

Calibration and spectral characterization of an active photonic based nulling interferometer

Vincent Foriel¹, Marc-Antoine Martinod¹, Nick Cvetojevick¹, Frantz Martinache¹, Sylvie Robbe-Dubois¹ and Roxanne Ligi¹

¹ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur Nice, CNRS, Laboratoire Lagrange, Nice, France

² KU Leuven university, Leuven, Belgium

Received —; accepted —

RÉSUMÉ

Context. L'interférométrie annulante est une technique prometteuse pour la détection directe d'exoplanètes, adressant aussi bien le problème de résolution angulaire et de contraste, mais requièrent un contrôle de phase extrême. L'utilisation de composants photoniques intégrés, tels que les interféromètres multimodes (MMI), permet de compactifier et stabiliser ces instruments. Cependant, les défauts de fabrication et différences de chemins optiques résiduels en amont dégradent rapidement la qualité des observables produits

Aims. Notre objectif est de présenter une méthode robuste pour la caractérisation spectrale et la calibration d'un MMI 4x4 équipé de 4 déphasateurs thermo-optiques, permettant de réaliser des opérations de Kernel-Nulling.

Methods. Nous utilisons une méthode de scan systématique des déphasateurs avec différentes combinaisons d'entrées (seule, paires, triplets, toutes). En analysant les flux de sortie en fonction de la phase injectée, nous ajustons les franges observées avec un modèle matriciel. La fréquence des modulations observées permet de calibrer la réponse des déphasateurs (relation puissance-phase), tandis que l'amplitude et la phase relative des franges permettent de reconstruire la matrice de transfert complexe du composant MMI.

Results. TODO

Conclusions. TODO

Key words. Active, Photonic, Tunable, Kernel, Nulling, Interferometry, Direct Detection, Exoplanet, Characterization, MMI

1. Introduction

L'interférométrie annulante (Nulling Interferometry) proposée par Bracewell & MacPhie (1979) permet d'éteindre la lumière d'une étoile pour révéler ses compagnons planétaires. Cependant, cette technique reste très sensible aux défauts instrumentaux. Des architectures plus avancées comme le Double Bracewell ou le Kernel-Nulling (Martinache & Ireland 2018) permettent de pallier partiellement à ce problème en produisant des observables auto-calibrés, robustes aux aberrations de phase de bas ordre.

Dans ce papier, nous nous concentrerons sur un composant photonique intégré composé d'un MMI 4x4 (Multi-Mode Interferometer) qui réalise le mélange des faisceaux (Fig. 1). Pour pallier les imperfections de fabrication et contrôler précisément les phases, des déphasateurs thermo-optiques sont placés sur les guides d'ondes en amont du MMI. Nous présentons ici une méthode complète pour calibrer ces déphasateurs, caractériser la matrice de transfert du MMI et emmener le composant à son point de fonctionnement.

2. Méthode de Caractérisation

2.1. Calibration des déphasateurs

La calibration des déphasateurs vise à caractériser la relation entre la puissance électrique appliquée et le déphasage optique induit. Pour ce faire, nous illuminons les quatre entrées du composant tout en appliquant une rampe de puissance individuellement sur chaque déphasateur.

Lorsqu'un déphasage est induit sur l'un des guides d'onde, l'intensité $O_k(x_j)$ mesurée sur la sortie k évolue selon la relation :

$$O_k(x_j) = (\alpha_k + A_k x_j) \sin(\omega x_j + \phi_k) + B_k x_j + C_k \quad (1)$$

où x_j représente la puissance électrique injectée sur le déphaseur j . Les paramètres α , ω , ϕ et C correspondent respectivement à l'amplitude, la pulsation, la phase et l'offset moyen de la modulation d'interférence. Les termes correctifs A et B ont été introduits pour modéliser les dérives linéaires d'amplitude et de fond, attribuées aux instabilités thermiques et mécaniques du banc de test. Bien que sans intérêt physique pour la caractérisation du composant, leur inclusion dans le modèle d'ajustement est nécessaire pour extraire précisément les paramètres d'intérêt (ω , α , ϕ) en présence de perturbations environnementales.

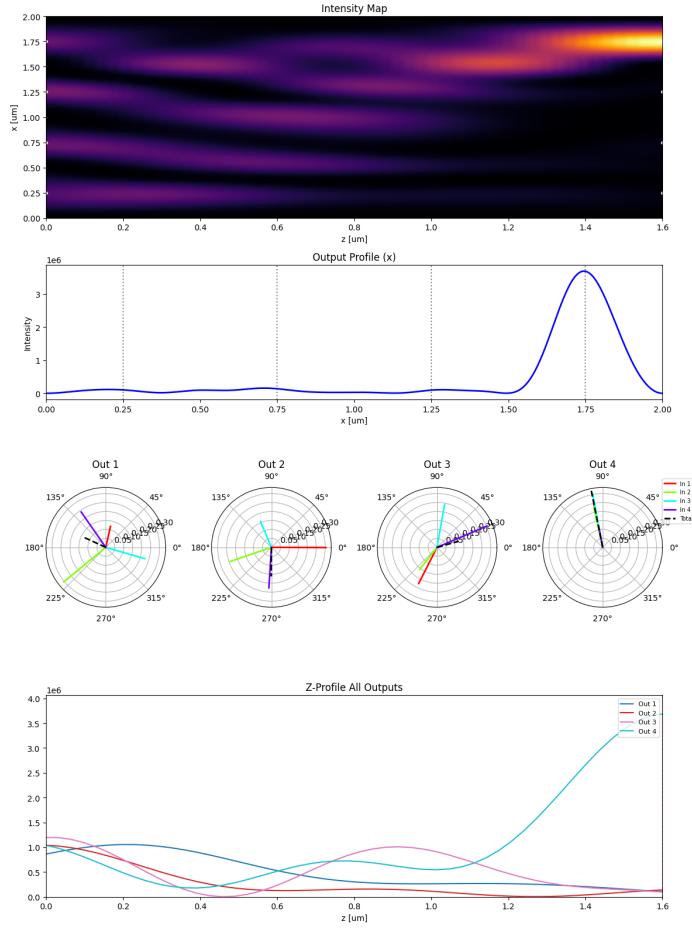


FIGURE 1 : Exemple de propagation de la lumière dans un MMI 4x4. A remplacer par notre MMI.
. L'opération produite par un MMI dépend principalement de sa géométrie et de la phase des faisceaux d'entrée.

L'identification du paramètre ω lors de l'étape de calibration permet d'établir la relation de conversion entre puissance injectée et phase optique. Il est alors possible de reformuler l'équation précédente en fonction de la phase φ_j :

$$O_k(\varphi_j) = (\alpha_k + A_k \varphi_j) \sin(\varphi_j + \phi_k) + B_k \varphi_j + C_k \quad (2)$$

2.2. Matrice de transfert

Une fois les lois de commande des déphasateurs établies, nous procédons à la caractérisation complète du composant. Le système est modélisé par sa matrice de transfert complexe \mathbf{M} (supposée unitaire), reliant le vecteur des champs d'entrée \mathbf{E}_{in} au vecteur des champs de sortie \mathbf{E}_{out} :

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{C}_{out} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}_{in} \cdot \mathbf{E}_{in} \quad (3)$$

où \mathbf{C}_{in} et \mathbf{C}_{out} sont des matrices de cross-talk, et \mathbf{P} est la matrice diagonale $P_{kk} = e^{i\varphi_k}$ correspondant aux déphasages induits par les déphasateurs.

Etant donné que nous n'avons accès qu'à l'intensité des champs $O_k = |E_{k,out}|^2$, nous nous trouvons dans un cas dégénéré où les effets \mathbf{M} du MMI sont indissociables des effets de cross-talk en amont et en aval de ce dernier. On a alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{O} &= (\mathbf{C}_{out} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}_{in} \cdot \mathbf{E}_{in})^\dagger (\mathbf{C}_{out} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}_{in} \cdot \mathbf{E}_{in}) \\ &= \mathbf{E}_{in}^\dagger \cdot \mathbf{C}_{in}^\dagger \cdot \mathbf{P}^\dagger \cdot \mathbf{M}^\dagger \cdot \mathbf{C}_{out}^\dagger \cdot \mathbf{C}_{out} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}_{in} \cdot \mathbf{E}_{in} \\ &= \mathbf{E}_{in}^\dagger \cdot \mathbf{C}_{in}^\dagger \cdot \mathbf{P}^\dagger \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{C}_{in} \cdot \mathbf{E}_{in} \end{aligned} \quad (4)$$

Etant donné que \mathbf{M} et \mathbf{C}_{out} sont indissociables et qu'on s'attend de toute façon à ce que \mathbf{M} ne soit pas parfait, on regroupe les deux en une matrice \mathbf{A} que l'on associera à la matrice de transfert complexe du MMI.

On aimeraient alors déterminer les paramètres de la matrice \mathbf{A} ainsi que le cross-talk \mathbf{C}_{in} . L'injection dans le composant est pilotée par un miroir segmenté déformable dont 4 des segments sont associés individuellement à une entrée unique. L'extinction d'une voie est réalisée en inclinant le segment correspondant pour dévier le faisceau hors du guide d'onde. Cette méthode mécanique étant imparfaite, une intensité résiduelle non négligeable persiste même lorsque la voie est nominalemeht éteinte ("OFF"). En l'absence de métrologie directe du champ injecté, il est donc nécessaire d'estimer \mathbf{E}_{in} pour les états activés comme pour les états éteints.

Pour résoudre ce problème inverse, nous exploitons la redondance des données acquises. Le protocole de caractérisation balaye l'ensemble des 16 combinaisons d'entrées possibles (2^4). Pour chaque combinaison, les 4 déphasateurs sont scannés individuellement, produisant chacun 4 signaux de modulation en sortie. Cela représente un total de $16 \times 4 \times 4 = 256$ observables (amplitudes et phases des franges). Face à cela, le modèle dépend d'un nombre restreint de paramètres inconnus : les coefficients complexes de la matrice de transfert \mathbf{A} (4×4), ceux de la matrice de cross-talk \mathbf{C}_{in} (4×4), ainsi que les champs complexes injectés pour chaque voie active ou éteinte. En comptant les parties réelles et imaginaires, nous avons environ 80 degrés de liberté. Le système est donc largement surdéterminé, ce qui permet une reconstruction robuste par ajustement de modèle.

Nous cherchons ainsi à déterminer \mathbf{A} , \mathbf{C}_{in} et \mathbf{E}_{in} en minimisant l'écart entre le modèle et les mesures. Plusieurs contraintes sont ajoutées pour garantir la convergence vers une solution physique et réduire voir lever les dégénérescences :

- La matrice \mathbf{A} est contrainte à être unitaire ($\mathbf{A}^\dagger \mathbf{A} = \mathbf{I}$), ce qui suppose une recombinaison sans perte ni gain au sein du MMI.
- La norme spectrale de la matrice de cross-talk \mathbf{C}_{in} est bornée par 1 ($\|\mathbf{C}_{in}\|_2 \leq 1$) afin d'autoriser physiquement les pertes d'injection. Un terme de régularisation favorise cependant des normes proches de 1, sous l'hypothèse de faibles pertes.

L'optimisation est initialisée avec $\mathbf{A} = \mathbf{C}_{in} = \mathbf{I}$ et avec \mathbf{E}_{in} et \mathbf{E}_{out} des vecteurs uniformes de phase nulle et d'amplitude respectivement 1 et 0. On s'attend à ce que \mathbf{C}_{in} reste proche de l'identité tandis que \mathbf{A} convergera vers la matrice de mélange réelle du MMI. On s'attend également à ce que le résultat converge à une phase absolue près, n'intervenant pas dans les opérations interferométriques.

Les matrices et vecteurs ainsi reconstruits sont les suivants :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0.49e^{i(-0.10)\pi} & 0.50e^{i(-0.35)\pi} & 0.50e^{i(0.13)\pi} & 0.51e^{i(-0.21)\pi} \\ 0.50e^{i(-0.50)\pi} & 0.49e^{i(0.74)\pi} & 0.52e^{i(0.21)\pi} & 0.50e^{i(0.40)\pi} \\ 0.50e^{i(-0.73)\pi} & 0.50e^{i(-0.50)\pi} & 0.49e^{i(0.99)\pi} & 0.50e^{i(0.17)\pi} \\ 0.51e^{i(0.89)\pi} & 0.51e^{i(-0.35)\pi} & 0.49e^{i(0.13)\pi} & 0.49e^{i(0.79)\pi} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\mathbf{C}_{in} = \begin{bmatrix} 0.01e^{i(0.64)\pi} & 0.01e^{i(0.54)\pi} & 0.01e^{i(0.71)\pi} & 0.97e^{i(-0.44)\pi} \\ 0.02e^{i(0.52)\pi} & 0.04e^{i(0.42)\pi} & 0.95e^{i(-0.21)\pi} & 0.03e^{i(-0.44)\pi} \\ 0.03e^{i(-0.46)\pi} & 0.93e^{i(-0.14)\pi} & 0.02e^{i(-0.46)\pi} & 0.02e^{i(0.67)\pi} \\ 0.96e^{i(-0.05)\pi} & 0.03e^{i(-0.04)\pi} & 0.02e^{i(-0.24)\pi} & 0.01e^{i(-0.02)\pi} \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$\mathbf{E}_{in,ON} = \begin{bmatrix} 41.02e^{i(-0.11)\pi} \\ 39.35e^{i(-0.25)\pi} \\ 38.66e^{i(-0.20)\pi} \\ 36.68e^{i(0.32)\pi} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}_{in,OFF} = \begin{bmatrix} 0.18e^{i(0.84)\pi} \\ 0.67e^{i(-0.25)\pi} \\ 2.72e^{i(-0.35)\pi} \\ 1.34e^{i(0.17)\pi} \end{bmatrix} \quad (7)$$

En utilisant ces paramètres, on peut calculer les champs de sortie pour chaque état de l'expérience et vérifier la validité de ce modèle matriciel :

Le modèle converge de manière satisfaisante vers les données observées, bien que des écarts résiduels persistent. La robustesse de ce résultat a été éprouvée en testant différentes fonctions de coût ainsi que diverses contraintes, telles que l'assouplissement de l'unitarité de \mathbf{A} pour prendre en compte les pertes, l'imposition d'une unitarité stricte sur \mathbf{C}_{in} , ou encore la fixation de la phase du premier injecteur ($I_{1,ON}$) à zéro pour lever la dégénérescence de phase absolue. La stabilité des solutions obtenues suggère que les écarts résiduels proviennent davantage des limitations intrinsèques du modèle que de la procédure d'ajustement.

Nous pouvons néanmoins exploiter la matrice \mathbf{A} extraite pour valider le comportement du MMI. En simulant l'injection de faisceaux de référence (intensité unitaire, phase nulle), nous calculons les champs de sortie résultants et visualisons la recombinaison effective des champs à l'aide de représentations polaires.

L'optimisation des phases d'injection pour maximiser le flux sur une sortie donnée révèle la structure de la recombinaison : une sortie constructive, une sortie de type Double Bracewell, et deux sorties en quadrature de phase symétriques entre elles. Cette configuration confirme la capacité du composant à réaliser les opérations de Kernel-Nulling (Fig. 6 et 7).

3. Conclusion

Cette méthode de scan systématique permet de transformer un composant passif inconnu (MMI avec défauts) en un système parfaitement caractérisé et contrôlé. L'utilisation des déphasateurs intégrés comme outil de métrologie interne (self-calibration) est un atout majeur pour la stabilité et la simplicité de mise en oeuvre des nullers photoniques.

Acknowledgements. ToDo

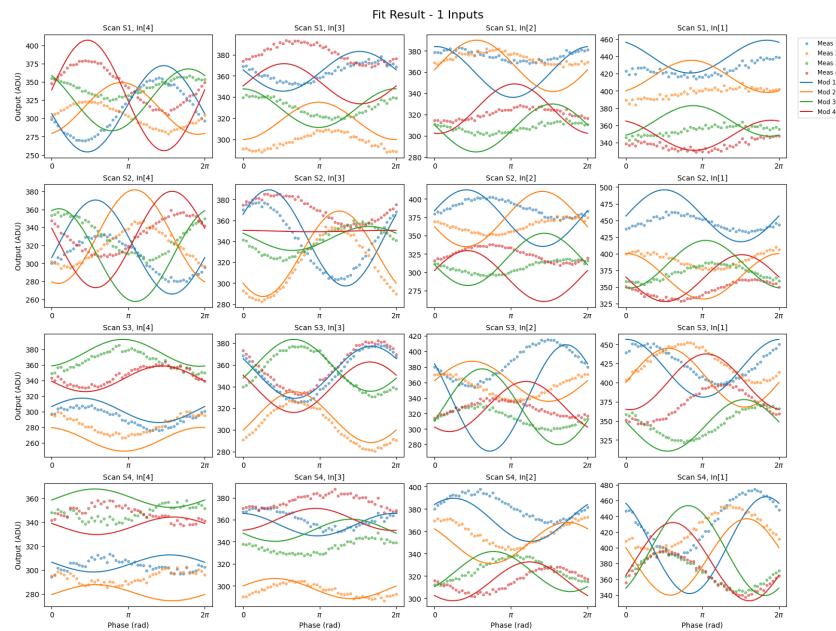


FIGURE 2 : Réponse du MMI pour une entrée unique.

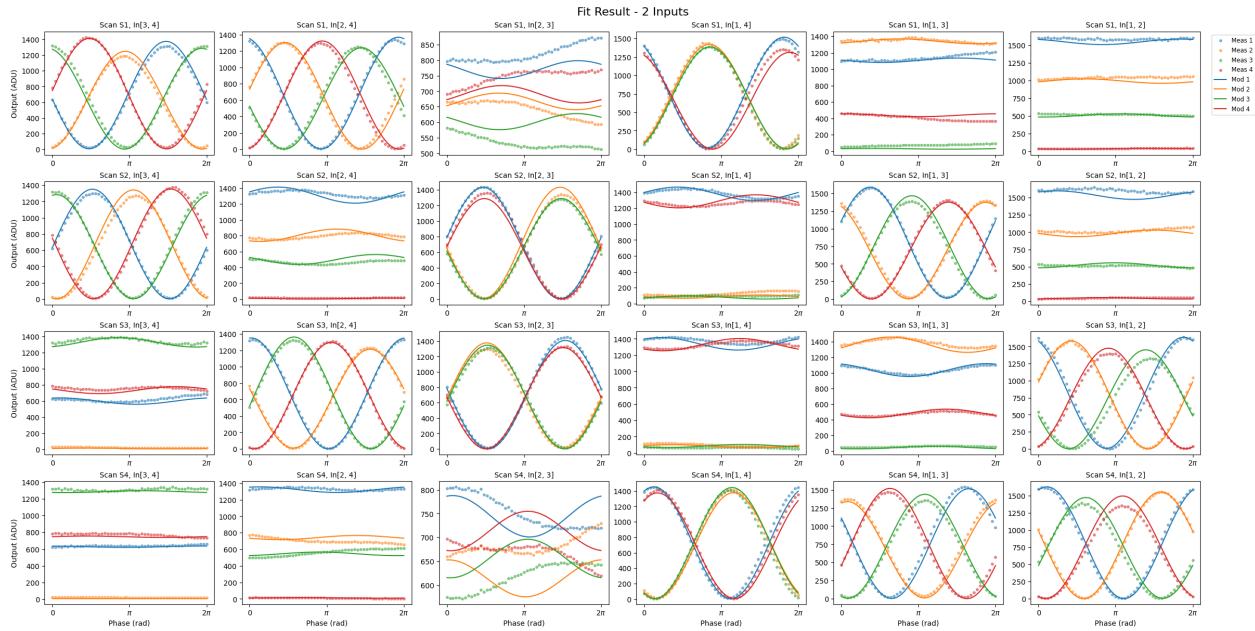


FIGURE 3 : Réponse du MMI pour deux entrées.

Références

- Angel, J. R. P. & Woolf, N. J. 1997, The Astrophysical Journal, 475, 373
 Bracewell, R. N. & MacPhie, R. H. 1979, Icarus, 38, 136
 Chingaipé, P. M. et al. 2023, Astronomy & Astrophysics, 676, A43
 Cvetojevic, N. et al. 2022, 3-beam self-calibrated Kernel nulling photonic interferometer, preprint
 Laugier, R., Cvetojevic, N., & Martinache, F. 2020, Astronomy & Astrophysics, 642, A202
 Lay, O. P. 2004, Applied Optics, 43, 6100
 Martinache, F. & Ireland, M. J. 2018, Astronomy & Astrophysics, 619, A87
 Soldano, L. B. & Pennings, E. C. M. 1995, Journal of Lightwave Technology, 13, 615

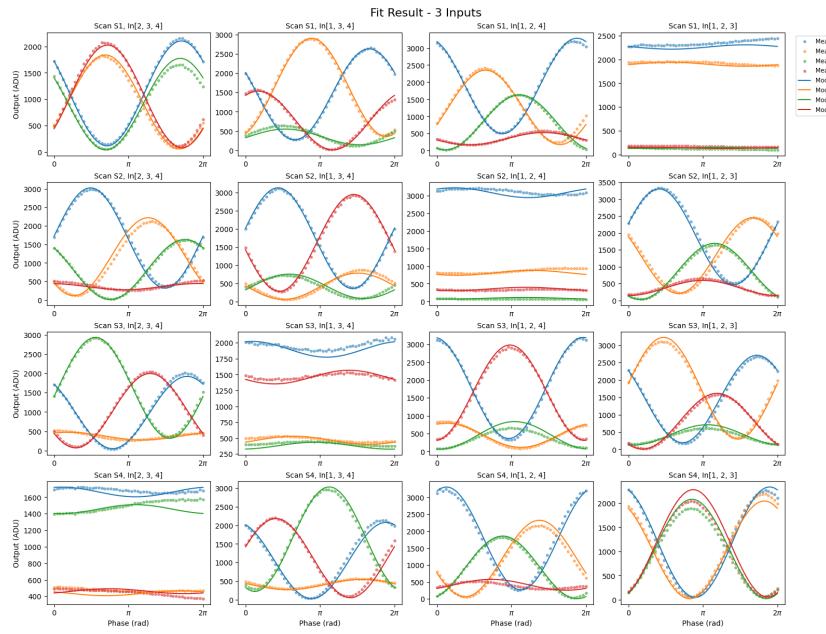


FIGURE 4 : Réponse du MMI pour trois entrées.

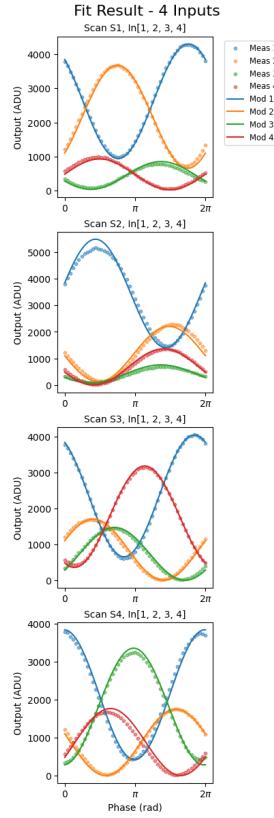


FIGURE 5 : Réponse du MMI pour quatre entrées.

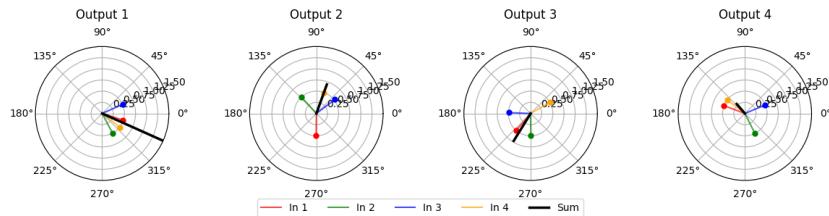


FIGURE 6 : Réponse du MMI pour quatre entrées pour des faisceaux injectés parfaitement cophasés.

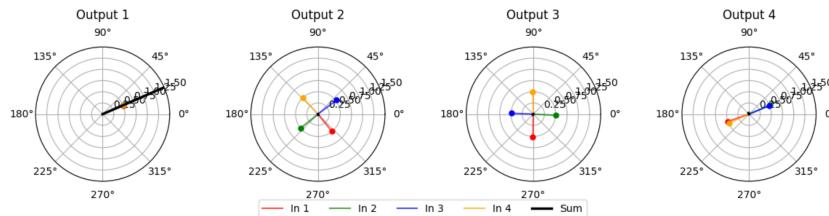


FIGURE 7 : Réponse du MMI pour quatre entrées pour des faisceaux injectés dont la phase est optimisée.