



Différence polarimétrique et angulaire d'image appliqué à imagerie à haut contraste des environnements circumstellaire

Vincent TARDIEUX¹ Laurence DENNEULIN^{1,2}

¹Laboratoire de Recherche de l'EPITA, EPITA, Le Kremlin-Bicêtre, France

²Université Lyon 1, ENS de Lyon, CNRS, CRAL, UMR5574, 69220 Saint-Genis-Laval, France

Résumé – L'observation des environnements circumstellaires permet de comprendre les processus de formation des planètes. Cette observation est complexifiée par la nuisance stellaire, qui est mille à dix-mille fois plus grande que l'intensité du disque. Il est possible d'extraire la lumière de l'environnement en exploitant l'invariance par rotation ou en polarisation de la nuisance stellaire, aujourd'hui aucune méthode n'exploite les deux de manière jointe. C'est pourquoi nous présentons PADI, une méthode basée sur l'approche par problème inverse afin de dissocier la lumière de l'environnement, polarisée et non-polarisée, et la nuisance stellaire.

Abstract – The observation of circumstellar environments helps in understanding planetary formation processes. However, this observation is complicated by stellar leakage, which is a thousand to ten thousand times stronger than the disk's intensity. It is possible to extract the light from the environment by exploiting the rotational or polarization invariance of stellar leakage, but no existing method jointly leverages both. This is why we introduce PADI, a method based on the inverse problem approach to disentangle the polarized and unpolarized environmental light from stellar leakage.

1 Introduction

L'étude des environnements circumstellaires permet de comprendre les processus de formation des planètes. Entourant les jeunes étoiles et composés de poussière et de gaz, ils évoluent jusqu'à former des systèmes exoplanétaires. Cependant, l'observation de leur surface est rendue difficile par l'éclat de la lumière stellaire, dont la nuisance noie celle de l'environnement, car 10^3 à 10^4 fois plus brillante.

L'instrument SPHERE IRDIS [2] (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch Infrared Dual Imager and Spectrograph) du VLT (Very Large Telescope) de l'ESO (European Southern Observatory) produit des images à haut contraste via l'imagerie différentielle angulaire (ADI [7]) et polarimétrique (DPI [2]). L'ADI repose sur la stabilisation de la pupille qui garde la nuisance stellaire fixe dans le plan image, ce qui a pour effet de laisser l'environnement observé tourner. Cette variabilité permet d'extraire son intensité totale. La DPI utilise l'hypothèse que la nuisance stellaire est non-polarisée et donc invariante par modulation de la polarisation, permettant d'en démêler l'intensité polarisée de l'environnement.

Pour extraire la lumière polarisée en DPI, la Double Différence [16] reste la méthode la plus courante. Elle consiste à soustraire des images polarisées à différentes orientations de polarisation. Elle ne permet cependant pas de déconvoluer le disque. En 2021, [3] introduit RHAPSODIE, une approche par problèmes inverses, dont le principe est d'inverser un modèle direct des données en minimisant la distance du modèle aux données sous certaines contraintes. Ils intègrent dans son modèle direct flou, variations de polarisation et transformations géométriques du champ (translations et rotations), offrant une séparation plus précise entre la lumière polarisée du disque et la nuisance de l'étoile. Cependant, ces deux approches ne permettent pas d'extraire l'intensité non-polarisée du disque et donc l'intensité totale.

Pour extraire l'intensité totale du disque à partir de données ADI, les méthodes les plus classiques se basent sur la PCA, cependant elles souffrent d'auto-soustraction au niveau des structures invariantes par rotation [8]. Ces dernières années,

deux méthodes basées sur l'approche inverse ont montré leurs capacités à reconstruire plus précisément ces disques, soit par décomposition morphologique du disque (MAYO [11, 12]), soit en estimant la covariance par patch de manière jointe à la reconstruction (REXPACO [5]). Cependant, ces approches ne permettent d'obtenir que l'intensité totale.

Aucune méthode ne permet aujourd'hui d'extraire la composante polarisée et non-polarisée de manière jointe, car l'utilisation de l'imagerie polarimétrique en pupille stabilisée est assez récente. Ceci complique le calcul des ratios de polarisation du disque. Afin de répondre à cette problématique, nous présentons PADI¹ (*Polarimetric and Angular Differential Imaging*), spécifique à ce mode d'observation, qui reprends et modifie le modèle direct de RHAPSODIE afin de prendre en compte les invariances par rotation de la nuisance spécifique aux données ADI/DPI. Nous étudions également différentes manières de contraindre l'espace des solutions au travers de trois régularisations différentes.

Cet article est structuré comme suit : la Section 2 présente la méthode PADI avec ses paramètres d'intérêt, son modèle direct ainsi que le problème inverse qui en découle. Dans la Section 3 les reconstructions de PADI sont comparées avec celles des méthodes à l'état-de-l'art. Nous montrons également, dans la Section 4, une comparaison sur les données astrophysiques de PDS 70 [9] avant de conclure dans la Section 5.

2 Méthode

2.1 Paramètres d'intérêt

Dans ces travaux, les paramètres d'intérêt sont les cartes d'intensité polarisée $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u \in \mathbb{R}_+^N$, non polarisée $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p \in \mathbb{R}_+^N$, où N est le nombre de pixel de cartes, ainsi que l'angle de polarisation $\theta \in [-\pi, \pi]^N$. Nous reconstruisons également la carte de nuisance stellaire $\mathbf{I}_{\text{res}}^u \in \mathbb{R}_+^N$ afin de s'en débarrasser. Un exemple de ces paramètres d'intérêt est présenté sur la Figure 1. En pratique, ces paramètres sont exprimés au travers des paramètres Stokes \mathbf{I} , \mathbf{Q} et \mathbf{U} , car l'instrument est monté

¹<https://github.com/SpottedBush/PADI>

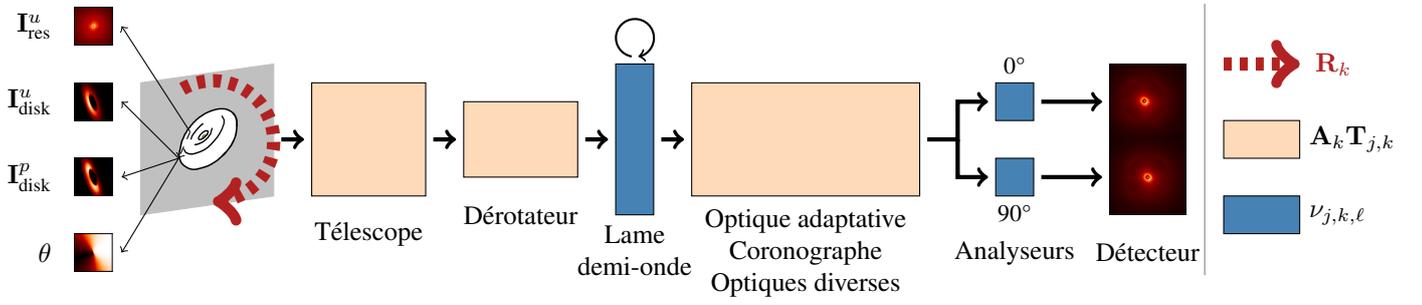


FIGURE 1 : Schéma simplifié de l'ESO VLT SPHERE IRDIS

de manière à ce que l'intensité acquise par la caméra soit une combinaison linéaire de ces paramètres. Les relations entre les deux bases de paramètres sont les suivantes :

$$\begin{cases} \mathbf{I} = \mathbf{I}^u + \mathbf{I}_{\text{disk}}^p \\ \mathbf{Q} = \mathbf{I}_{\text{disk}}^p \cos(2\theta) \text{ et } \theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\mathbf{U}}{\mathbf{Q}}\right) \bmod \pi \\ \mathbf{U} = \mathbf{I}_{\text{disk}}^p \sin(2\theta) \end{cases} \quad \begin{cases} \mathbf{I}_{\text{disk}}^p = \sqrt{\mathbf{Q}^2 + \mathbf{U}^2} \\ \mathbf{I}^u = \mathbf{I} - \sqrt{\mathbf{Q}^2 + \mathbf{U}^2} \end{cases} \quad (1)$$

où $\mathbf{I}^u = \mathbf{I}_{\text{res}}^u + \mathbf{I}_{\text{disk}}^u$. Il est important de noter qu'on suppose la lumière de l'étoile non polarisée d'où $\mathbf{I}_{\text{res}}^p = 0$ et donc $\mathbf{I}^p = \mathbf{I}_{\text{disk}}^p$. Cette hypothèse est une approximation qui peut ne pas être vraie en pratique.

2.2 Modèle direct de l'instrument

Afin d'observer ces paramètres d'intérêt, l'instrument ESO/VLT SPHERE IRDIS procède de la manière suivante (c.f. Fig. 1). Le télescope capte la lumière totale de l'étoile et de son environnement, qui tournent dans le plan image au fil des acquisitions, puis celle-ci passe par un dérotateur, qui compense la rotation du télescope (mais pas celle de la Terre) et stabilise ainsi les résidus stellaires dans le plan image. Ensuite, une lame demi-onde module l'état de polarisation selon un cycle de quatre positions, l'optique adaptative corrige la turbulence atmosphérique et un coronographe vient atténuer la lumière de l'étoile d'un facteur 10 à 100. La lumière est enfin scindée et envoyée à travers deux analyseurs croisés, qui projettent la polarisation dans leurs bases, avant d'être acquise par le détecteur.

Au final, pour l'analyseur $j \in \{1, 2\}$, l'acquisition $k \in \llbracket 1 ; K \rrbracket$ et le pixel $m \in \llbracket 1 ; M \rrbracket$, nous définissons le modèle direct de l'intensité du détecteur $\mathbf{I}_{j,k}^{\text{det}} \in \mathbb{R}^M$ de manière similaire à l'équation (9) du papier RHAPSODIE :

$$\mathbf{I}_{j,k}^{\text{det}} = v_{j,k,1} \mathbf{T}_{j,k} \left(\mathbf{A}_k \mathbf{R}_k \mathbf{I}_{\text{disk}} + \mathbf{I}_{\text{res}} \right) + v_{j,k,2} \mathbf{T}_{j,k} \mathbf{A}_k \mathbf{R}_k \mathbf{Q} + v_{j,k,3} \mathbf{T}_{j,k} \mathbf{A}_k \mathbf{R}_k \mathbf{U} \quad (2)$$

où $v_{j,k,\ell} \in \mathbb{R}$ représente la modulation de la polarisation induite par la lame demi-onde sur le paramètre d'intérêt ℓ , $\mathbf{T}_{j,k}$ les translations, \mathbf{R}_k les rotations et \mathbf{A}_k le flou. La différence entre PADI et RHAPSODIE est que nous prenons en compte, dans le cas des données en pupilles stabilisées, que \mathbf{I}_{res} ne tourne pas et qu'il n'est pas souhaitable de la déconvoluer, ce qui nous permet de séparer \mathbf{I} en \mathbf{I}_{disk} et \mathbf{I}_{res} dans le modèle.

Soit $\mathbf{I}_{j,k}^{\text{det}}(\mathbf{X})$ le modèle des données en fonction d'un ensemble de paramètres d'intérêt $\mathbf{X} \in \mathbb{R}^{4 \times N}$ (sous-entendant un changement de variable pour passer aux paramètres de Stokes dans le modèle), le modèle direct des données acquises par la caméra est donné par :

$$\mathbf{d}_{j,k} = \mathbf{I}_{j,k}^{\text{det}}(\mathbf{X}) + \boldsymbol{\eta}_{j,k} \quad (3)$$

où $\boldsymbol{\eta}_{j,k} \sim \mathcal{N}(0, \boldsymbol{\Sigma}_{j,k})$ est composé du bruit de photon et du bruit de lecture de la caméra. On considère qu'un pixel défectueux ou des données manquantes ont une variance infinie.

2.3 Problème inverse

De manière similaire à [3], on pose comme paramètres d'intérêt : $\mathbf{X} = (\mathbf{I}_{\text{res}}^u, \mathbf{I}_{\text{disk}}^u, \mathbf{Q}, \mathbf{U}) \in \mathbb{R}_+^2 \times \mathbb{R}^2$ et on estime ces paramètres en résolvant :

$$\hat{\mathbf{X}} = \arg \min_{\mathbf{X} \in \mathbb{R}_+^2 \times \mathbb{R}^2} \left\{ f(\mathbf{X}) = (f_{\text{data}} + f_{\text{prior}})(\mathbf{X}) \right\} \quad (4)$$

$$\text{où :} \quad f_{\text{data}}(\mathbf{X}) = \sum_{j,k} \|\mathbf{d}_{j,k} - \mathbf{I}_{j,k}^{\text{det}}(\mathbf{X})\|_{\mathbf{W}_{j,k}}^2 \quad (5)$$

est le terme d'attache aux données provenant de leur anti-log-vraisemblance, avec $\mathbf{W} \in \mathcal{S}_M(\mathbb{R})$ telle que $\mathbf{W}_{jk} = \boldsymbol{\Sigma}_{j,k}^{-1}$ (distance de Mahalanobis), et

$$f_{\text{prior}}(\mathbf{X}) = f_{\text{prior,res}}(\mathbf{X}) + f_{\text{prior,disk}}(\mathbf{X}). \quad (6)$$

Pour la nuisance stellaire, nous nous contentons d'un simple lissage avec une régularisation de Tikhonov [15] :

$$f_{\text{prior,res}}(\mathbf{X}) = \lambda_{\text{res}} \|\Delta \mathbf{I}_{\text{res}}^u\|_{\ell_2}^2, \quad (7)$$

où Δ est l'opérateur de différences finies horizontales et verticales.

Pour le disque, nous comparons trois configurations de régularisations différentes basées sur la régularisation à bords francs *Edge Preserving Smoothing* (EPS [1]) :

$$f_{\text{EPS}}(x) = \sqrt{x + \varepsilon_x^2} - \varepsilon_x \quad (8)$$

où $\varepsilon_x > 0$ est un hyperparamètre seuil, assurant la différentiabilité de la fonction et $x \in \mathbb{R}_+$ une combinaison des normes des paramètres d'intérêt selon les configurations présentées ci-dessous.

La première, nommée Régularisation Jointe (RJ), permet d'imposer une contrainte de forme entre $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$:

$$f_{\text{RJ}}(\mathbf{X}) = \lambda_{\text{RJ}} f_{\text{EPS}}(\alpha_{\text{RJ}} \|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^u\|_{\ell_2}^2 + \|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^p\|_{\ell_2}^2) \quad (9)$$

où α_{RJ} et λ_{RJ} sont les hyperparamètres.

La seconde, nommée Régularisation Disjointe (RD), ne tient pas compte de cette contrainte de forme :

$$f_{\text{RD}}(\mathbf{X}) = \lambda_{\text{RD},1} f_{\text{EPS}}(\|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^u\|_{\ell_2}^2) + \lambda_{\text{RD},2} f_{\text{EPS}}(\|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^p\|_{\ell_2}^2) \quad (10)$$

où $\lambda_{\text{RD},1}$ et $\lambda_{\text{RD},2}$ sont les hyperparamètres. Le but initial d'une telle régularisation est de limiter les transferts d'informations erronés qui serait lié à la contrainte de forme de f_{RJ} (résidu de nuisance stellaire, exoplanètes et structures visibles qu'en lumière non-polarisée, etc.)

La dernière, nommée Régularisation Structurelle (RS) reprend la régularisation jointe en y ajoutant une pénalisation sur la valeur des pixels pour limiter la brillance du fond :

$$f_{\text{RS}}(\mathbf{X}) = \lambda_{\text{RS},1} f_{\text{EPS}}(\alpha_{\text{RS}}^2 \|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^u\|_{\ell_2}^2 + \|\Delta \mathbf{I}_{\text{disk}}^p\|_{\ell_2}^2) + \lambda_{\text{RS},2} (\alpha_{\text{RS}} \|\mathbf{I}_{\text{disk}}^u\|_{\ell_1} + \|\mathbf{I}_{\text{disk}}^p\|_{\ell_1}) \quad (11)$$

où la norme ℓ_1 est définie pour $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^N$ par $\|\mathbf{x}\|_{\ell_1} = \sum_n |\mathbf{x}_n|$ et α_{RS} , $\lambda_{\text{RS},1}$ et $\lambda_{\text{RS},2}$ sont les hyperparamètres. On notera que dans notre cas, les composantes de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ étant contraintes positives, puisque ce sont des intensités, on peut enlever les valeurs absolues de la norme ℓ_1 pour obtenir une fonction linéaire rendant ainsi la fonction f_{RS} différentiable.

3 Résultats sur données simulées

3.1 Simulation des données

La vérité terrain a été simulée en combinant, à partir des relations Eq. (1) les cartes d'intensité totale \mathbf{I}_{disk} , d'intensité polarisée $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ et de "scattering angle" pour θ , générées par l'outil de simulation de disques de débris DDiT [10]. Nous notons que le "scattering angle" de DDiT n'est pas l'angle de polarisation du disque, mais cela n'a aucune influence sur la capacité de PADI à reconstruire θ puisqu'il n'est pas contraint. Nous avons utilisé les paramètres par défaut de l'outil (dont $N = 300 \times 300$). Pour $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$, nous avons utilisé une vraie image de nuisance stellaire d'une étoile sans environnement circum-stellaire observée avec l'ESO/VLT-SPHERE IRDIS. Nous avons ensuite normalisé les cartes d'intensités du disque, afin d'avoir un contraste de $10^{-2.0}$ entre le maximum de l'intensité totale du disque et le maximum du résidu stellaire. Le jeu de données final, composé de $K = 64$ acquisitions de taille $M = 256 \times 512$, a ensuite été simulé à partir du modèle direct Eq. (2), pour 8 cycles de lame demi-onde, avec 2 acquisitions par positions, et des angles de rotation du ciel allant de 1° à 64° par pas de 1° . La PSF est obtenue en ajustant un modèle paramétrique de tâche d'Airi sur une vraie PSF de l'instrument.

3.2 Résolution du problème et réglages des hyperparamètres

Afin de réduire le coût computationnel, nous inversons l'opérateur de flou \mathbf{A} et les rotations $(\mathbf{R}_k)_{k \in \llbracket 1, K \rrbracket}$ dans le modèle direct. Cette approximation est possible, car la PSF utilisée pour les simulations et reconstructions est centro-symétrique. Il est tout de même important de noter que cette approximation n'est pas vraie si l'on souhaite utiliser la PSF originale de l'ESO/VLT SPHERE IRDIS qui est beaucoup plus structurée.

Les paramètres d'intérêts sont estimés à partir de Eq. (4) avec VMLM-B [14], un algorithme qui combine la méthode quasi-Newton à mémoire limitée ℓ -BFGS avec une recherche de pas adaptative et qui permet de prendre en compte des bornes séparables (comme les contraintes de positivité pour notre problème). Nous prenons comme reconstruction initiale celle de la Double Différence présentée dans la Figure 2.

Les hyperparamètres sont réglés en maximisant la somme des indices de similarité structurelle (SSIM) de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$, avec la méthode de Powell BOBYQA [13], qui permet de trouver l'optimum d'une fonction à plusieurs variables sans calculer le gradient. Le SSIM entre un paramètre $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^N$ et sa vérité terrain $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^N$ est calculé de la manière suivante :

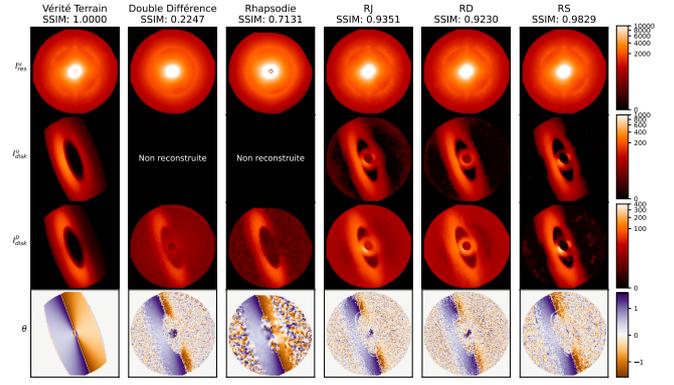


FIGURE 2 : Comparaison des différentes méthodes sur $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$, $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$, $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ et θ . Pour la Double Différence et RHAPSODIE, $\mathbf{I}^u = \mathbf{I}_{\text{res}}^u + \mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ total est tracé à la place de $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$ qui ne peut être démixé de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ par ces méthodes.

$$\text{SSIM}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{(2\mu_x\mu_y + c_1)(2\sigma_x\sigma_y + c_2)(\sigma_{xy} + c_3)}{(\mu_x^2 + \mu_y^2 + c_1)(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + c_2)(\sigma_x\sigma_y + c_3)}$$

où les termes μ_x et μ_y sont leurs moyennes locales, σ_x^2 et σ_y^2 leurs variances locales et σ_{xy} leur covariance locale. Les constantes c_1 , c_2 et c_3 stabilisent la formule en évitant les divisions par zéro.

3.3 Comparaison des méthodes sur des données simulées

La figure 2 compare les reconstructions obtenues par la Double Différence (DD), qui démixe \mathbf{Q} et \mathbf{U} de \mathbf{I} en faisant la soustraction des deux images du détecteurs après un découpage et un recentrage de celles-ci pour chaque acquisition, RHAPSODIE et les différentes régularisations de PADI avec la vérité terrain pour ce cas d'étude. La moyenne des SSIM de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ est indiquée sous le nom de chaque méthode. La DD et RHAPSODIE ne démixent pas $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$, on ne peut pas observer ce dernier. Les reconstructions de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ pour ces deux méthodes sont présentées comme référence, la DD étant utilisée comme point de départ et RHAPSODIE comme meilleure estimation de l'intensité polarisée.

On remarque que PADI permet bien de démixer $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$, mais les reconstructions comportent un résidu stellaire au bord du coronographe, qui n'est pas présent dans les reconstructions de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ par la DD et RHAPSODIE. Par ailleurs, PADI ne régularise pas θ . En terme de SSIM (cf. Table. 1), RD est la moins bonne des régularisations. En effet, $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ est pollué par un fond très brillant et par le résidu stellaire, alors que la contrainte de forme n'est pas présente. En revanche, $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ semble visuellement bien reconstruit. Les reconstructions avec RJ sont assez similaires à celles de RD, si ce n'est que $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ semble plus lisse et les bords des disques mieux définis. Le meilleur SSIM est obtenu pour RS, où le fond est mis à zéro par la norme ℓ_1 . Cette régularisation est cependant problématique, car elle semble rogner les bords du disque. Une telle régularisation pourrait donc couper des structures importantes de faible intensité. On remarque par ailleurs que le SSIM de PADI pour $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ est meilleur que RHAPSODIE, malgré la résidu stellaire. On suppose que cela provient du fond qui pour RHAPSODIE est très bruité. En conclusion, PADI permet bien d'extraire $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$, et d'avoir une extraction moins bruitée de $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$ que RHAPSODIE, cependant les deux sont polluées par un résidu stellaire dont la provenance reste à étudier.

TABLE 1 : SSIM calculés entre chaque méthode et la vérité terrain pour $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ (inconnu pour DD et RHAPSODIE) et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$.

	DD	RHAPSODIE	RJ	RD	RS
$\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$	-	-	0.9957	0.9957	0.958
$\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$	0.2247	0.7131	0.8745	0.8502	0.9701

4 Résultats sur données réelles

Pour analyser le comportement de PADI dans des conditions réelles, nous l'avons appliqué sur le jeu de données du disque de transition de PDS 70 [9], observé avec l'instrument ESO/VLT-SPHERE IRDIS dans la nuit du 13/07/2019, en polarimétrie et pupille stabilisée. Nous avons choisi cette cible car des travaux récents [4, 17], nous permettent d'avoir une bonne idée de ce à quoi ressemble le disque. Pour $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$, nous prenons comme base de comparaison, les reconstruction en ADI de REXPACO présentées dans [5]. Les hyperparamètres ont été réglés sur un critère de ressemblance visuelle avec ces reconstructions et celles de RHAPSODIE. La figure 3 permet de comparer les reconstructions de la Double Différence, RHAPSODIE et PADI. On remarque tout d'abord que PADI permet bien d'extraire $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$, cependant la reconstruction possède les mêmes artéfacts que celles de REXPACO, lorsque la covariance spatiale est négligée (c.f. [5] Fig. 12 (a)). Pour $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$, RS et RD semblent donner les meilleures reconstructions, mais la zone centrale est bien plus semblable à $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et moins à la reconstruction de RHAPSODIE. Par ailleurs, tout comme pour les données simulées, les reconstructions souffrent d'un fort résidu stellaire au bord du coronographe. On peut tout de même y observer l'exoplanète PDS 70b [6]. Pour θ , RS semble donner la meilleure reconstruction mais les résultats ne sont pas aussi bien que ceux de RHAPSODIE. En conclusion, chacune des régularisations semblent donner une reconstruction correcte pour $\mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ et $\mathbf{I}_{\text{disk}}^p$, mais une meilleur prise en compte des covariances locales ou de l'angle de polarisation dans la régularisation pourrait permettre de meilleurs résultats.

5 Conclusion et perspectives

Dans ce papier, nous avons proposé une nouvelle méthode de reconstruction de disques à partir de données polarimétriques en pupille stabilisée, permettant d'accéder de manière jointe à l'intensité polarisée et non-polarisée des cibles observées. Nous avons contraint l'ensemble des reconstructions à travers trois régularisations que nous avons comparé sur des données simulées et des données astrophysiques réelles. De manière générale, PADI permet d'extraire efficacement l'intensité non-polarisée du disque. Les premiers résultats, obtenus à partir des images simulées, ont montré que ces trois régularisations avaient toutes leurs avantages et inconvénients et que dans tous les cas, l'intensité polarisée était polluée par un résidu de nuisance stellaire au bord du coronographe. Les résultats, sur données astrophysiques, ont montré les mêmes artéfacts que REXPACO lorsque les covariances locales ne sont pas prises en comptes. En conclusion, cette étude préliminaire montre que PADI permet de discriminer la lumière non-polarisée réfléchi sur le disque de la lumière stellaire, permettant de calculer le rapport de polarisation de différents disques. Des perspectives d'améliorations sont envisagées, comme la prise en compte des covariances locales et temporelles de la nuisance, une modélisation plus fine, ou une régularisation plus réfléchi.

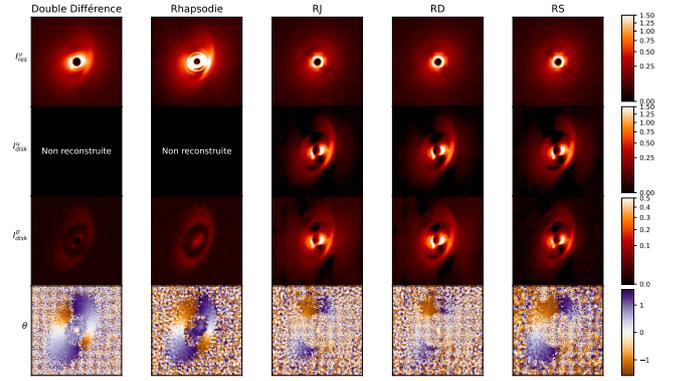


FIGURE 3 : Comparaison des méthodes sur la cible PDS 70 [9]. Pour la Double Différence et RHAPSODIE, $\mathbf{I}^u = \mathbf{I}_{\text{res}}^u + \mathbf{I}_{\text{disk}}^u$ total est tracé à la place de $\mathbf{I}_{\text{res}}^u$ qui ne peut être démêlé par ces méthodes.

Références

- [1] P. CHARBONNIER, L. BLANC-FÉRAUD, G. AUBERT et M. BARLAUD : Deterministic edge-preserving regularization in computed imaging. *IEEE Transactions on Image Processing*, 6(2):298–311, février 1997.
- [2] J. de BOER, M. LANGLOIS, R. G. van HOLSTEIN, J. H. GIRARD, D. MOUILLET et al. : Polarimetric imaging mode of vlt/sphere/irdis : I. description, data reduction, and observing strategy. *Astronomy & Astrophysics*, 633:A63, janvier 2020.
- [3] L. DENNEULIN, J.-F. SAUVAGE, J. MILLI et al. : Rhapsodie : Reconstruction of high-contrast polarized sources and deconvolution for circumstellar environments. *Astronomy & Astrophysics*, 2021.
- [4] O. FLASSEUR, L. DENIS, É. THIÉBAUT et M. LANGLOIS : Rexpaco asdi : Joint unmixing and deconvolution of the circumstellar environment by angular and spectral differential imaging. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 535(1):689–728, 2024.
- [5] O. FLASSEUR, J.-F. SAUVAGE, J. MILLI et al. : Rexpaco : An algorithm for high contrast reconstruction of the circumstellar environment by angular differential imaging. *Astronomy & Astrophysics*, 2021.
- [6] M. KEPPLER, M. BENISTY, A. MÜLLER, Th. HENNING, R. VAN BOEKEL, F. CANTALLOUBE, C. GINSKI, R.G. VAN HOLSTEIN, A.-L. MAIRE, A. POHL et al. : Discovery of a planetary-mass companion within the gap of the transition disk around pds 70. *Astronomy & Astrophysics*, 617:A44, 2018.
- [7] C. MAROIS, D. LAFRENIÈRE, R. DOYON, B. MACINTOSH et D. NADEAU : Angular differential imaging : a powerful high-contrast imaging technique. *The Astrophysical Journal*, 2006.
- [8] J. MILLI, D. MOUILLET, A.-M. LAGRANGE, A. BOCCALETTI, D. MAWET, G. CHAUVIN et M. BONNEFOY : Impact of angular differential imaging on circumstellar disk images. *Astronomy & Astrophysics*, 545:A111, 2012.
- [9] A. MÜLLER, M. KEPPLER, Th. HENNING, M. SAMLAND, G. CHAUVIN, H. BEUST, A.-L. MAIRE, K. MOLAVERDIKHANI, R. van BOEKEL, M. BENISTY et al. : Orbital and atmospheric characterization of the planet within the gap of the pds 70 transition disk. *Astronomy & Astrophysics*, 617:L2, 2018.
- [10] J. OLOFSSON, J. MILLI, A. BAYO, Th. HENNING et N. ENGLER : The challenge of measuring the phase function of debris discs. application to hr 4796 a. *Astronomy & Astrophysics*, 640:A12, août 2020.
- [11] B. PAIRET, F. CANTALLOUBE et L. JACQUES : Mayonnaise : a morphological components analysis pipeline for circumstellar discs and exoplanets imaging in the near-infrared. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(3):3724–3742, 2021.
- [12] B. PAIRET, L. JACQUES et F. CANTALLOUBE : Iterative low-rank and rotating sparsity promotion for circumstellar disks imaging. *Signal Processing with Adaptive Sparse Structured Representations*, 1:1, 2019.
- [13] M. J. D. POWELL : The newuoa software for unconstrained optimization without derivatives. In *Large-scale Nonlinear Optimization*, pages 255–297. Springer, 2006.
- [14] É. THIÉBAUT : Optimization issues in blind deconvolution algorithms. In *Astronomical Data Analysis II*, volume 4847, pages 174–183. SPIE, 2002.
- [15] A. N. TIKHONOV : Regularization of incorrectly posed problems. *Soviet Mathematics Doklady*, 1963.
- [16] J. TINBERGEN : *Astronomical Polarimetry*. Cambridge University Press, août 2005.
- [17] Z. WAHHAJ, M. BENISTY, C. GINSKI, C. SWASTIK, S. ARORA, R.G. van HOLSTEIN, R. DE ROSA, B. YANG, J. BAE et B. REN : Pds 70 unveiled by star-hopping : Total intensity, polarimetry, and millimeter imaging modeled in concert. *Astronomy & Astrophysics*, 687:A257, 2024.