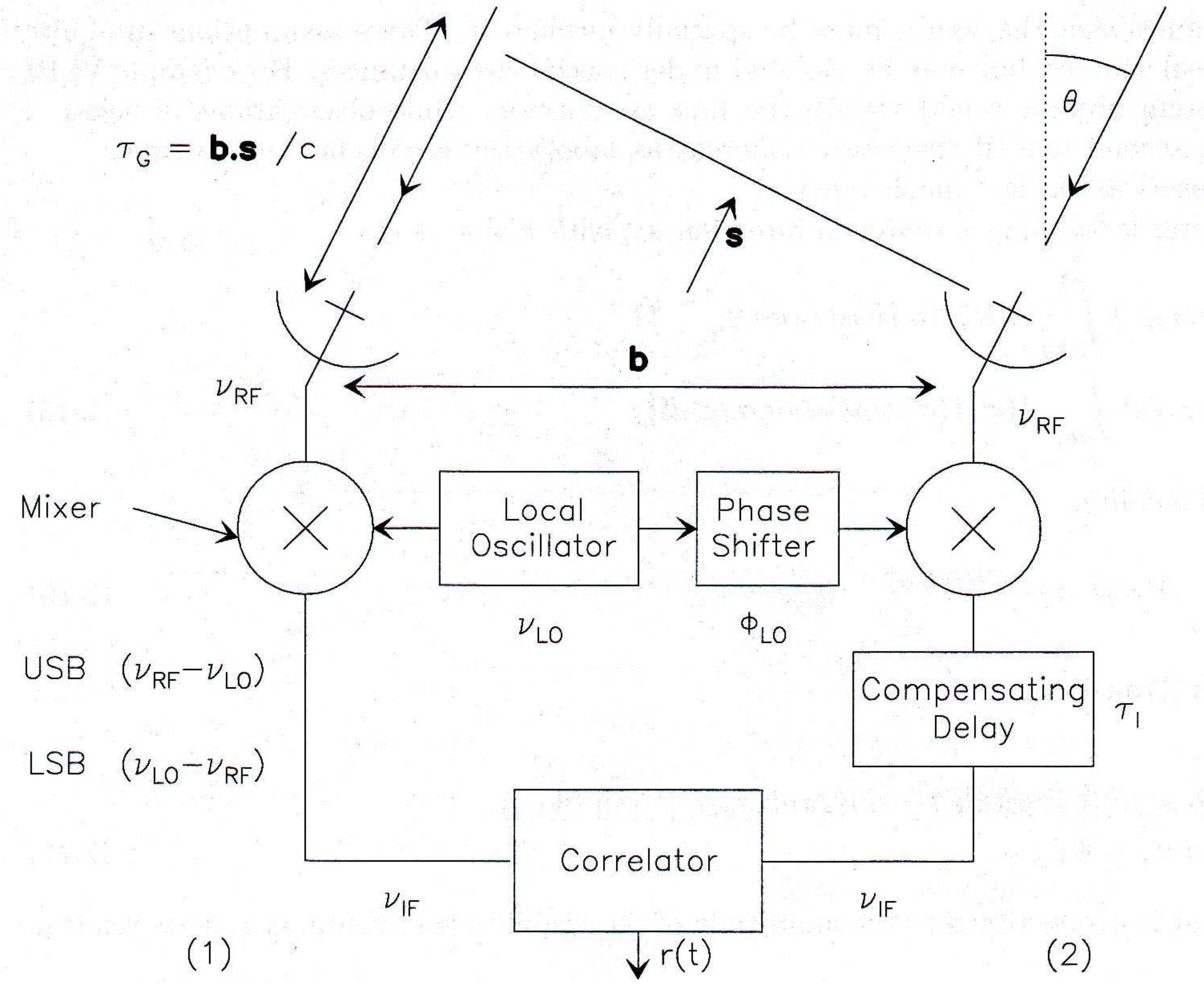

FIG. 1.7 – Schéma représentant les différentes étapes depuis la réception du signal jusqu'à la mesure des visibilités dans le domaine radio (tiré de Guilloteau 2000).

de l'interférométrie. Certains aspects techniques de l'acquisition de l'information et de son utilisation pour reconstruire les images sont très brièvement décrits (des aspects tels que les effets atmosphériques ou la calibration ne sont pas abordés), pour une description complète et détaillée des interféromètres et des méthodes de l'interférométrie on pourra par exemple se référer à Dutrey (2000); Thompson et al. (2000); Taylor et al. (1999) pour la radio et Breckinridge (1990); Beckers & Merkle (1992) pour l'optique.

1.2.1 La mesure des visibilités

Il y a un point commun à tous les domaines de longueur d'onde dans lesquels l'interférométrie est pratiquée, c'est l'utilisation de télescopes (appelés antennes en radio) pour concentrer le signal sur ce que nous avons appelé les ouvertures (ou trous d'Young).

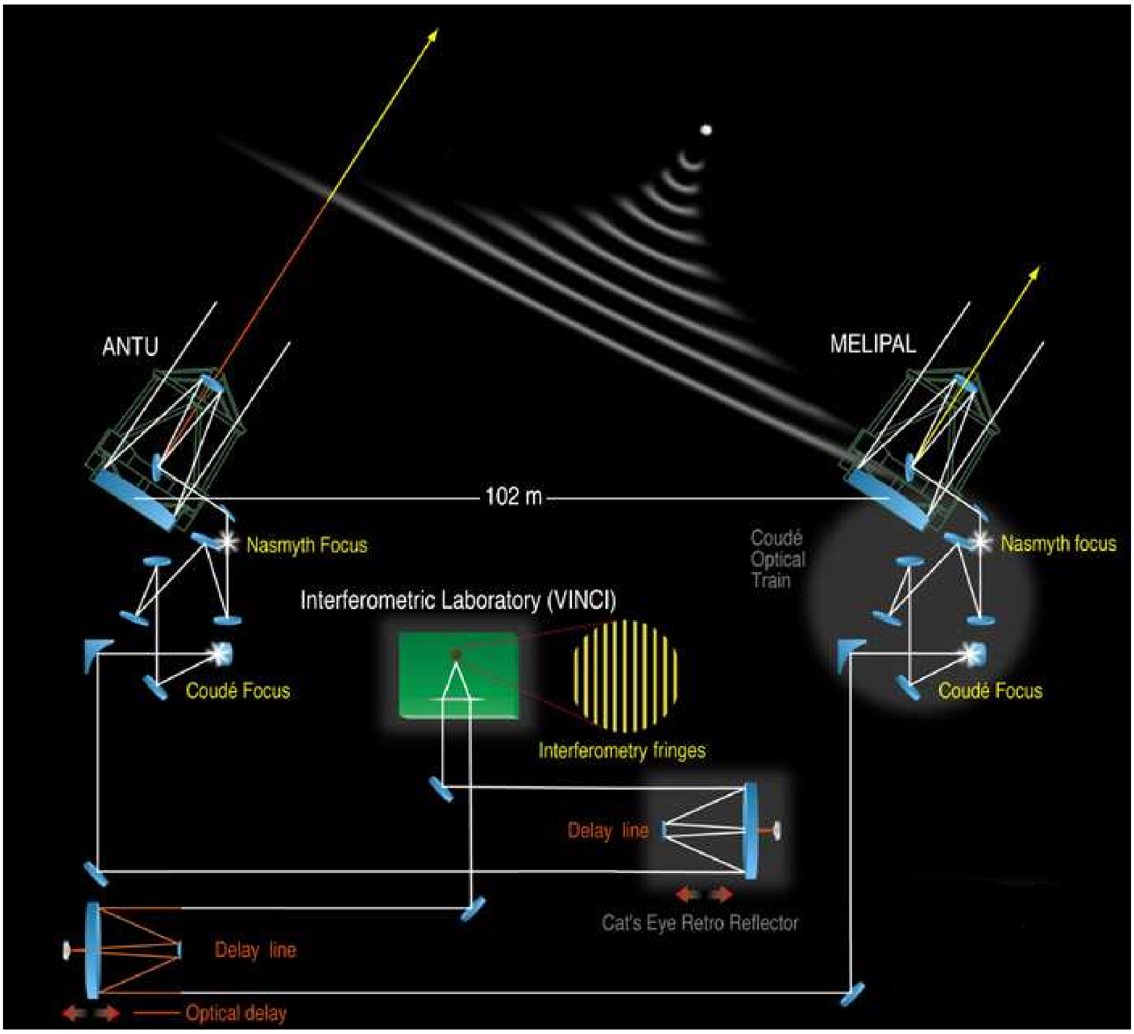

Fig. 1.8 – Montage optique du VLTI (Very Large Telescope Interferometer) ©ESO.

Ceci pour des raisons évidentes de sensibilité.

Il est en général impossible de déplacer les téléscopes dans les trois dimensions pour que la ligne de base se trouve dans le plan parallèle au plan de la source. En pratique on ramène virtuellement les téléscopes dans ce plan en appliquant un délais temporel au signal de l'un des deux téléscopes, compensant le retard géométrique du centre de la source. Comme la source se déplace dans le ciel la disposition de la ligne de base par rapport au plan de la source change avec le temps et le délais temporel doit être continuellement ajusté. La longueur déterminant la fréquence spatiale échantillonnée est alors la longueur de la ligne de base projetée sur le plan de la source. Hormis ce point commun, les techniques permettant d'obtenir la mesure de visibilité à partir du signal sont très différentes selon que la fréquence correspond au domaine radio ou optique.

Dans le domaine radio

Le champ électrique est directement mesuré au foyer de chaque téléscope. Il est transformé en signal électronique transporté par câble, ou transmis par ondes radio ou encore fibre optique. Dans le cas des très grandes lignes de base (VLBI) à l'échelle continentale ou intercontinentale le signal de chaque téléscope est enregistré séparément sur un support (bande magnétique par exemple).

En général le signal est converti vers une fréquence plus basse à l'aide d'un mélangeur (voir figure 1.7). Dans ce composant le signal est mélangé à une onde de fréquence ν_{LO} générée par un oscillateur local. Le signal qui en ressort a une fréquence égale à $\nu - \nu_{\mathrm{LO}}$ ou $\nu + \nu_{\mathrm{LO}}$. Cette conversion permet d'effectuer les opérations électroniques (amplification, filtrage, délais, etc...) toujours à la même fréquence alors que la fréquence d'observation peut varier. Dans le domaine millimétrique ces opérations ne pourraient de toute façon pas se faire à la fréquence du signal pour laquelle les composants éléctroniques ne sont pas conçus. Aussi, dans ce domaine de fréquence la conversion doit se faire en même temps que la réception. On parle de réception hétérodyne (cf. Guilloteau 2000).

Le délais temporel est appliqué soit en ralongeant simplement l'un des câbles soit numériquement.

Les valeurs de I_1 et I_2 (équation 1.11) sont obtenues directement à l'aide d'un corrélateur qui effectue numériquement le produit moyenné des deux signaux pour un déphasage relatif nul (I_1) et pour un déphasage de $\pi/2$ (I_2). Le corrélateur permet en général d'obtenir en plus la TF du produit moyenné en fonction du délais, ce qui correspond à un spectre. Les données permettent donc de reconstruire une image pour chaque canal de fréquence on parle de cubes de données (les 2 dimensions spatiales et la fréquence).

dans le domaine infrarouge et optique

A ces fréquences le champ électrique ne peut être directement mesuré et seule l'intensité lumineuse est accessible. On se retrouve donc dans une situation similaire à celle décrite pour l'expérience d'Young : les signaux provenant des deux téléscopes doivent interférer avant la détection. Les faisceaux lumineux provenant des téléscopes sont transportés, soit par un un montage de miroirs (voir Fig. 1.8) soit par fibre optique jusqu'à un "laboratoire de combinaison des faisceaux" où les franges d'interférence sont obtenues.

Le délais temporel est appliqué en ralongeant le chemin optique de l'un des faisceaux par exemple en déplaçant continuellement un des miroirs (voir VLTI Fig.1.8).

Comme décrit dans la section précédente, pour mesurer la visibilité (I_1 et I_2) il faut éliminer le terme B_T de l'équation 1.7 et plusieurs mesures d'intensité à différents endroits des franges sont nécessaires. En fait on mesure le contraste des franges. Cette opération est appelée encodage des franges (fringe coding). Au sol la phase est presque impossible à mesurer directement à cause de la turbulence atmosphérique. Cependant, pour un nombre d'ouvertures supérieur à 2 il est possible de retrouver la phase par la méthode dite de clôture de phase.

1.2.2 La synthèse d'ouverture

Plus le nombre d'échantillons dans la région $\mathcal{R}$ du plan uv à échantillonner est grand, meilleure est la précision sur l'estimation des paramètres V_{ij} permettant de reconstruire l'image. Aussi, pour un nombre n_a de téléscopes il faut tenter d'obtenir un maximum d'échantillons. Cette quête d'information est généralement désignée par le terme de synthèse d'ouverture. En effet, nous avons vu qu'en échantillonnant une région dont le rayon correspond à une ligne de base de longueur d_m, nous pouvons obtenir une image de même résolution que celle obtenue avec un téléscope de diamètre d_m. Si le plan uv est correctement échantillonné l'image pourra être de même qualité, donc, échantillonner le plan uv revient à synthetiser l'ouverture d'un téléscope unique.

$n_\mathbf{a}(n_\mathbf{a}-1)$ échantillons

La première idée est bien sûr de réaliser les mesures pour toutes les paires possibles, c. à d. les $n_\mathrm{a}(n_\mathrm{a}-1)/2$ paires de téléscopes. C'est ce qui est effectivement mis en pratique pour la plupart des interféromètres. Un interféromètre peut alors être défini comme un instrument composé de n_a éléments (téléscopes ou antennes) permettant de mesurer $n_\mathrm{a}(n_\mathrm{a}-1)$ visibilités, à chaque instant, correspondant à toutes les lignes de bases possibles. On voit alors que le nombre de corrélations en radio ou de combinaisons de faisceaux en optique, qu'il est nécessaire de réaliser augmente comme n_a^2. Cela constitue l'un des défis technologiques que doivent relever les grands interféromètres.

Pour une observation au zenith, les lignes de base projetées sont égales aux lignes de bases réelles. La fonction d'échantillonnage f composée de fonctions de Dirac $\delta(u,v)$ centrées sur les échantillons est alors donnée par :

$$f(u,v) = \left[\sum_{i=1}^{n_\mathrm{a}}\sum_{j=1}^{n_\mathrm{a}} \delta(u-\frac{x_i-x_j}{\lambda}, v-\frac{y_i-y_j}{\lambda})\right] - n_\mathrm{a}\delta(u,v) \tag{1.28}$$

où (x,y) sont les coordonnées des antennes sur le terrain et le deuxième terme à droite vient du fait que les combinaisons des signaux avec eux même ne sont pas effectuées. Il peut être montré que le premier terme correspond à l'autocorrélation de la fonction "configuration" $C(u,v)$ composée de Diracs aux emplacements des antennes. Le problème de configuration des interféromètres consiste à trouver $C(u,v)$ pour une distribution donnée d'échantillons. Ce problème est décrit plus en détail Chapitre 2 où une méthode est proposée pour le résoudre.

La rotation de la Terre ou "super-synthèse"

Dans cette quête de l'information, il se trouve que la nature nous donne un sérieux coup de pouce : la rotation de la Terre. Celle-ci entraine un déplacement des lignes de base "ligne de base" dans le plan de la source et permet à chaque paire d'antennes d'effectuer des mesures, non pas en un seul point du plan uv, mais le long d'un arc d'ellipse. La forme de l'arc dépend de l'orientation de la ligne de base, de la latitude du lieu où se trouve

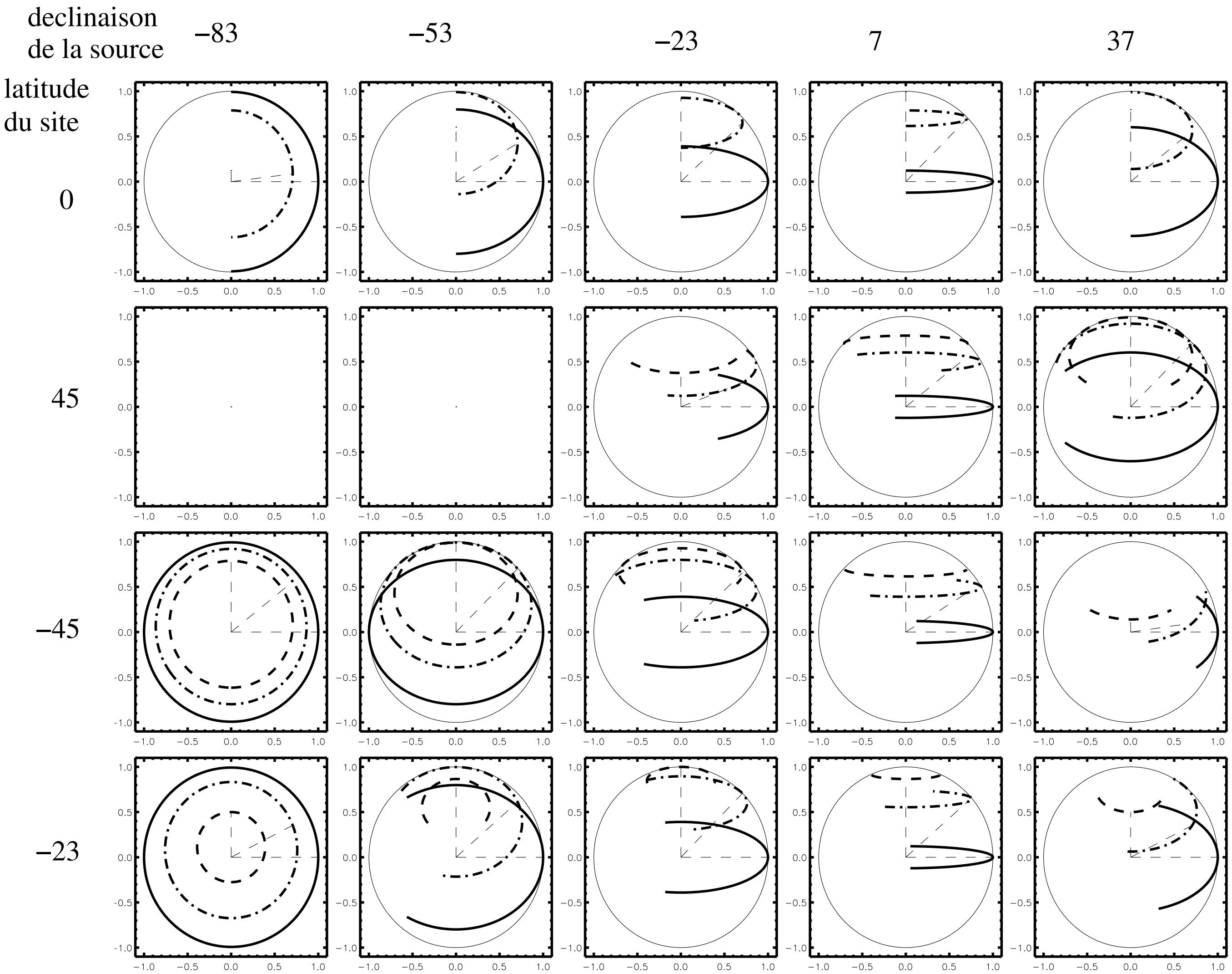

FIG. 1.9 – Arcs d'ellipse décrits par 3 différentes lignes de base pour différentes latitudes et pour différentes positions de source. L'arc d'ellipse en gras correspond à une ligne de base orientée Ouest-Est, en tirets à une ligne de base orientée à 45 deg vers le Nord de la premiére et en tirets-points à une ligne de base Sud-Nord. Les trois lignes de bases ont la même longueur, leurs projections sur le ciel pour l'angle horaire $H = 0$ (au transit) sont représentées par les segments en tirets. Le cercle a pour rayon la longueur réelle des 3 lignes de bases.

l'instrument et de la position de la source. La figure 1.9 montre la forme des arcs pour différentes combinaisons. Les arcs sont coupés lorsque la source se trouve sous l'horizon. L'utilisation de la rotation de la Terre pour échantilloner le plan *uv* est parfois appelée super-synthèse.

De façon similaire, l'interférométrie spatiale à très grande ligne de base, où l'un (ou plusieurs) des téléscopes est placé en orbite profite de l'orbite décrite par le (ou les) téléscope(s) pour synthétiser.

La synthèse multi-configurations

Cette méthode vient de l'idée très simple que pour obtenir des lignes de base supplémen taires il suffit de déplacer les téléscopes. On effectue une observation, puis tous ou une partie des téléscopes sont déplacés, on effectue une nouvelle observation et ainsi de suite... Les échantillons obtenus par chaque observation sont ensuite rassemblés en un seul jeu d'échantillons dont la couverture du plan *uv* est meilleure que les couvertures individuelles.

En général, pour simplifier le transport du signal et pour des raisons de stabilité des lignes de base, des socles fixes sont construits sur lesquels doivent être fixés les téléscopes durant l'observation. Plusieurs socles sont prévus pour chaque téléscopes afin de permettre des observations multi-configurations. Un moyen de transport pour les téléscopes doit alors être prévu. Cela pose un problème logistique important qui doit être pris en compte dans le choix des positions des socles.

La synthèse multi-fréquences

La distance à l'origine (c. à d. la fréquence spatiale f) d'un échantillon est égale à la longueur de la ligne de base divisée par la longueur d'onde : $f = d/\lambda = d\,\nu/c$. Donc pour une ligne de base donnée s'il est possible d'effectuer simultanément des mesures à plusieurs fréquences on obtiendra plusieurs échantillons le long de la ligne de base projetée.

Pour que les échantillons obtenus aux différentes fréquences soient exploitables il faut que les variations de l'intensité de la source en fonction de la fréquence soient connues (il faut avoir une information *a priori* sur le spectre de la source). Ceci est par exemple le cas si l'on sait que la source émet du rayonnement synchrotron : on est alors capable de modéliser le spectre par une loi de puissance. Cette technique est décrite en détail pour les observations avec le VLBA (voir ci-après) dans Taylor et al. (1999) p419.

Le mosaicing ou l'observation multi-champs

En réalité, contrairement à la mesure de visibilité obtenue dans l'expérience d'Young, la mesure obtenue en utilisant des téléscopes pour capter l'émission incidente ne correspond pas à une unique ligne de base. C'est la somme de toutes les mesures qu'il est possible de faire en ne prenant qu'un point à la surface de chaque téléscope. La mesure correspond donc à l'intégrale de la fonction de visibilité sur une surface circulaire du plan *uv*, centrée sur l'échantillon, de rayon le diamètre des téléscopes exprimé en longueur d'onde D/λ et pondérée par l'autocorrélation de l'ouverture. Ainsi, chaque échantillon contient de l'information provenant de son voisinage proche. Ekers & Rots (1979) ont montré qu'il était possible de récupérer cette information en effectuant des pointages adjacents. Cette information est utile à partir du moment où la source est plus grande que la moitié du champ. En effet, nous avons vu que pour chaque nœud d'une grille de pas $1/\Delta\theta$ où $\Delta\theta$ est la taille de la source il y a un nouveau paramètre à évaluer. Nous avons également vu que la taille du champ est donnée par $2\lambda/D$. Donc pour une source de taille supérieure à λ/D il est interessant d'avoir des échantillons espacés de moins que D/λ. Une description de cette méthode est donnée dans Gueth (2000).

Le problème des espacements courts

L'utilisation de téléscopes de diamètre D implique qu'il n'est pas possible d'avoir des lignes de base de longueur inférieure à D et donc qu'il ne peut y avoir d'echantillons à l'intérieur d'un cercle de rayon D centré sur l'origine du plan uv. L'information spatiale correspondant à cette région est importante puisqu'il s'agit des basses fréquences spatiales c. à d. de l'aspect de la source à l'echelle du champ de vue. Ce problème représente la principale limitation de l'interférométrie comme technique d'imagerie. Il existe toutefois des solutions :

- Il est possible d'obtenir le point central en effectuant l'autocorrélation du signal provenant d'un ou plusieurs téléscopes de l'interféromètre. L'utilisation d'une autre antenne de diamètre D' plus grand permet d'obtenir en plus du point central des points jusqu'à $D'/2\lambda$. L'exemple type est l'utilisation de l'antenne de 30 m de diamètre de l'IRAM en Espagne pour compléter les données interférométriques du Plateau de Bure dont les antennes font 15 m de diamètre.
- On peut utiliser un autre interféromètre composé d'antennes plus petites ou dans un même interféromètre utiliser des antennes de différents diamètres (interféromètre hétérogène).
- On peut faire du mosaicing pour récupérer l'information voisine des mesures les plus proches du centre.

1.2.3 La reconstruction des images

Nous avons vu qu'il est possible de reconstruire une image à résolution finie avec un nombre fini d'échantillons. Le problème de la reconstruction de la brillance telle qu'elle est réellement sur le ciel (résolution infinie) est un problème inverse mal posé au sens mathématique : il admet une infinité de solutions. Dans cette terminologie mathématique le fait d'accepter une résolution finie pour obtenir une solution ou une famille de solutions s'appelle une régularisation du problème. Les paramètres $\mathcal{V}_L\left(i\Delta\theta, j\Delta\theta\right)$ de l'équation 1.24 peuvent alors être estimés dans la région du plan uv correctement échantillonnée. La taille de cette région fixe la résolution. Une méthode de moindres carrés telle que la méthode NNLS (Non Negative Least Squares) développée par Lawson & Hanson (1974) et appliquée à l'interférométrie par Briggs (1995), peut être utilisée.

Lannes et al. (1994, 1996, 1997) ont développé une méthode, dont l'algorithme s'appelle WIPE, qui permet au cours d'itérations d'améliorer la définition du support de la source et donc, comme nous l'avons vu, la précision de l'image. Cette méthode permet également d'obtenir une estimation des erreurs ou des artefacts dans l'image obtenue (cf Anterrieu 2000). Même si ces méthodes linéaires commencent à apparaître dans les logiciels d'imagerie (par exemple WIPE dans GILDAS, le logiciel de l'IRAM), traditionnellement les astronomes procèdent autrement et utilisent des méthodes non-linéaires.

L'image "sale"

Afin de combler le manque d'information lié à l'échantillonnage fini et irrégulier du plan uv (nous avons vu que l'information est locale dans le plan uv) il est possible de faire appel à des contraintes ou de tenir compte de propriétés connues de la source observée en particulier ou des sources astrophysiques en général. Cela revient en fait à sélectionner parmi toutes les solutions au problème mal posé la solution la plus satisfaisante. Du fait que ces contraintes ou propriétés concernent les images et non leurs TFs, on a l'habitude de travailler dans le plan image et non dans le plan de Fourier. C'est pourquoi, en général, la première opération effectuée est la construction d'une image dite "sale" à partir des données. C'est ensuite que l'on "nettoie" cette image à l'aide d'une méthode dite de "déconvolution".

Si l'on effectue directement la TF des données, c. à d. de la somme des fonctions de Dirac centrées sur les échantillons et affectés des mesures on obtient :

$$\begin{aligned}
B_S(l,m) &= \iint \sum_k^N [\overline{V}_k \delta(u-u_k, v-v_k) + \overline{V}_k^* \delta(u+u_k, v+v_k)] e^{-2i\pi(ul+vm)}\, du\, dv \\
B_S(\boldsymbol{\xi}) &= \sum_k^N \left\{ |\overline{V}_k| \left(\cos\phi_k + i\sin\phi_k\right) \left(\cos[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}_k] - i\sin[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}_k]\right) \right\} + \\
&\qquad \left\{ |\overline{V}_k| \left(\cos\phi_k - i\sin\phi_k\right) \left(\cos[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}_k] + i\sin[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}_k]\right) \right\} \\
&= 2\sum_k^N |\overline{V}_k| \cos[2\pi\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{b}_k - \phi_k]. \qquad (1.29)
\end{aligned}$$

On voit que cela revient à sommer les filtres décrits dans la section précédente, déphasés de la phase donnant le maximum d'intensité et affectés de ce maximum moins B_T (voir discussion sur le sens de $|\mathcal{V}|$ et ϕ). En pratique, le temps de calcul pour effectuer cette somme sur chaque pixel de l'image pour chaque échantillon de Fourier est trop long et il est beaucoup plus efficace d'utiliser l'algorithme FFT (Fast Fourier Transform). Cet algorithme permet d'effectuer la TF d'une grille sur une grille. Avant de l'executer il faut donc interpoler les données sur une grille, c'est l'opération dite de "gridding". L'interpolation est généralement effectuée par une opération de convolution.

Si l'on néglige les effets du gridding alors l'image sale peut s'écrire :

$$B_S = \mathcal{F}\{f \times \mathcal{V}_L\} = S * B_L \qquad (1.30)$$

où f est la fonction d'échantillonnage, B_L la brillance de la source multipliée par le lobe et $S = \mathcal{F}\{f\}$ est donc la PSF de l'image sale. S ne dépend que des coordonnées des échantillons dans le plan uv et on l'appelle "lobe synthétisé".

Tout le problème de l'imagerie consiste donc à transformer le lobe synthétisé, dont la forme peut induire d'importants artefacts dans l'image, en la PSF que nous souhaitons, que l'on appelle aussi "lobe propre". Le lobe synthétisé est en général composé d'un pic central et de pics secondaires sur les côtés appelés lobes secondaires. Ce sont ces lobes secondaires qui faussent l'image et qu'il faut tenter de réduire au maximum.

Une première opération, à effectuer avant même la TF, peut améliorer l'aspect de l'image sale, voire la nettoyer complètement si le plan uv est correctement échantillonné : il s'agit de pondérer les échantillons.

Pondération

Différents types de pondérations peuvent être appliqués selon la résolution et le niveau de lobes souhaités et en fonction de la qualité de l'échantillonnage.

Apodisante : cette pondération consiste à donner des poids décroissants en fonction du rayon dans le plan uv. L'apodisation a pour effet de minimiser les lobes secondaires liés à la coupure dans le plan uv. En effet, le fait que la région échantillonnée soit limitée revient à mutiplier la fonction de visibilité par une fonction porte, ce qui donne une PSF de type sinus cardinal dont les lobes secondaires sont importants. En réduisant le poids des données situées à la limite de la région échantillonnée on adoucit la coupure. Cette pondération a également pour effet de dégrader la résolution.

Naturelle : chaque mesure est affectée d'un poids inversement proportionnel au carré de son bruit. Le bruit de chaque mesure est calculé à partir de la température de système et du temps d'intégration. On peut montrer (voir Chapitre 3) que c'est la pondération qui minimise l'erreur sur l'estimation du flux d'une source ponctuelle. En général le terme de lobe synthétisé désigne le lobe obtenu avec la pondération naturelle.

Uniforme : le poids attribué à chaque échantillon est tel que la somme des poids des échantillons situés dans une cellule uv est constante. La taille des cellules est un paramètre libre. Ceci a pour effet de donner plus de poids aux grandes lignes de base : plus les cellules sont éloignées du centre moins elle contiennent d'échantillons et donc le poids relatif donné aux mesures est plus important. La résolution en est améliorée mais la coupure étant plus marquée les lobes secondaires augmentent.

Robuste : c'est une variante de la pondération uniforme qui évite de donner trop de poids à une cellule dont le poids naturel est petit. Une façon de l'implémenter consiste à affecter chaque mesure de la somme des poids naturels de la cellule lorsque cette somme est inférieure à un seuil, et sinon du rapport du seuil par la somme. Cette méthode permet d'hériter des avantages des pondérations naturelles et uniformes : meilleure résolution et diminution des lobes secondaires sans perdre trop de sensibilité.

D'après un modèle de densité : une nouvelle méthode de pondération introduite durant ce travail de thèse (voir l'annexe B de Boone 2002a). L'idée est la suivante : supposons que l'on souhaite un lobe propre noté P. Cela signifie que pour l'image propre chaque point du plan uv est affecté d'un poids donné par la TF du lobe propre :

$$\mathcal{F}\{P * B_L\} = \mathcal{F}\{P\} \times \mathcal{V}_L \tag{1.31}$$

Or le poids effectif d'un point du plan uv lorsque la fonction $\mathcal{V}_L$ n'est échantillonné qu'en certains points est donné par la densité locale de poids. Donc, un moyen de faire tendre le lobe synthétisé vers le lobe propre est d'ajuster la densité locale de poids pour qu'elle tende vers la TF du lobe propre. Pour que le lobe tende réellement vers le lobe propre il ne faut pas qu'il y ait trop de zones sous-échantillonnées : si la densité locale est nulle on ne peut rien faire pour l'ajuster. D'autre part, la notion de densité locale doit s'appliquer à plusieurs échelles. Plus l'échelle considérée est petite dans le plan de Fourier plus les lobes secondaires éloignés du pic central seront diminués et inversement. La densité locale peut être obtenue en convoluant les données avec une fonction dont le support détermine l'échelle considérée. Soit d_k la densité locale aux coordonnées (u_k, v_k) du $k$ième échantillon alors on lui attribue le poids :

$$w_k = \frac{d_M(u_k, v_k)/d_k}{\max(d_M(u_k, v_k)/d_k, k)} \tag{1.32}$$

où $d_M(u_k, v_k)$ est la valeur du modèle (par ex. la TF du lobe propre souhaité) en (u_k, v_k). Le dénominateur est simplement un facteur de normalisation qui donne une valeur maximale aux poids égale à 1. Si certaines zones sont trop sous-échantillonnées cette pondération peut induire une perte de sensibilité trop importante. Deux moyens de contôle de la perte de sensibilité sont proposés :

1. l'imposition d'un seuil s compris entre 0 et 1 :

$$w_{\mathrm{s}k} = \begin{cases} w_k & \text{si } w_k \geq s \\ s & \text{si } w_k < s \end{cases} \tag{1.33}$$

2. l'ajustement de la relation entre poids et densité locale par l'intermédiaire d'un facteur de couplage c :

$$w_{\mathrm{sc}k} = c(w_{\mathrm{s}k} - 1) + 1 \tag{1.34}$$

   où c est à ajuster entre 0 et 1. Pour $c = 1$ le poids est complètement couplé à la denstié locale (plus précisément au manque de densité). Plus c est petit moins le poids est couplé et moins la sensibilité est affectée.

Dans le Chapitre 4 il est montré que pour le projet ALMA cette méthode de pondération permettra d'obtenir des images propres pour une perte de moins de 5% (2% pour les configurations les plus compactes) en sensibilité à condition que les configurations soient optimisées pour produire des distributions d'échantillons déjà proches du modèle souhaité.

La déconvolution

Après la pondération des données l'image sale obtenue est :

$$B_S = \mathcal{F}\{f_P \times \mathcal{V}_L\} = S_P * B_L \tag{1.35}$$

où f_P est la fonction d'échantillonnage pondérée et S_P sa TF. Comme l'objectif est d'avoir une représentation la plus fidèle possible de B_L on dit souvent que le problème d'imagerie est un problème de "déconvolution" : idéalement on voudrait s'affranchir du terme S_P. Cette vision est abusive puisque, cela a déjà été souligné, l'imagerie ne peut se faire qu'à résolution finie, il y aura toujours un noyau de convolution. Lobjectif est de rendre ce noyau le plus compact possible et ayant un niveau de lobes secondaires le plus bas possible. Il a également été mentionné que pour résoudre le problème d'imagerie il faut introduire des contraintes ou faire appel à des propriétés connues de la source. Plusieurs méthodes de déconvolution ont été développées, les deux méthodes les plus couramment utilisées par les astronomes sont :

1. CLEAN Cette méthode (Högbom 1974) se base sur l'hypothèse que la source est une juxtaposition d'un nombre fini de sources ponctuelles. Alors, la résolution du problème se réduit simplement à une succession d'ajustements-soustractions de sources ponctuelles, c. à d. du lobe synthétisé, dans l'image sale. Les positions et intensités des sources, appelées composantes CLEAN sont répertoriées. Il est ensuite possible d'obtenir une image propre en convoluant les composantes CLEAN avec le lobe propre.

   Il existe plusieurs variantes de cet algorithme très simple qui se révèle être très efficace dans la plupart des cas. Cependant, cette méthode pose un problème au niveau de l'estimation des erreurs : aucune analyse n'a été dévoloppée pour estimer et identifier les artefacts dans l'image reconstruite.
2. MEM (Maximum Entropy Method) Cette méthode (Narayan & Nityananda 1986) suppose que la solution au problème de déconvolution est celle qui maximise une grandeur appelée entropie (qui n'a a priori pas de rapport avec l'entropie physique). Plusieurs variantes de cette méthode existent basées chacune sur une définition différente de l'entropie. En général on définit l'entropie comme une quantité qui, lorsqu'elle est maximisée, produit une image positive et dans laquelle les valeurs des pixels occupent un intervalle aussi petit que possible.

On voit que les méthodes CLEAN et MEM sont basées sur des propriétés *a priori* des sources en général très différentes. Une comparaison de ces deux méthodes est proposée dans Cornwell et al. (1999).

1.3 Les interféromètres d'aujourd'hui et de demain

1.3.1 Les interféromètres en service actuellement

Le tableau 1.1 liste les principaux interféromètres en service actuellement ou en fin de construction. Dans ce tableau ne figurent que les plus grands interféromètres dont de

DOMAINE SPECTRAL	NOM	n_a	D (m)	d_m (km)	FRÉQ. (GHz)	RÉSOL. MAX.	SURFACE (m^2)	LIEU	INSTITUTION
métrique et cmétrique	GMRT	30	45	25	0.05-1.5	1.7 asec	47.7 10^3	Inde	NCRA (Inde)
	WSRT	14	25	2.7	0.31-8.65	2.2 asec	6.9 10^3	Pays Bas	ASTRON (NL)
	ATCA	6	22	6	1.25-9.2	1 asec	2.3 10^3	Australie	CSIRO (Australie)
	MERLIN	7	76 ou 30, 32, 4×25	217	0.151-24	50 mas	7.3 10^3	Angleterre	Jodrell Bank Observatory (UK)
	VLBA	10	25	8.6 10^3	0.33-43	1 mas	4.9 10^3	USA, Hawaï, Iles Vierges	NRAO (USA)
	VSOP	1+ ?	8	21 10^3	1.6-22	0.1 mas		satellite	ISAS, NAO (Japon)
	VLA	27	25	36	0.30-50	40 mas	13.3 10^3	Nouveau Mexique	NRAO (USA)
mmétrique	NMA	6	10	0.35	85-237	0.7 asec	471	Japon	NRO (Japon)
	PdBI	6	15	0.4	81-245	0.7 asec	1.1 10^3	France	IRAM (France, Allemagne, Espagne)
	BIMA	10	6.1	2	70-270	0.4 asec	292	Californie	Universités de Berkeley, Illinois et Maryland
	OVRO	6	10.4	0.22	86-270	1 asec	510	Californie	CalTech (USA)
submm	SMA	8	6	0.50	180-900	0.1 asec	226	Hawaï	SAO (USA), ASIAA (Taïwan)
infrarouge et optique	ISI	3	1.65	0.075	27 10^3	15 mas	6.4	Californie	Université de Berkeley (USA)
	CHARA	6	1	0.35		0.2 asec	5	Californie	Université de Géorgie (USA)
	COAST	4	40 cm	0.10		1 mas	0.5	Angleterre	MRAO (UK)
	VLTI	7	4 × 8, 3 × 1.8	0.20		1 mas	209	Chili	ESO (Europe)

TAB. 1.1 – Les principaux interféromètres aujourd'hui. (n_a :nombre de téléscopes; D : diamètre des téléscopes; d_m : longueur de la plus grande ligne de base)

but est de faire de l'imagerie. Il manque toutefois les réseaux de téléscopes au niveau international permettant de faire de l'interférométrie à très grande ligne de base (VLBI pour Very Long Baseline Interferometry) dans le domaine radio. Ces réseaux utilisent les téléscopes disponibles des différents observatoires du monde. Le signal de chaque téléscope est enregistré localement et la corrélation se fait *a posteriori* dans un centre équipé d'un corrélateur. Ces réseaux sont à géométrie variable selon que tel ou tel téléscope participe aux observations et les caractérisitiques des différents téléscopes sont très hétérogènes, d'où la difficulté de les inclure dans ce tableau.

Le VLBA (Very Long Baseline Array) utilise le même principe d'acquisition et de corrélation qu'en VLBI mais il s'agit réellement d'un instrument unique composé d'éléments identiques. En Europe le réseau principal de VLBI est le EVN (European VLBI Network) aux longueurs d'onde métriques et centimétriques. Aux mêmes longueurs d'onde les antennes d'Asie et du Pacifique sont regroupées dans le réseau APT (Asia Pacific Telescope). Aux longueurs d'onde millimétriques les différents observatoires du monde forment le CMVA (Coordinated MM VLBI Array). Ces différents réseaux peuvent également se combiner pour former des réseaux globaux. Par exemple le VLBA et le EVN sont combinés pendant 2 ou 3 semaines tous les 3 mois. Depuis 1997 il est également possible d'utiliser le satellite du VSOP (VLBI Space Observatory Programme) combiné avec des antennes des réseaux VLBI (le VLBA par ex.).

La sensibilité d'un interféromètre comme celle d'un téléscope monolithique est proportionnelle à la surface collectrice (voir par ex. Wrobel & Walker 1999). Les surfaces données dans le tableau 1.1 montrent que le VLTI sera le premier interferomètre à pouvoir concurencer les grands téléscopes ($50\mathrm{m}^2$) dans le domaine optique-infrarouge en sensibilité. Dans le domaine métrique-centimétrique le VLA depuis plus de vingt ans permet d'obtenir une sensibilité supérieure à celle des plus grandes antennes uniques orientables ($\sim 8\,10^3$ m^2) et comparable à celle d'Arecibo ($19\,10^3$ m^2).

Ce tableau met également en évidence un manque relatif de résolution dans le domaine millimétrique et submillimétrique. Dans tous les autres domaines de longueurs d'onde des résolutions de l'ordre de la milliseconde d'arc (mas) sont atteintes alors que les interféromètres millimétriques dépassent à peine la seconde d'arc (asec) et le SMA atteint le dixième de seconde d'arc.

Il apparait également que le nombre d'éléments dans les interféromètres, (ce nombre révéle la capacité d'un inteféromètre à échantillonner le plan *uv* et donc sa qualité d'imagerie), est beaucoup plus important dans le domaine métrique-centimétrique. Cela vient en partie du coût plus important des téléscopes aux plus hautes fréquences (plus de contraintes sur la qualité des surfaces) mais aussi de difficultés techniques qui ont demandé plus de développement : détection hétérodyne, calibration de la phase (problème lié à l'atmosphère) en millimétrique-submillimétrique et transport du signal, mesure des visibilités en infrarouge-optique.

1.3.2 Les futurs interféromètres

Evolutions et mises à niveau

EVLA (Expanded VLA) Il s'agit d'un projet d'extension et de mise à jour de la technologie du VLA. Dans une première phase les récepteurs, le transport du signal (installation de fibres optiques), et le corrélateur seront changés au profit de technologies plus modernes. Ensuite, des antennes seront ajoutées (peut-être 8) jusqu'à une distance de 250 km du VLA. Ce projet qui devrait s'achever en 2009 permettra d'améliorer toutes les performances du VLA d'un facteur 10 : sensibilité, résolution spectrale et spatiale.

VSOP-2 (VLBI Space Observatory Programme) : mise en orbite d'une deuxième antenne de 10 m en 2008. Cela devrait multiplier par 10 la sensibilité de VSOP.

CARMA (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy) : Ce projet consiste à rassembler les antennes de BIMA (9 des 10 antennes) et OVRO pour former un seul instrument. Ce nouvel interféromètre de 15 antennes aura une surface collectrice de 772 m^2 et jusqu'à 0.1 asec de résolution angulaire. Il devrait être opérationnel en 2005.

Les interféromètres de nouvelle génération

LOFAR (The Low-Frequency Array) Ce projet Américano-Néerlandais est destiné aux longueurs d'onde décamétriques : de 10 à 240 MHz. Deux types d'antennes fixes seront utilisées : des dipôles (jusqu'à 90 MHz) et des grilles de dipôles (au delà de 110 MHz). L'interféromètre sera composé de 10 000 à 15 000 antennes de chaque type. Les antennes seront regroupées en stations de 1 km de diamètre où les différents signaux seront ajustés en phase. Les interférences seront effectuées entre les stations. Il devrait y avoir environ 100 stations réparties sur une région de 400 km de diamètre sur un site encore indéterminé. La résolution angulaire atteindra 0.7 asec. L'opération de l'instrument est prévue pour 2008.

ATA (Allen Telescope Array) Développé par l'institut SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence) et l'Université de Californie (Berkeley) sur des fonds privés, cet interféromètre composé de 350 antennes de 6 m de diamètre, devrait être construit dans les 2 ou 3 ans à venir. Il sera partiellement utilisé pour la radioastronomie et couvrira les fréquences de 0.5 à 11.2 GHz. Avec une ligne de base maximale de l'ordre du kilomètre la résolution atteindra 6 asec et sa surface collectrice sera de 10^4 m^2. Les antennes, produites par un fabriquant d'antennes paraboliques pour la réception des signaux satellites, sont à faible coût et leur nombre pourra être augmenté ultérieurement.

SKA (Square Kilometer Array) Encore au stade de concept, ce projet reste ouvert sur un certain nombre de propositions. L'idée est de réaliser un interféromètre de un kilomètre carré de surface collectrice dans le domaine centimétrique afin d'augmenter de 2 ordres de grandeur la sensibilité des instruments existant. La plus grande ligne

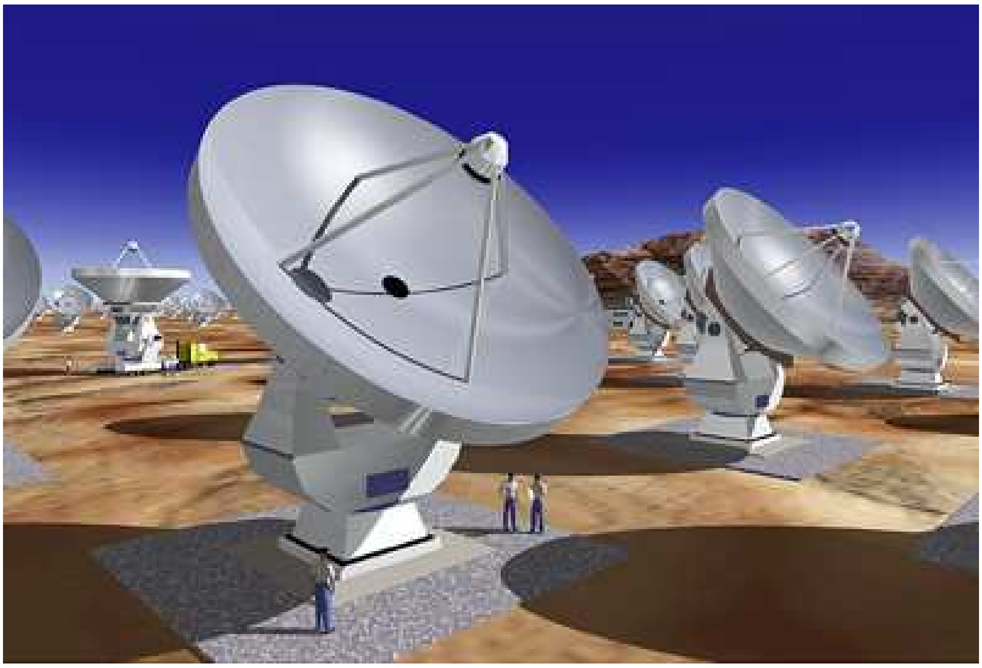

FIG. 1.10 – Vue d'artiste du projet ALMA (©ESO).

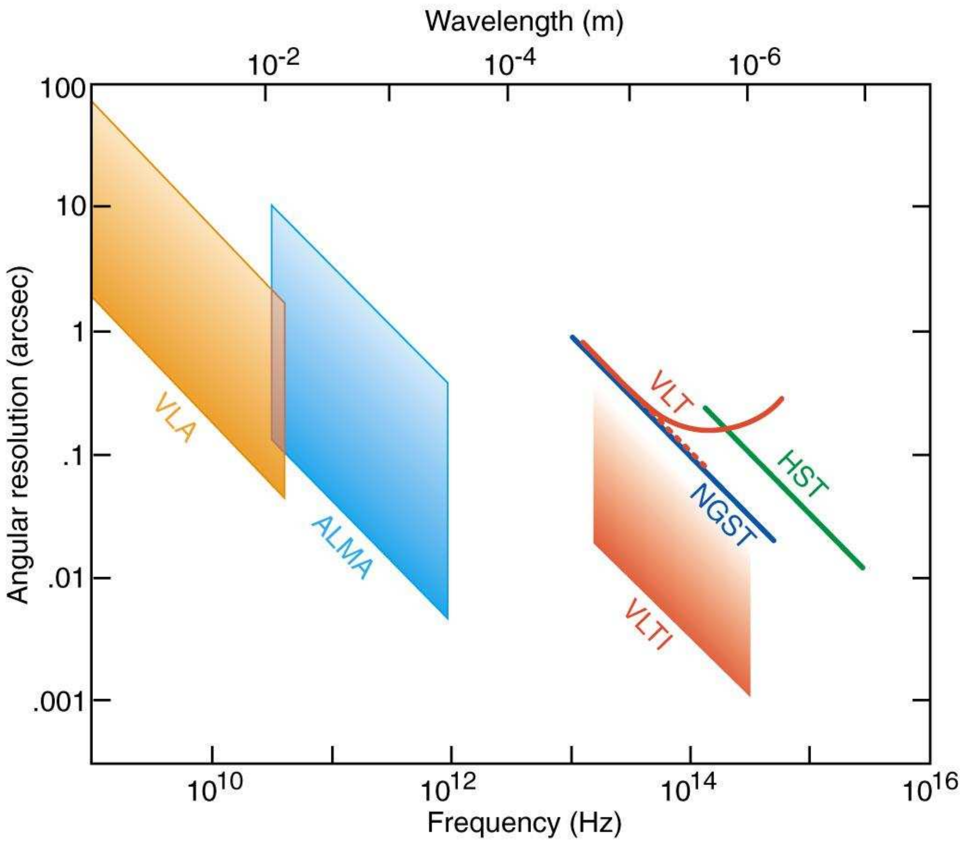

FIG. 1.11 – Résolution d'ALMA comparée aux autres instruments à haute résolution.

de base serait de 1 000 km et l'interféromètre pourrait être composé de 30 stations de 200 m de diamètre (2 fois plus grand que les plus grandes antennes orientables actuelles). Ces stations pourraient être soit de réelles antennes de 200 m de diamètres soit des ensemble d'antennes plus petites phasées. Les différentes propositions sont les suivantes :

- KARST : Il s'agit d'utiliser les karsts dans les régions Pingtang et Puding de la province de Guizhou dans le Sud-Ouest de la Chine. 400 sites répertoriés correspondant à des dépressions du relief présentent une forme idéale pour la construction d'antennes de type Arecibo.
- ATA : cette proposition consiste à utiliser le même type de petites antennes paraboliques que pour le projet ATA et à les regrouper en stations phasées.
- Adaptative Phased Array : c'est une proposition néerlandaise basée sur une hiérarchie d'éléments chacun composé d'un réseau de sous élements phasés.
- LAR (Large Adaptive Reflector) Il s'agit d'un nouveau concept (Legg 1998) canadien dans lequel le réflecteur primaire pouvant atteindre 200 m de diamètre est composé de panneaux plans et le réflecteur secondaire est suspendu à un ballon. Le positionnement du ballon au dessus du réflecteur primaire permet de pointer le téléscope.
- Le concept du CSIRO (Australie) consiste à mettre en phase 400 antennes de type lentille de Luneburg de 5 m de diamètre pour former une station. Plus de 100 stations seraient nécessaire pour SKA.

Le choix du design de l'instrument SKA est prévu pour 2005.

ALMA (Atacama Large Millimetre Array) Ce projet, développé par les Etats Unis (NRAO) et l'Europe (ESO) avec une possible participation Japonaise, a pour but de combler le déficit en résolution du domaine millimétrique et submillimétrique et d'augmenter d'un facteur 10 (7 par rapport au PdBI) la surface collectrice des instruments actuels. Composé de 64 antennes de 12 m de diamètre, l'interféromètre sera reconfigurable grâce à 250 socles (ou stations) pouvant accueillir les antennes déplacées à l'aide de transporteurs. Le nombre de stations permettra de couvrir toute une gamme de résolutions et de sensibilités de brillance avec une grande souplesse : le diamètre des différentes configurations variera entre 100 m pour la plus compacte et 10 km pour la plus étendue. ALMA sera construit sur le plateau de Chajnantor à 5 000 m d'altitude dans le désert de l'Acatama au Chili où la qualité de l'atmosphère permettra une très grande couverture en fréquence jusqu'au domaine submillimétrique : de 30 GHz à 900 GHz. LorsquALMA sera operationnel il sera possible de faire de l'imagerie aux plus hautes résolutions à la fois en optique et dans le domaine millimétrique-submillimétrique (voir Fig.1.11), ceci sera particulièrement interessant pour les études multi-longueurs d'ondes de certains objets. SKA permettra d'atteindres les mêmes résolutions aux plus basses fréquences.

DARWIN C'est un projet de l'ESA (European Space Agency) d'interférométrie spatiale dans le domaine infrarouge. 6 téléscopes de 1.5 m de diamètre seront envoyés au delà de Mars (pour ne pas être géné par la poussière zodiacale) et combineront leurs lumières dans une unité centrale chargée de mesurer les visibilités. Les lignes de bases pourront être de 10 à 100 mètres de longueur. L'objectif principal est la détection de planètes mais un tel instrument aura de nombreuses applications astrophysiques (toutes les sources infrarouges lumineuses).

La variété et l'envergure des projets montrent à quel point l'interférométrie occupera une place de premier plan dans l'instrumentation des prochaines années. Un investissement considérable sera réalisé dans la construction de nouveaux interféromètres ayant jusqu'à 10 fois plus de téléscopes que ceux qui existent actuellement dans un domaine spectral donné (mis à part le domaine optique-infrarouge où le VLTI est déjà un instrument de nouvelle génération). Plus que jamais se pose le problème de la conception (du design) des interféromètres : comment doivent être disposés les téléscopes d'un interféromètre pour assurer une conversion optimale de l'investissement en qualité d'imagerie et garantir ainsi un maximum de retour scientifique ?

Bien entendu ce problème n'est pas nouveau et la question s'est posée dans les mêmes termes lors de la conception de chacun des interféromètres en service aujourd'hui. Cependant le grand nombre de téléscopes impliqués dans les nouveaux projets donne une nouvelle importance à la question du design. D'une part le grand nombre d'échantillons permet de couvrir la région du plan *uv* à échantillonner sans trous (c. à d. avec des séparations entre les échantillons voisins plus petites que le minimum requis par l'objectif scientifique). D'autre part le nombre de degrés de liberté (le nombre de téléscopes) est grand et il est plus "facile" de s'approcher d'une distribution d'échantillons idéale dans le plan de Fourier (à déterminer en fonction de l'objectif scientifique). Ainsi, un design optimal devrait permettre non seulement d'extraire toute l'information requise pour l'imagerie (couverture sans trous) mais aussi, grâce à une distribution adéquate des échantillons, de produire instantanément (par une simple transformée de Fourier) une image de qualité satisfaisante avec toute la sensibilité de l'instrument.

Les deux chapitres suivants sont consacrés à l'étude du problème du design et une méthode inverse est proposée suivant laquelle le design est déduit des objectifs scientifiques. Une nouvelle méthode d'optimisation des positions des antennes pour une distribution cible d'échantillons de Fourier est introduite dans le Chapitre 2. Une analyse permettant de déterminer la forme de la distribution cible en fonction des spécifications sur l'imagerie, du nombre de téléscopes et de la plus grande ligne de base est développée dans le Chapitre 3. Le Chapitre 4 montre comment cette approche inverse du problème peut être appliquée au design du projet ALMA.