

# SIAMOIS

## SPÉCIFICATIONS SCIENTIFIQUES : 1. ANALYSE

B Mosser

- Version 1.4, 12.12.2006 :
  - lecture de l'information sur la caméra CCD (1.2.1, 1.2.2 et 1.2.3)
- Version 1.3, 12.05.2006 :
  - stabilité de la caméra (3.3.2);
- Version 1.2, 01.02.2006 :
  - valeurs précisées pour les bruits (1.4);
  - mise à jour des valeurs pour le signal de référence (1.6);
  - nouvelle valeur pour l'ouverture de la fibre (3.1.4);
  - magnitude limite du fond de ciel (3.1.3);
- Version 1.1, 23.01.2006 : modif = par. 1.7, 1.4; correction = 2.1.3 et ajout dans tout le chapitre 3.

*Le but de ce texte est de spécifier pour SIAMOIS, à partir des performances scientifiques souhaitées (retranscrites par la vitesse élémentaire  $v_{el}$ , performance en vitesse limitée par le seul bruit de photons à atteindre dans les conditions de travail), différents éléments de la chaîne d'acquisition du signal.*

*Au stade actuel, l'analyse peut être complétée assez précisément pour la plupart des points, mis à part i) un poste d'analyse à poursuivre : le traitement du signal sur la caméra CCD, pour reconstruire la dépendance spectrale et obtenir les interférogrammes élémentaires; ii) d'éventuels oublis... A la base de ce travail, l'article Mosser et al 2003, PASP 115, 990, pour le principe, et les spécifications pour l'interféromètre : Maillard 2004. Je prévois, après itération, un document plus synthétique avec les seuls résultats importants.*

## 1 Signal

But de cette section : établir les différentes relations entre les observables d'une part et la mesure Doppler souhaitée d'autre part, pour déterminer le terme  $v_{el}$  et examiner les différents postes d'erreur.

### 1.1 Le signal scientifique

Les caractéristiques des oscillations de type solaire recherchées par SIAMOIS.

**Durée d'observation :** 1 à 3 mois d'observations par cible (3 mois = nuit de l'hiver au Dôme C)

**Cycle utile :** On vise  $> 90\%$  sur les 3 mois de nuit complète. Et  $> 95\%$  hors aléa météo.

**Périodes du signal sismique :** Pour les oscillation de type solaire, on cherche des périodes entre typiquement 1 min et 1 h. Pour des cibles variables, les périodes sont plus longues (quelques heures), mais les signaux beaucoup plus forts.

**Cibles :** Oscillations de type solaire dans la séquence principale et dans les géantes rouges. Oscillations de type  $\delta$  Scuti et suivi de cibles dévoilées par COROT; restriction aux rotateurs lents ( $v \sin i \leq 30 \text{ km s}^{-1}$ )

NB : l'identification précise de toutes les cibles naines présentant des oscillations de type solaire est en cours, en croisant les infos compilées par François Bouchy d'une part, Caroline Barban de l'autre. Une recherche analogue est commencée pour les  $\delta$ -Scuti et les géantes rouges : elle ne pourra pas viser l'exhaustivité car les catalogues sont incomplets.

### 1.2 Principe

L'interféromètre conduit à des voies différenciées en différence de marche par le miroir à échelons M2, et optiquement distinguée par les miroirs segmentées M3 et M4 (Fig. 1). La post-dispersion

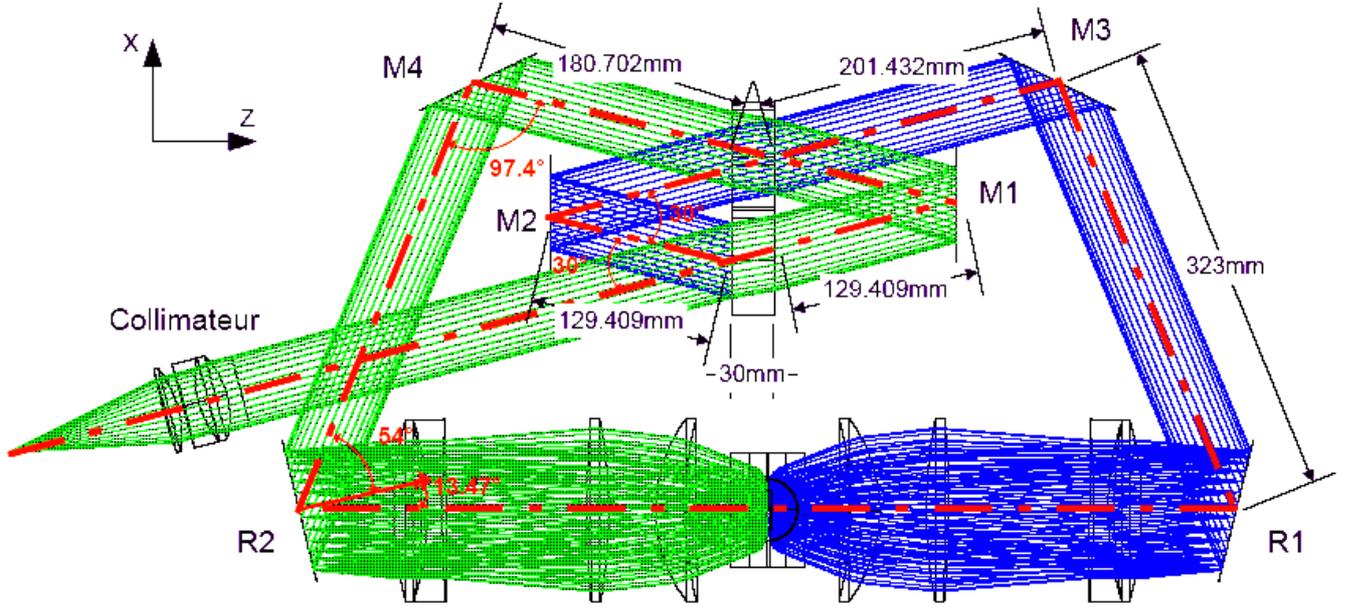


FIG. 1 – Montage optique de l'interféromètre

donne des spectres à basse résolution (de l'ordre de 1000). A la différence de marche  $\delta$ , et pour chaque élément spectral centré sur une couleur  $\sigma$  :

$$I(\sigma, \delta) = I_0(\sigma) \left[ 1 + \mathcal{C}(\sigma, \delta) \cos 2\pi\sigma \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \delta \right]$$

avec le contraste  $\mathcal{C}$  de l'ordre du pourcent ou de la fraction de pourcent. Ce contraste dépend du type stellaire et du facteur de rotation  $v \sin i$  de l'étoile. C'est la modulation qui se superpose au continu  $I_0$  qui porte le signal Doppler.

Le principe Mach-Zehnder conduit à une sortie double, avec des interférences en opposition de phase entre les deux voies. Le signal sur la caméra consiste en  $2n_m$  spectres pour le signal scientifique (autant pour le signal de référence), cf Fig. 2.

### 1.2.1 Information spectrale

Une "ligne" sur l'image enregistrée (Fig. 2) va porter l'information spectrale :

$$I(\sigma, \delta_i) = I_0(\sigma) \left[ 1 + \mathcal{C}(\sigma, \delta_i) \cos 2\pi\sigma \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \delta_i \right]$$

Cette information est continue, et doit permettre d'atteindre un pouvoir de résolution spectrale de 1000, soit 300 éléments spectraux dans l'intervalle spectral [400, 560 nm] (spec nominale : à étendre vers le rouge si possible, cf 3.3).

### 1.2.2 Information interférométrique

Une "colonne" va porter l'information interférométrique :

$$I(\sigma_j, \delta) = I_0(\sigma_j) \left[ 1 + \mathcal{C}(\sigma_j, \delta) \cos 2\pi\sigma_j \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \delta \right]$$

Cette information est discrétisée sur  $2n_m$  différences de marche. Il faut  $n_m \geq 3$  pour retrouver le signal de phase. Les études menées par le passé montrent l'intérêt de la redondance pour remonter à la phase.

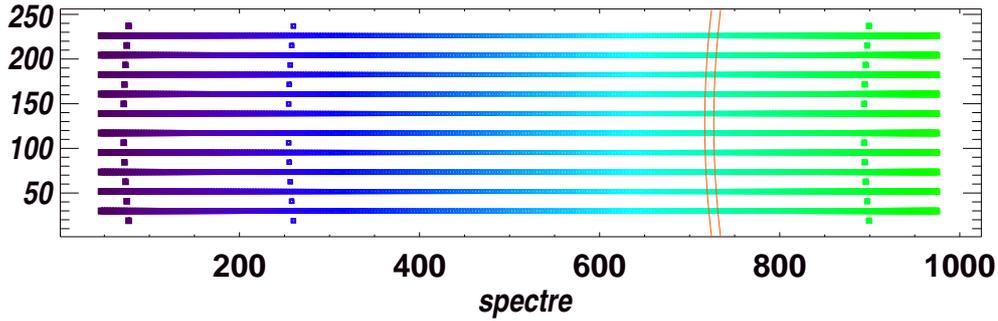


FIG. 2 – Allure du signal sur le CCD de format spectrométrique : les spectres s’étalent entre 400 et 560 nm (560 nm au moins), à différentes différences de marche. Les lignes rouges schématisent un domaine spectral à intégrer pour retrouver l’information interférométrique dans une bande spectrale donnée. Les légères distorsions ne font que représenter qualitativement différents écarts à une image idéale.

### 1.2.3 Extraire la vitesse

De ce qui précède, et d’après la figure 2, un spectre est schématiquement une ligne, et un interférogramme une colonne. Pour passer de cette vue schématique au cas réel, le traitement des données doit être capable, à partir de l’image :

- de reconstruire les différents spectres, qui ne seront ni tout à fait rectilignes, ni tout à fait parallèles au grand côté de la caméra. Il s’agit de ne pas perdre d’informations sur les ‘bords’ d’un spectre, sans aller mordre sur le signal adjacent, a priori issu de la lampe spectrale de référence.
- d’établir la correspondance des couleurs d’un spectre à l’autre, pour construire les interférogrammes à couleur fixée.
- d’extraire du spectre l’information spectrale ( $I_0(\sigma)$  dans les équations précédentes) et l’information interférométrique ( $\mathcal{C}(\sigma, \delta_i)$ ). L’information spectrale est a priori (au champ plat et distorsions près) identique sur une colonne
- et de faire tout ce qui précède avec une précision suffisante en regard du signal : le contraste est de l’ordre du pourcent, voire moins.

L’information spectrale est continue. La mesure des couleurs va être apportée par une lampe spectrale. Les tests auront pour but d’établir l’étalonnage en longueur d’onde. Un biais sur la longueur d’onde n’est pas gênant en soi : il affecte le facteur de conversion de l’observable  $\varphi$  à la mesure de vitesse. Un bruit se traduit en vitesse parasite. Cf plus loin 3.3.1.

L’information interférométrique est discrète. Les différences de marche de travail sont *gravées* d’une part dans les échelons de M2, d’autre part dans la lame retard. Là encore, un biais n’est pas trop gênant, mais un bruit se traduit en vitesse parasite.

Le traitement pourrait se faire en plusieurs étapes :

- Construction, à partir de l’image brute de dimension  $n_1 \times n_2$ , avec correction des champ plat et signal d’obscurité, d’une image de dimension  $n_1 \times 2n_m$  avec le signal bien identifié et sommé pour chacune des  $2n_m$  différences des marche. Il faudra aussi obtenir, avec la périodicité voulue (1 fois par jour ?), la carte en nombre d’onde  $\sigma$ , à la même dimension  $n_1 \times 2n_m$ . En raison des distorsions, il n’y a aucune raison que les échelles en longueur d’onde correspondent tout à fait d’un spectre à l’autre.
- Régularisation des images réduites à une même échelle en longueur d’onde. Cette étape peut s’avérer bruyante, et nécessiter plutôt un traitement conjoint avec la suivante. Le suréchantillonnage spectral est de bon augure pour la réussite de cette opération. **A modéliser**
- Construction des interférogrammes par élément spectral (dimension  $n_{\text{col}} \times 2n_m$ , avec  $n_{\text{col}} \simeq 300$ ).
- Construction de la phase, et donc de la vitesse, par élément spectral (vecteur de dimension  $n_{\text{col}}$ ).
- Calcul de la vitesse Doppler moyenne.

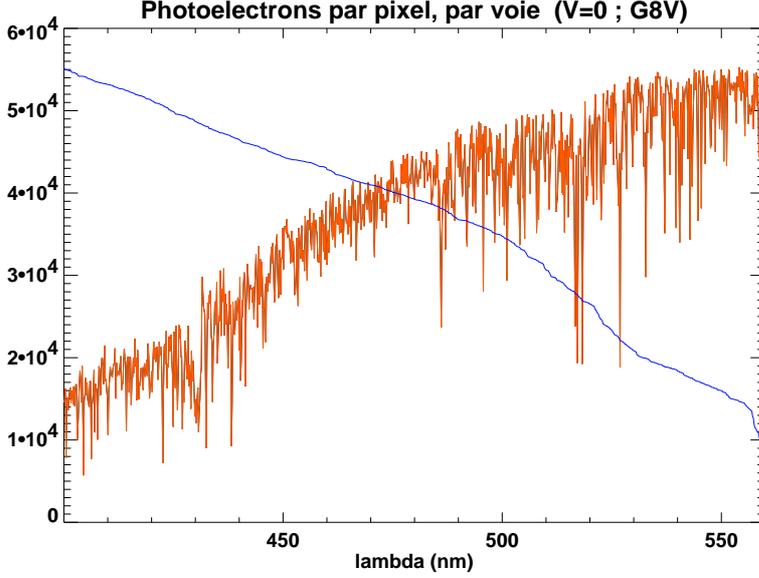


FIG. 3 – En rouge, nombre de photo-électrons collectés par voie et par pixel (dans l’hypothèse d’une caméra de  $1k \times 256$ ), pour une magnitude  $V = 0$ . En bleu : valeurs classées par ordre décroissant. Les dimensionnements s’appuient sur les valeurs extrêmes (non compris les 1% les plus faibles).

### 1.3 Signal et bruit

On enregistre  $I(\sigma, \delta)$ , et l’on veut en sortir la vitesse d’oscillation, en étant capable de mesurer la *phase* de la modulation de l’interféromètre.

La relation entre phase et vitesse s’exprime :

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \sigma\delta \frac{v}{c}$$

Les facteurs  $2\pi$  et  $c$  sont les unités naturelles de la phase et de la vitesse ; le *bras de levier*  $\sigma\delta$  est un nombre qui compte les franges entre la différence de marche nulle et la différence de marche de travail. De l’observable à la phase, la relation est donc :

$$v = \frac{c}{2\pi\sigma\delta} \varphi$$

**AN :** avec  $\bar{\sigma} = 21000 \text{ cm}^{-1}$ , le facteur de correspondance entre  $v$  et  $\varphi$  vaut typiquement  $2.5 \text{ km s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$  ( $\delta = 1 \text{ cm}$  pour un rotateur lent) à  $7.5 \text{ km s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$  ( $\delta = 0.3 \text{ cm}$  pour un rotateur rapide).

La meilleure performance possible est atteinte si la mesure est limitée par le seul bruit de photons de la source. Le signal est proportionnel à  $\mathcal{C}I_0$ , le bruit à  $\sqrt{I_0}$ . Le rapport signal à bruit se traduit par un bruit de mesure de phase :

$$\delta\varphi = \frac{\sqrt{2}}{\mathcal{C}\sqrt{N}}$$

avec  $N$  le nombre de photoélectrons correspondant à  $I_0$ .

Travailler au bruit de photons suppose que l’on sait récupérer sur la CCD le continu  $N$  avec une précision meilleure que  $\sqrt{N}$ . En vitesse, on obtient donc la performance limitée par le bruit de photons :

$$\delta v = \frac{c\sqrt{2}}{2\pi\sigma\delta \mathcal{C}\sqrt{N}} = \frac{c}{Q\sqrt{N}} \quad (1)$$

avec  $Q$  le facteur de qualité.

$$Q = 2\pi \sigma\delta \frac{\mathcal{C}}{\sqrt{2}} = 2\pi \sigma\delta \mathcal{C}_{\text{eff}} \quad (2)$$

## 1.4 Niveau du signal

Une étoile de magnitude  $V=0$  émet  $4 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ . Avec une transmission totale *totale* de 15% (ciel, collecteur, fibre, instrument, CCD), un collecteur de diamètre 40 cm et une largeur de filtre de  $0.15 \mu\text{m}$ , la puissance totale pour  $V=0$  (0.11 nW) correspond à  $3.4 \cdot 10^8$  photons par seconde.

Le flux est divisé en 10 voies, sur 340 éléments spectraux répartis sur 1000 pixels (caméra avec gros pixels de  $26 \mu\text{m}$ ). Le décompte qui suit est effectué pour un superpixel (1 pixel de large selon la dimension spectrale, et 3 ou 4 pixels selon la dimension perpendiculaire).

Pour  $V = 0$ , en moyenne, un superpixel voit  $3 \cdot 10^4$  photoélectrons par s. En fait, les superpixels les moins éclairés (sauf 1% pathologiques correspondant aux raies bleues) voient 10 000 photoélectrons par s pour  $V = 0$  (1500 pour  $V = 2.5$ ; 150 pour  $V = 5$ ), lorsque les pixels les plus éclairés en voient 55 000 pour  $V = 0$  (5500 pour  $V = 2.5$ ; 550 pour  $V = 5$ ); cf Fig. 3.

Travailler avec des puits remplis au 3/4 pour les couleurs les plus lumineuses (3/4 du maximum  $\equiv$  330 000 pour la caméra choisie), et dans l'hypothèse d'un spectre dilué sur 3 pixels (2 pixels pour l'image monochromatique + 1 pixel de mise au point imparfaite), nécessite environ 18 s pour  $V = 0$  (180 s pour  $V = 2.5$  et 1800 s pour  $V = 5$ ). Cette dernière valeur est illusoire : le temps de pose va être de toutes façons limité à 120 s pour l'échantillonnage de la série temporelle (section 1.1).

Lorsque les pixels lumineux voient 330 000 photoélectrons, les moins lumineux n'en voient que 60 000, si le temps de pose peut être optimisé. Cette condition n'est plus réalisée dès lors que la magnitude est moins brillante que 1.3. Pour une magnitude 2.5, le temps de pose limité à 120 s conduit à 40 000 photoélectrons par pixel, et 4000 pour une magnitude 5.

*Finalement, c'est donc avec 4000 photoélectrons par pixel (12 000 par superpixel) qu'on souhaite être limité par le bruit de photons. Les autres bruits doivent être minimales devant 63 photoélectrons par pose et par pixel (110 par pose et par superpixel).*

## 1.5 Performance élémentaire

Pour dimensionner la suite, on souhaite établir la performance élémentaire : performance en vitesse limitée par le seul bruit de photons, en 1 minute de pose (soit 2 fois plus rapide que ce que demande Shannon : c'est à la fois préférable pour la TF ou fft, et sûrement nécessaire si l'on souhaite travailler non pas seulement sur le décalage Doppler des raies, mais aussi sur le profil des raies, déformé par les oscillations.

Pour un rotateur lent, les simulations donnent un facteur de qualité de l'ordre de 1500 (Fig. 8, Mosser et al. 2003). Le nombre de photoélectrons est à estimer a priori pour la cible la plus brillante ( $\alpha$  Cen A, de magnitude  $V = 0$ ) de l'ordre de  $2.2 \cdot 10^{10}$  en 1 minute. La performance en vitesse est alors de :

$$v_{\alpha\text{CenA}} \simeq 1.5 \text{ m s}^{-1}$$

Pour une étoile de magnitude 3, la performance serait de  $6 \text{ m s}^{-1}$ ... ce qui relâcherait les contraintes d'un facteur 4. En fait, on peut perdre en performance sur  $\alpha$  Cen A, mais pas  $\alpha$  Cen B, cible la plus contraignante par son type spectral.

Pour  $\alpha$  Cen B, on dimensionne avec  $Q = 2000$  et  $V = 1.33$ , et  $6 \cdot 10^9$  photoélectrons en 1 minute (en tenant compte aussi du type spectral plus froid) :

$$v_{\text{él}} \equiv v_{\alpha\text{CenB}} \simeq 1.9 \text{ m s}^{-1}$$

Pour la suite, on dimensionne la performance élémentaire en fonction d' $\alpha$  Cen B. Ceci conduit, pour la seule cible plus brillante ( $\alpha$  Cen A), à limiter les performances en vitesse d'un facteur 2 environ.

## 1.6 Lampe spectrale de référence

Une lampe spectrale de référence, avec peu de raies (le nombre de raies doit rester inférieur au nombre d'éléments spectraux; p.ex. une lampe Hg avec des raies à 404.66, 435.83 et 546.07 nm,

HD	nom	type	$\delta$	$V$	$v \sin i$ (km/s)	A (cm/s)	RSB <sub>40</sub>	$\delta_{\text{opt}}$ (cm)
2151	$\beta$ Hyi	G2IV	-77.25	2.79	5.0	59	11	0.75
11937	$\chi$ Eri	G5IV	-51.61	3.71	1.1	165	34	1.05
92139	p Vel	F4IV	-48.23	3.84	16.0	165	6	0.25
114613		G3V	-37.80	4.85	8.0	73	6	0.45
128620	$\alpha$ CenA	G2V	-60.83	-0.01	2.7	34	36	0.75
128620	$\alpha$ CenB	K1V	-60.84	1.33	1.1	18	12	1.05
190248	$\delta$ Pav	G7IV	-66.18	3.56	3.2	111	25	0.75

TAB. 1 – Cibles accessibles au Dôme C.

ou mieux une lampe avec un mélange de gaz pour gagner quelques raies) doit permettre de fournir une référence en vitesse. Les raies atomiques étant stables (conditions environnementales à préciser), le signal de phase  $2\pi\sigma_{\text{ref}}\delta$  va retranscrire les perturbations en différence de marche dans l'interférogramme. La lampe de référence ne corrige pas les perturbations en amont de l'interféromètre, et ne corrige pas non plus les perturbations de la caméra.

Pour estimer les performances de ce signal de référence enregistré en parallèle et simultanément au faisceau stellaire, on suppose que le niveau de signal de la voie de référence est de niveau équivalent à celui de la voie stellaire. On considère 1 seule raie infiniment fine. Le flux dans cette raie équivaut alors au flux stellaire par élément spectral, et le contraste pour cette raie est quasi total (100%).

La référence présente donc un facteur de qualité de l'ordre de 25000 à 92000 selon la différence de marche (cf. éqt 2 et 1.7), la valeur 92000 convenant pour les conditions d' $\alpha$  Cen B. Le nombre de photo-électrons atteint optimalement (avec 10 voies et 10 pixels par PSF monochromatique)  $3.3 \cdot 10^8$  par raie par pose. Pour  $\alpha$  Cen B, 1 pose dure minute, et donne une précision en vitesse de (éqt 1) :

$$\delta v_{\text{ref},1\text{raie}} = 0.18 \text{ m s}^{-1}$$

Avec l'information de 3 raies de référence (lampe Hg), on aboutit à :

$$\delta v_{\text{ref},3\text{raies}} = 0.10 \text{ m s}^{-1}$$

Cette performance est 18 fois meilleure que la performance élémentaire.

NB : pour des cibles moins lumineuses, le signal de référence sera moins performant, avec autant de photons de référence collectés par pose, mais moins par unité de temps.

## 1.7 lame retard

La différence de marche qui optimise les performances dépend essentiellement de la largeur des raies stellaires, et donc du facteur de rotation  $v \sin i$  de l'étoile (cf Mosser et al. 2003).

La versatilité de SIAMOIS nécessite de pouvoir choisir la différence de marche de travail de la lame retard. Les valeurs optimales pour les cibles accessibles au Dôme C sont donnés en Table 1.

On distingue 3 groupes :

- rotateurs lents à [0.75 - 1.05 cm] soit en moyenne 0.90 cm de ddm
- intermédiaires à 0.45 cm
- rapides à 0.25 cm

Cette dernière ddm permet de considérer également les cibles rapides de type  $\delta$ -Scuti (pour lesquels les exigences de niveau de performances sont moindres).

Les valeurs sont à corriger par rapport au document des spécifications techniques (Maillard 2004) : elles sont moins universelles, mais plus adaptées aux cibles principales au Dôme C.

## 2 Signaux et bruits dans l'interféromètre

### 2.1 Thermique

Toute dilatation thermique peut se traduire en différence de marche, et donc tout bruit thermique peut se transformer en bruit en vitesse.

Il y a lieu de distinguer l'interféromètre du reste de l'instrument : c'est *dans* l'interféromètre que les contraintes thermiques sont les plus fortes. Les spécifications thermiques du reste de l'instrument relèvent de la modélisation thermique classique (qualité de la mise au point...). Dans l'interféromètre, il faut distinguer les termes compensés par géométrie de celui qui ne l'est pas : la lame retard. Les points abordés qui suivent concernent essentiellement la lame retard, puis on en dérive les spécifications sur les autres éléments.

#### 2.1.1 Sensibilité à la température

On note  $i$  l'inclinaison du faisceau (spec :  $i = 0$ ) sur la lame retard. La différence de marche retard s'exprime :

$$\delta = (n - 1) e \cos i \quad (3)$$

La température joue simultanément sur l'indice  $n$  et l'épaisseur  $e$ .

$$d\delta = \delta \left[ \alpha + \frac{1}{n - 1} \frac{dn}{dT} \right] dT$$

La phase dans l'interférogramme étant  $2\pi\sigma\delta$ , une erreur  $d\delta$  en différence de marche se traduit directement en effet Doppler comme :

$$2\pi\sigma(\delta + d\delta) = 2\pi\sigma\delta \left( 1 + \frac{dv}{c} \right)$$

et donc :

$$\frac{dv}{c} = \frac{d\delta}{\delta} \quad (4)$$

La réponse en vitesse à une perturbation thermique est :

$$dv = c \left[ \alpha + \frac{1}{n - 1} \frac{dn}{dT} \right] dT = c \beta dT \quad (5)$$

#### 2.1.2 Spécifications thermiques

Les ordres de grandeurs sont, pour une bonne famille de verre (S-FPL51 ou 52 de chez Schott), le coefficient  $\beta$  (dilatation thermique + dépendance de l'indice à la température) de l'ordre de 1 à  $10^{-6}$ .

Pour une mesure plus précise que  $v_{\text{él}} = 2 \text{ m s}^{-1}$ , il faut une variation de température inférieure à 4 mK sur le temps de pose, si l'on ne tient pas compte de la correction apportée par la voie de référence.

En supposant le bruit thermique en  $1/f$ , on déduit la spec en température :

- sur 1 heure : 31 mK
- sur 24 heures : 0.15 K

Ces valeurs supposent que l'on a pu effectivement choisir un verre approprié (au sens de la minimisation du coefficient  $\beta$  dans l'éqt 5).

#### 2.1.3 Autres éléments que la lame retard

L'analyse précédente montre que le bruit thermique est amplifié par le bras de levier considéré (de l'ordre du cm pour la lame retard). Tout effet différentiel équilibré à mieux que  $e$  près, représentant une fraction  $1/X$  de la différence de marche  $\delta$  est soumis à une spécification thermique relaxé d'un facteur  $X$ .

Le cas le plus contraignant apparaît pour les rotateurs rapides (20 à 30  $\text{km s}^{-1}$ ), qui nécessitent une ddm de travail de 0.3 cm. Si les bras de l'interféromètres sont égaux à 30  $\mu\text{m}$  près, l'équilibre des

températures entre les bras est à réaliser à 0.4 K près sur une pose élémentaire... ce qui n'est pas contraignant. On remarque a fortiori qu'il n'y a pas de spécifications à donner sur la température et la tenue en température de la lame à échelon (bras de levier de 40 nm).

On pourrait souhaiter diminuer la longueur du bras de M1 par rapport à celui de M2, pour avoir la possibilité de lame retard plus épaisse et donc plus stable. Un différentiel de longueur de bras de p.ex. 1 mm entre les 2 voies, soit 1/3 de la ddm la plus fine, doit s'accompagner d'une égalité des températures des 2 bras de l'interféromètre.

De ce qui précède la contrainte en température serait de 12 mK si les bras étaient en verre normal ; en zérodur, avec un coefficient de dilatation 100 fois moindre ( $0.02 \cdot 10^{-6}$ ), la contrainte est relaxée à 1.2 K, mais il faut noter que cette condition en température est reportée sur tout l'interféromètre. Elle peut s'avérer trop contraignante et interdire toute dissymétrie. Notons de plus que construire des bras de tailles inégales va être plus cher que s'ils sont égaux.

## 2.2 Stabilité géométrique de la lame retard

La différence de marche dépend de l'inclinaison du faisceau sur la lame (éq 3). Il est essentiel de fixer une incidence nulle sur la lame retard, afin de travailler dans le domaine où le cosinus de projection est stationnaire.

### 2.2.1 Position et stabilité

Le bruit en vitesse relié au bruit en inclinaison s'apparente, d'après la dépendance de l'éq (4), à un effet Doppler transverse :

$$\frac{v}{c} = \frac{i^2}{2}$$

ou bien :

$$\frac{dv}{c} = i di$$

On en dérive la spécification sur l'inclinaison pour avoir un signal parasite en vitesse inférieur à 2 m s<sup>-1</sup>.

$$\text{en radian : } i di \leq 7 \cdot 10^{-9} ; \text{ en } '' : i di \leq 300$$

Ceci est assuré pour les couples de valeurs suivants, où  $i$  représente l'écart statique à la normale, et  $di$  ses variations non maîtrisées :

$i$ (")	6	20	50	150
$di$ (")	50	15	6	2

TAB. 2 – Incidence du faisceau sur la lame et stabilité requise.

En supposant d'une part un faisceau ouvert à  $f/5$  en entrée de fibre et  $f/4$  en sortie, d'autre part un diamètre de faisceau dans l'interféromètre de 5 cm, ce faisceau dans l'interféromètre est ouvert à  $f/4000$ , et donc présente des inclinaisons extrêmes de  $\pm 10^{-4}$  rad (20") par rapport au faisceau moyen.

## 2.3 Qualité du vide

L'égalité des voies de l'interféromètre est indispensable, comme on l'a vu. Ceci nécessite soit une température de l'air ambiant très uniforme, soit un léger vide. L'estimation qui suit résulte d'un calcul statique (pas de dépendance temporelle).

Le parcours à considérer est celui dans les bras de l'interféromètre, soit typiquement  $\ell = 30$  cm de chaque côté. Dans le visible, l'indice de l'air est relié à la température via la relation

$$n = 1 + 0.00029 \frac{p}{t}$$

avec  $p$  et  $t$  les pression et température en unités normales (1 bar, 15°C). Les variations relatives de température se traduisent en variation de chemin optique comme :

$$d\delta = \ell dn = \ell \times 0.00029 \frac{p}{t^2} dt$$

D'où le bruit en vitesse :

$$\frac{dv}{c} = \frac{d\delta}{\delta} = 0.00029 \frac{p}{t} \frac{\ell}{\delta} \frac{dT}{T}$$

C'est encore la plus petite différence de marche de travail qui est la plus contraignante ; pour elle, et avec une température de fonctionnement ambiante ( $t = 1$ ), on a donc :

$$\frac{dv}{c} \simeq 0.04 p \frac{dT}{T}$$

En prenant pour  $dT$  la régulation en température de la lame (4 mK), on aboutit à un signal parasite en vitesse de l'ordre de :

$$dv \text{ (m s}^{-1}\text{)} \simeq 167 p$$

On voit bien qu'il est indispensable de baisser la pression. De plus, l'équilibre en température nécessitant des chaufferettes, et donc des gradients de température, il faut pouvoir encaisser des variations thermiques de l'air plus importantes que celle spécifiée pour la lame. En prenant un facteur 10 (tbc) entre la température du gaz par rapport à celle de la lame, il faut un vide  $p$  meilleur que le millibar pour assurer un bruit en vitesse plus petit que le bruit élémentaire.

### 3 Autres signaux et bruits instrumentaux

#### 3.1 Fibre

##### 3.1.1 Brouillage, cœur

L'instrument est alimenté par fibre : la fibre assure le brouillage nécessaire, d'un facteur 100. Les simulations sur la postdispersion ont montré qu'il faut un cœur de fibre inférieur à 70  $\mu\text{m}$ . L'état de l'art impose donc une fibre de 50  $\mu\text{m}$ , avec la transparence nécessaire entre 400 et 560 nm (fibre dopé OH).

##### 3.1.2 Entrée de fibre : cas idéal à $f/3$

L'optimisation de la fibre nécessite idéalement de l'alimenter à  $f/3$ , afin de récupérer l'essentiel des photons à  $f/2.5$  en sortie de fibre. Cette ouverture conduit sur le ciel à un champ très étendu, de 8.6". Se pose la question des photons du ciel parasites, en fait principalement des photons solaires diffusés par le ciel.

##### 3.1.3 Fond de ciel

Le ciel est gênant dans la mesure où il apporte des photons solaires et donc de l'information interférométrique solaire, par la Lune ou par le Soleil pas très bas sous l'horizon. Pour contrecarrer cet effet, il faut limiter le *signal solaire* à une fraction du *bruit stellaire*, ce qui se traduit en photoélectrons par :

$$N_{\text{ciel}} \mathcal{C}_{\text{ciel}} \leq \frac{1}{10} \sqrt{N_{\star}}$$

Il faut comparer les signaux en entrée, donc des photons comptés par  $\mathcal{N} = N/\mathcal{T}$  (avec la transmission  $\mathcal{T} \simeq 15\%$ ), soit :

$$\mathcal{N}_{\text{ciel}} \leq \frac{1}{10 \mathcal{C}_{\text{ciel}} \sqrt{\mathcal{T}}} \sqrt{N_{\star}}$$

Pour  $V = 0$ , l'application numérique avec  $\mathcal{C}_{\text{ciel}} = 15\%$  pour les franges les plus marquées, donne  $\mathcal{N}_{\text{ciel}} \leq 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ , soit la magnitude 10 pour la contribution totale du ciel. Pour  $V = 5$  :  $\mathcal{N}_{\text{ciel}} \leq 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ , soit la magnitude 12.5.

Avec une fibre à  $f/3$ , la magnitude par "2 pour le fond de ciel doit être limitée à 14.5 par "2, et 17 par "2 pour  $V=5$ .

### 3.1.4 Alimentation de la fibre à f/5

Il apparaît préférable, pour limiter le champ tout en gardant des bonnes performances (cf document ESO), de travailler avec une ouverture de l'ordre de f/5 en entrée de fibre (les MEADE 16" sont à f/10), et f/4 en sortie de fibre.

Avec une telle ouverture, le diamètre collecté sur le ciel passe à 5.2" ; la contrainte sur le fond de ciel est relâchée de 1 magnitude, soit  $V_{\text{ciel}} = 13.5/m^2$  pour une cible  $V=0$ , et  $V_{\text{ciel}} = 16/m^2$  pour  $V=5$ .

### 3.1.5 Eclairage de la lame à échelons

Le miroir à échelons *voit* le champ lointain de la fibre, avec une distribution d'énergie en fonction de la distance à l'axe du faisceau voisine d'une gaussienne. L'équilibre des différents points de l'interférogramme nécessite un éclairage équiréparti sur les différents échelons : la largeur des marches de la lame à échelons dépend du profil de l'éclairage en champ lointain à leur niveau.

## 3.2 Pointage

Vu la taille du champ accepté par la fibre, le pointage doit se faire à l'aide du flux rouge inutile au signal sismique, prélevé par une lame dichroïque. Cette lame ne doit pas perturber le flux en deçà de 600 nm.

### 3.2.1 Stabilité géométrique : seeing et spécifications de pointage

Le brouillage dû à une seule fibre est de l'ordre de 100. Avec un grandissement instrumental de l'ordre de 8 (en imaginant un montage afocal avec un collecteur de 40 cm et un collimateur de 5 cm, et sans tenir compte de la dégradation en étendue de faisceau apportée par la fibre), un seeing de 1" conduit à un bruit en inclinaison inférieur à 0.1" : ce n'est pas dimensionnant (cf Table 2). La stabilité interférométrique n'est pas non plus dimensionnante pour le pointage.

### 3.2.2 Équilibre photométrique

Pour assurer l'équilibre des voies interférométriques, il faut une constante de temps rapide pour le pointage, assurant un équilibre et une stabilité dans chaque secteur du miroir à échelons M2. Par le biais des miroirs segmentés, chaque miroir à échelons correspond à 2 spectres, 1 sur chaque voie. Le découpage spectral étant a priori découplé de cet équilibre, la spécification portant sur le RSB par pixel assurant la performance au bruit de photons se traduit directement dans l'équilibre des flux sur chaque échelons : ils ne doivent pas fluctuer plus que dans un rapport  $1/\text{RSB}$  ( $\simeq 1/200$ ).

## 3.3 Domaine spectral et post-dispersion

Le domaine spectral utile et la résolution spectrale sont fixés par la post-dispersion : réseaux blazés à l'ordre 1, optique de chambre et CCD. La post-dispersion doit apporter une résolution spectrale de 1000 au-moins, sur l'intervalle spectral 400 à 560 nm.

Ces valeurs fortement dimensionnées par l'optique de chambre sont des seuils planchers fixés dans le cas d'une ouverture de fibre à f/3. Augmenter le domaine spectral vers le rouge est efficace pour les cibles froides, augmenter la résolution est utile pour les rotateurs lents. Il est fortement souhaitable d'arriver à augmenter la résolution et le domaine spectral :  $R = 1200$  et [400 - 580 nm].

### 3.3.1 Étalonnage spectral

La lampe spectrale ne va pas conduire à un étalonnage spectral précis, vue la résolution spectrale finalement obtenue. Les tests en labo devront permettre d'étalonner la dispersion spectrale. Il devront aussi donner la carte des interférogrammes, déterminant les différents points des différents spectres à relier pour assurer une même couleur, et donc un même interférogramme.

Spec sur la précision de cette opération : tbc. Simulation à mener pour bien exprimer le besoin scientifique (comment regrouper l'information spectrale, comment la traiter ; modélisation précise de la dispersion croisée apportée par les réseaux R1 et R2) et le rôle du signal de référence.

Remarque : en supposant une optique idéale, on peut considérer la dispersion totalement linéaire sur la caméra.

### 3.3.2 Stabilité

La question de la stabilité se pose de la façon suivante : un pixel joue le rôle de filtre, et une instabilité spectrale se traduit par un déplacement du filtre par rapport aux raies. L'image monochromatique de la fibre est codée sur typiquement 2 pixels de  $26 \mu\text{m}$  ; la dispersion étant faible, ceci représente  $0.3 \text{ nm}$ , soit  $200 \text{ km s}^{-1}$ .

Spec à exprimer, à partir des simulations déjà effectuées sur l'influence du *bruit de filtre* (les simus existent (`bouge.pro`)... je dois les reprendre proprement : pour une raie monochromatique, la stabilité modélisée est de l'ordre de  $1 \text{ m s}^{-1}$  par  $\text{cm}^{-1}$ , soit environ  $10 \text{ m s}^{-1}$  par pixel).

Remarque : le signal de la voie de référence est a priori pas très efficace pour corriger une erreur de pointage. Une raie de la source sera de toutes façons sur un pixel et un seul, n'en bougera pas, et ce n'est pas la translation du filtre sélectionnant l'absence de signal autour de cette raie fine en émission qui perturbera son interférogramme.

Comparaison de 2 simulations (avec 1000 px,  $\mathcal{R} = 1000$ , de 400 à 560 nm), avec un décalage systématique entre les 2 simulations de  $0.002 \text{ nm}$  correspondant à  $1/80$  de pixel et à  $1.2 \text{ km/s}$  en équivalent Doppler. Le décalage moyen entre les vitesses mesurées via les phases de l'interférogramme n'est que de  $3 \text{ m/s}$ .

(NB : la valeur RMS des fluctuations de la mesure de vitesse d'un pixel à l'autre est de  $54 \text{ m/s}$  RMS, indépendamment de tout bougé).

## 3.4 Caméra

### 3.4.1 Echantillonnage temporel

Le traitement optimal de la série temporelle passe par une transformée de Fourier de type `fft`. Il faut donc éviter un jitter sur la base temporelle, et éviter d'avoir à rééchantillonner les données sur une base temporelle régulière. Le plus simple est donc d'avoir une base de temps très régulière dès l'acquisition des données.

Spécification à la louche : les erreurs s'additionnant à chaque pose, il faut éviter pour une durée de 3 mois une erreur de 1% sur une base temporelle de 30 s, potentiellement acquise par somme de poses individuelles de 4 s au plus court. La dérive doit donc être inférieure à  $0.3 \text{ s}$  après  $2.0 \cdot 10^6$  poses, soit une précision de l'ordre de  $10^{-7}$  par pose.

Le temps de lecture de la caméra doit bien sûr être minimisé, afin de ne pas perdre de photons.

### 3.4.2 PRNU, PSF et "champ plat"

Le besoin de SIAMOIS est très spécifique : il faut être capable d'extraire des différents spectres aux différentes ddm les franges d'interférences monochromatiques (Fig. 2). Ceci nécessite un étalonnage en fréquence convenable (paragraphe 3.3.1) et l'établissement d'une sorte de champ plat.

En notant la PRNU sous la forme  $1 + \alpha(x, y)$ ,  $\alpha$  représentant les variations de la réponse par rapport au cas uniforme, la caméra enregistre le signal de frange sous la forme :

$$I(\delta) = I_0 \langle 1 + \alpha(x, y) \rangle_{\text{PSF}} [1 + \mathcal{C} \cos \varphi(\delta)]$$

Cette écriture permet de voir que la frange et l'écart à l'uniformité du champ plat intégrée sur la PSF monochromatique peuvent se confondre, et ce d'autant plus facilement que les ordres de grandeur des modulations sont identiques, de l'ordre du %. Pour éviter la confusion, le champ plat, avec la source stellaire remplacée par une source rigoureusement blanche (pas de raies !) doit permettre d'enregistrer un interférogramme plat sans modulation de frange :

$$I_{\text{blanc}}(x, y) = I_{\text{blanc},0} \langle 1 + \alpha(x, y) \rangle_{\text{PSF}}$$

d'où l'on déduit l'interférogramme :

$$I(\delta) \propto I_{\text{blanc}}(x, y) [1 + \mathcal{C} \cos \varphi(\delta)]$$

où le terme de modulation est cette fois clairement identifiable.

*Besoin d'une source blanche sans raie dans la bonnette, illuminant la fibre du signal dans des conditions analogues au signal stellaire.*

## **4 Divers**

Simus à faire ou poursuivre :

- étalonnage spectral (BM)
- carte de phase  $\varphi$  le long d'un spectre (Supakrit)