

<p>CNRS Service d'Aéronomie</p>		<p>Référence : PIC-NT-S7-SOD-5099- OCA Edition :1 Révision : 11 Date : 18/10/2007</p>
--	---	---

Micro-satellite PICARD
HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD :
OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

	Nom	Fonction	Date et signature
Préparé par	T. Corbard P. Boumier T. Appourchaux	Co-I, OCA Co-I, IAS Co-I, IAS	18-10-07  29-10-07  09-02-06 
Approuvé par	M. Meissonnier G. Thuillier	Chef de projet CU PI	



BORDEREAU D'INDEXATION

TITRE : HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS
AUTEURS : T. Corbard, P. Boumier, T. Appourchaux
MOTS CLES : PICARD, SODISM, Héliosismologie
RESUME : Les objectifs des observations héliosismologiques sont brièvement rappelés. Pour les atteindre, les spécifications de précision et de stabilité sont expliquées.

MODIFICATIONS

EDITION	REVISION	DATE	PAGES MODIFIEES	VISA
1	0	23-09-05	Création du document	
	1	05-10-05	+ Influence des interruptions	
	2	10-10-05	Rev P. Boumier + T. Appourchaux	
	3	14-10-05	Echantillonnage	
	4	03-11-05	Révision sur la précision sur la mesure du temps d'intégration	
	5	29-11-05	Nouvelle révision pour la précision sur la mesure du temps d'intégration. (Prise en compte du fait que les spectres LOI sont 'double sided')	
	6	08-02-06	Révision pour la spécification de gain. Spécification combinée avec celle du temps d'intégration.	
	7	09-02-06	Ajout définition du masque pour la construction des macropixels	
	8	28-04-2006	Prise en compte nouvelles specs pour les macro-pixels : 16*16 et dt=1mn. Révision de la section sur le masque pour le calcul des macro pixels.	
	9	30-05-2006	Prise en compte des symétries pour le calcul des macro pixels	
	10	17-10-2007	Ajout des Annexes sur les Macro Pixels	
	11	18-10-2007	Ajout de l'annexe sur l'impact des précisions de la datation et du temps d'intégration et renumérotation des Annexes	

TABLE DES MATIERES

I Introduction – objectifs et motivation

2. Spécifications requises

- Pas d'échantillonnage (Voir Annexe I)
- Précision de l'échantillonnage (Voir Annexe II)
- Temps d'intégration et stabilité du gain de la chaîne de détection (Voir Annexe II)
- Tolérance vis-à-vis de la stabilité de pointage (Voir Annexe III)
- Taille de la couronne de pixels au limbe
- Codage : capacité requise pour le convertisseur (Voir Annexe IV)
- Influence des interruptions sur le signal sismologique de PICARD (voir Annexe V).
- Définition d'un masque pour la construction des macros pixels (Voir Annexes VIa et VIb)

Annexe I: Du passage d'un point toutes les 2 minutes à la moyenne de 2 points du signal échantillonné à 1 mn

Annexe II: Analyse par simulations de l'impact des précisions de la datation et du temps d'intégration sur le programme de sismologie de PICARD

Annexe III : Influence du bruit de stabilisation sur les mesures sismologiques de PICARD

Annexe IV : Numérisation du signal photométrique pour la sismologie

Annexe V : Influence des éclipses sur le signal sismologique de PICARD

Annexe VIa : Etudes pour le choix de la résolution des Macro Pixels PICARD

Annexe VIb : De l'intérêt d'une résolution spatiale et temporelle accrue

ACRONYMES

AC	A Confirmer
AD	A Définir
CCC	Command Control Center (Centre de commande contrôle)
CMS-P	Centre de Mission Picard
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CU	Charge utile
IPSL	Institut Pierre Simon Laplace
IRMB	Institut Royal Météorologique de Belgique
PREMOS	Precision Monitor for Oscillation Measurements
SA	Service d'Aéronomie du CNRS
SODISM	SOLar Diameter Imager and Surface Mapper
SOVAP	Solar Variability Picard

DOCUMENTS APPLICABLES

DA1		
DA2		
DA3		
DA4		
DA5		
DA6		
DA7		
DA8		

DOCUMENTS DE REFERENCE

DR1	PIC-SA-GT-SP-0.0-101	
DR2		
DR3		

I Introduction – objectifs et motivation

La mission PICARD comporte un programme de sismologie important pour la recherche des modes de gravité (modes g) solaires non encore détectés par la mission SOHO. Les modes de pression (modes p) actuellement utilisés en héliosismologie ne permettent pas d'avoir accès aux zones les plus internes du coeur nucléaire. Leur étude a néanmoins démontré la nécessité de revoir la physique des neutrinos pour expliquer le déficit de leur flux observé sur Terre et a contribué à la découverte récente de leur propriété d'oscillation (e.g. Fogli et al. 2003). La détection des modes de gravité représente dans ce contexte un enjeu considérable pour l'étude détaillée de la dynamique et de la structure du coeur nucléaire. Elle permettrait entre autres, de contraindre les théories d'évolution du moment angulaire en physique stellaire et d'affiner les contraintes sur les propriétés des neutrinos en physique nucléaire.

A partir des observations du LOI à bord de SOHO, Appourchaux et al. (2000) ont fixé une limite supérieure d'environ 0.5 ppm pour l'amplitude d'un mode de gravité autour de 200 μ Hz. Il paraît raisonnable de baisser cette limite d'un facteur 5 à 10 comme objectif pour une nouvelle mission. Ceci conduit à une limite supérieure entre 0.1 et 0.05 ppm. Avec PICARD on cherchera à détecter ces fluctuations d'intensité dans le visible (535nm) en analysant le spectre d'une séquence d'images du limbe (± 11 pixels) prise avec une cadence de 2 mn et un temps de pose de 8s. La motivation pour cette mesure est un résultat théorique (Toutain et al., 1999) montrant qu'il existe un facteur d'amplification des oscillations au limbe en photométrie. Cela a été vérifié expérimentalement pour les modes de pression à la fois par l'analyse des données MDI (Toner et al., 1999) et celle des pixels de guidage du LOI (Appourchaux et al., 1998). Dans les deux cas, un facteur d'amplification voisin de 5 a été mis en évidence. Les premières simulations des différentes sources de bruit affectant la mesure photométrique PICARD au limbe montrent que le bruit dominant restera le bruit solaire dans la zone entre 100 et 300 μ Hz dans laquelle nous recherchons les modes g. Le premier bruit instrumental est le bruit de l'obturateur lié à l'imprécision du temps de pose ($\pm 50\mu$ s) mais il reste au moins un facteur 10 au-dessous du bruit solaire lui-même. En première approximation on peut estimer qu'un seuil de détectabilité sans ambiguïté est obtenu avec un rapport signal à bruit 10 en énergie et les simulations montrent qu'avec un facteur d'amplification de 5 on peut espérer détecter 0.08 ppm sans ambiguïté avec une durée d'observation de 3 ans compatible avec la durée de la mission. Les estimations de l'amplitude des modes de gravité donnent des résultats couvrant plusieurs ordres de grandeur selon le mécanisme d'excitation choisi. L'amplitude résiduelle des modes à la surface du Soleil est donc difficilement estimable, seules des bornes supérieures nous étant fournies par l'analyse de données réelles. D'autre part, les propriétés du facteur d'amplification photométrique des oscillations par le limbe solaire ne sont pas bien connues. Si les processus physiques à l'origine de l'amplification observée pour les modes de pression semblent bien compris, la valeur de l'amplification espérée pour les modes de gravité reste imprécise du fait de la difficulté à modéliser les couches atmosphériques avec une précision suffisante.

Ce programme d'observation au limbe sera par ailleurs complété par l'acquisition de 256x256 macro-pixels sur le disque solaire, avec une cadence de 1 mn, qui permettra la détection de modes p à basse fréquence et facilitera l'identification des modes détectés au limbe.

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s): T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

1. Détails des mesures héliosismologiques prévues avec PICARD

Instrument	Type de données	Filtre [bande passante]	Cadence	Durée d'exposition
SODISM	Couronne de ± 11 pixels ¹ autour du limbe.	535.7 nm [0.5]	2 mn	8s
SODISM	Image pleine 256x256 macro- pixels	535.7 nm [0.5]	1 mn	8s
PREMOS	Irradiance spectrale	215 nm [7]	0.1s	0.1s
PREMOS	Irradiance spectrale	268 nm [7]	10s	10s
PREMOS	Irradiance spectrale	535.7 nm [0.5]	10s	10s
PREMOS	Irradiance spectrale	607 nm [2]	10s	10s
PREMOS	Irradiance spectrale	782 nm [2]	10s	10s
SOVAP	Mesure bolométrique	All	10s	10s
SOVAP	Irradiance totale	All	3 mn	10s
PREMOS	Irradiance totale	All	2 mn	20s

L'ensemble des mesures qui seront effectuées par PICARD pour l'héliosismologie vise à améliorer notre connaissance du domaine basse fréquence du spectre des oscillations solaires principalement pour les modes de bas degrés. L'intérêt principal de ce domaine du spectre est que ces modes sont les plus sensibles aux régions les plus internes du Soleil qui restent mal connues tant du point de vue de leur structure que de leur dynamique.

Les couronnes de pixels centrées sur le limbe serviront à la recherche des modes g et des modes p basses fréquences en profitant du facteur d'amplification déjà mis en évidence sur les images SOHO/MDI. Nous aurons en plus l'avantage d'avoir sur PICARD une résolution deux fois meilleure et un système optique stable spécialement étudié pour l'observation du limbe.

Les macro-pixels obtenus avec la cadence de 1 mn permettront d'étendre notre analyse jusqu'aux modes $l < 250$. Ces modes de degrés intermédiaires sont indispensables pour obtenir, par inversion, les informations sur la zone radiative jusqu'au cœur nucléaire, ce que les seuls modes $l < 4$ ne permettent pas. En cas de détection de pics significatifs sur les spectres issus des limbes, l'information spatiale apportée par les images de macro-pixels facilitera par ailleurs l'identification des modes produisant ces pics.

Les mesures de l'irradiance totale et spectrale avec SOVAP et PREMOS se placent dans la droite lignée de ce qui a été fait sur SOHO avec l'expérience VIRGO (Fröhlich et al. 1995).

¹ Taille d'un pixel SODISM $\sim 1 \text{ asec}^2$

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s): T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

En dehors du suivi de l'irradiance elle-même, ces mesures peuvent être utilisées pour l'héliosismologie en donnant accès aux modes de degrés $l < 4$ puisque le Soleil n'est pas résolu. Sur SOHO, deux radiomètres (DIARAD et PMO6) permettent d'obtenir une mesure de l'irradiance totale avec une cadence de 3mn pour le premier et de 1mn pour le deuxième. De plus, 3 photomètres permettent d'obtenir l'irradiance spectrale à 402, 500 et 862 nm avec une cadence de 1mn. Ces instruments ont permis l'étude et le suivi des modes $l < 4$ au cours de la mission et d'étudier également le bruit solaire et sa variation au cours du cycle dans les différentes longueurs d'onde (Fröhlich et al. 1997). Ceci est essentiel puisque ce bruit est le bruit limitant dans la recherche des modes g. Les radiomètres et photomètres de PICARD permettront de poursuivre ces analyses et de les étendre à des domaines spectraux différents avec une plus grande résolution temporelle (échantillonnage à 10s sur PREMOS contre 1mn sur les SPM de VIRGO). Le fait que SODISM et PREMOS aient une longueur d'onde en commun (535.7nm) permettra par ailleurs de corrélérer les deux séries d'irradiance spectrale en ayant accès à l'information spatiale fournie par les macro-pixels de SODISM. Nous pourrions, notamment, prendre en compte la présence de zones actives.

2. Spécifications requises

Cette section précise les besoins de l'héliosismologie pour atteindre ses objectifs, sachant qu'un certain nombre de spécifications non-héliosismiques (résolution spatiale, filtre..) ont déjà été fixées au préalable.

- **Pas d'échantillonnage**

Le maximum d'énergie dans le spectre des oscillations solaires étant autour de 5mn, les mesures en héliosismologie se font en général avec une cadence d'au moins 1mn. Néanmoins, compte tenu des contraintes liées au volume des données et l'objectif de PICARD étant le domaine à basse fréquence pour les modes de pression et la recherche des modes de gravité, un échantillonnage à 2 mn a été retenu pour les mesures aux imbes. Cela implique un repliement du spectre de tout ce qui est au dessus de la fréquence de Shannon (4.16 mHz) sur les fréquences inférieures. Le programme Macro-pixels visant les modes de pressions et les plus hautes fréquences un cadence à 1 mn est souhaitée (voir Annexe VIb). Du coup, pour les mesures aux limbes, la moyenne de 2 points du signal à 1 minute a été envisagé mais cela implique une imprécision sur la datation (due aux minutes manquantes lorsque les mesures « diamètres » sont faites) qui ne semble pas acceptable (Voir Annexe I)

- **Précision de l'échantillonnage (Voir Annexe II).**

Pour estimer la précision de l'échantillonnage nous nous basons sur la précision désirée sur l'estimation de la fréquence d'un mode p sachant que la précision souhaitée sur les modes dans la gamme des

Une précision de $0.01\mu\text{Hz}$ sur un mode de pression à 3 mHz correspond à 3 ppm.

On souhaite obtenir un biais sur la fréquence qui soit au maximum trois fois plus faible. La dérive de l'horloge ne doit donc pas dépasser environ 1 ppm sur la durée de la mission.

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s): T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

Une fluctuation aléatoire de la datation pourrait théoriquement entraîner des problèmes d'aliasing supplémentaires si l'on utilise une simple FFT faisant l'hypothèse d'un échantillonnage parfait à 2 mn. Les simulations montrent néanmoins que cet effet est sans conséquence.

Donc, pour les mesures sismologiques, une remise à l'heure à la mise sous tension du DSP une fois par semaine² avec une dérive de quelques millisecondes par jour et un décalage maximum de 50 ms aura un effet négligeable sur les mesures d'amplitude et de fréquence des modes.

- **Temps d'intégration et stabilité du gain de la chaîne de détection. (Voir Annexe II)**

Les mesures effectuées étant des fluctuations de la photométrie, il est évident que toute incertitude sur le temps d'exposition (fixée à 8s) est importante à étudier et devra éventuellement être compensée par des étalonnages adaptés. Ces étalonnages nécessitent de connaître précisément le temps d'exposition de chaque mesure.

De plus, pour la même durée d'exposition, le signal dépend aussi du gain de la chaîne électronique.

Compte tenu des limites fixées par les expériences de SOHO, la spécification dans le domaine spectral est d'avoir un bruit photométrique inférieur à $0.01 \text{ ppm}^2/\mu\text{Hz}$. Compte tenu de la fréquence de Shannon des mesures PICARD, cela conduit à un $\Delta I/I \approx 9 \text{ ppm}$.

En conclusion, le produit Gain x temps d'intégration doit être connu avec une précision de 9 ppm.

Pour pouvoir faire les corrections de photométrie qui s'imposent, il sera important de connaître la mesure du temps d'ouverture de l'obturateur avec une précision d'au moins 9ppm soit 0.072ms pour 8s d'intégration.

Si cette spécification ne peut être atteinte une correction du premier ordre pourra être effectuée pour s'affranchir des fluctuations de ce produit en divisant chaque pixel par un proxy de ce produit, i.e. l'intensité moyenne de l'image. Cela sera au détriment de la détection des modes de plus bas degrés (Appourchaux et al. 1995).

- **Tolérance vis-à-vis de la stabilité de pointage (Voir Annexe III)**

L'instrument n'étant pas parfaitement stable durant les 8 secondes d'exposition, l'image du bord solaire se déplace sur le CCD et cela se traduit par des fluctuations de la photométrie. Des simulations ont été réalisées en suivant deux hypothèses : soit une dérive linéaire durant le temps d'exposition soit une variation Gaussienne autour d'une position moyenne. Les deux cas donnent des résultats similaires et conduisent

² Pour comparaison, sur SOHO, l'horloge est mise à jour quotidiennement.

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s): T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

à un bruit intégré sur une couronne de 22 pixels d'environ 5ppm pour une stabilisation de l'image à 0.1" et 20 ppm pour une stabilisation à 0.2". Ce bruit reste dans ces deux hypothèses significativement inférieur au bruit solaire estimé à 76ppm sur tout le disque dans la bande des modes g. Il sera néanmoins le bruit instrumental dominant et il est important de chercher à le minimiser au mieux puisqu'il ne pourra pas être corrigé.

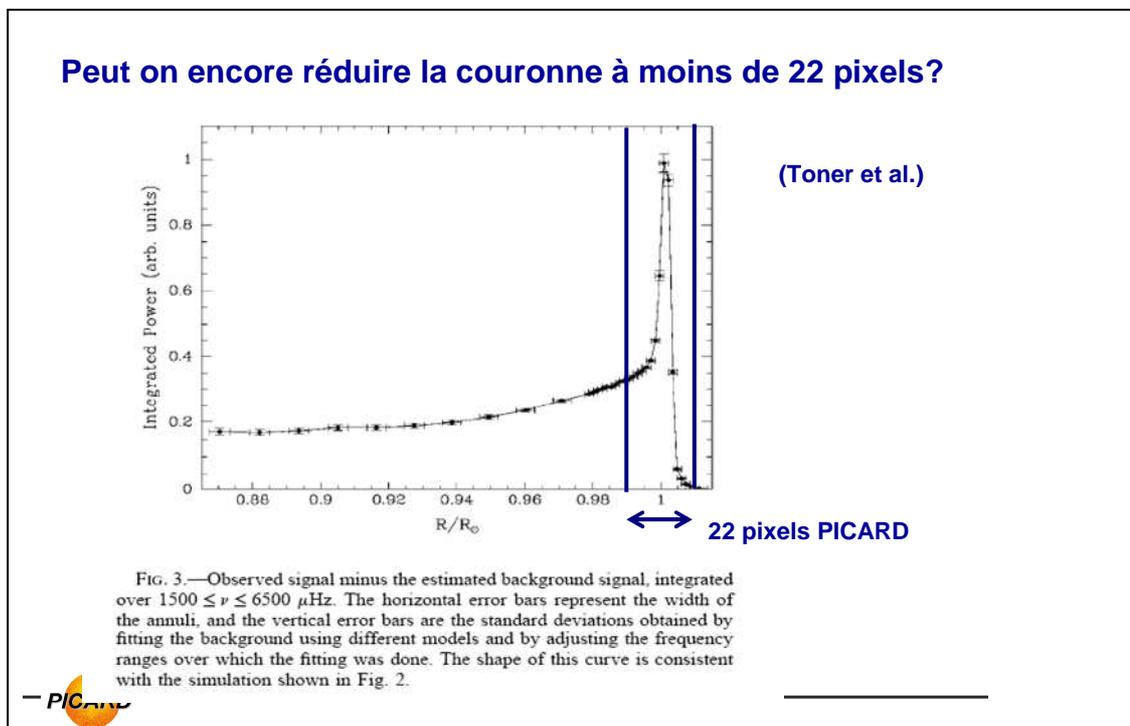
Nous recommandons donc une stabilisation à 0.1" (1 σ), ou une dérive linéaire plus faible que 0.1" pendant le temps d'intégration, ce qui conduirait à un bruit 15 fois inférieur au bruit dominant qui sera le bruit solaire.

- **Taille de la couronne de pixels au limbe**

La partie du limbe pour l'héliosismologie de largeur 22 pixels toutes les 2 mn occupe actuellement environ 968 Mbits (net) /jour sur un total de 1791 Mbits/jour. La question se pose de savoir si l'on peut réduire le nombre de pixels et donc la largeur de la couronne.

Obtenir une photométrie constante en fonction de la dérive annuelle et des recentrages nécessitera de redéfinir une couronne réduite à partir de la position du limbe, ceci d'autant plus que cela réduira les effets de précision de centrage d'une image à l'autre.

D'après les études réalisées sur les images SOHO/MDI (voir figure ci-dessous), il semble important de garder au moins 10 pixels sous le limbe pour bien discerner l'effet d'amplification au limbe et pouvoir faire des spectres utilisant des anneaux de tailles différentes.



HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s):T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

Une couronne de 11 pixels ne permettrait que d'observer la partie amplifiée sans référence externe. Nous recommandons donc de garder une couronne d'au moins 22 pixels centrée sur le point d'inflexion.

- **Codage : capacité requise pour le convertisseur (Voir Annexe IV)**

Des simulations ont été conduites pour définir les effets de la numérisation sur la mesure d'un signal superposé à un bruit Poissonien. L'interaction d'un signal synthétique avec le bruit a été étudiée par l'analyse de la densité spectrale.

Il résulte de cette étude que, pour les faibles signaux recherchés, une numérisation sur 14 bits des pixels individuels et sur 16 bits des macro pixels, est nécessaire pour éviter l'apparition de pics parasites et limiter fortement la perturbation de l'amplitude du signal.

- **Influence des interruptions sur le signal sismologique de PICARD (voir Annexe V).**

Différentes sources d'interruption des mesures ont été identifiées, il s'agit ici d'étudier l'effet de ces interruptions sur le signal sismologique. Les principales sources d'interruption sont (Cf. présentation M. Meissonnier 16/02/2004) :

- Eclipses dues à l'orbite
- Pointés étoiles : 4 heures tous les 3 mois
- Mesure de distorsion : 4 heures tous les 3 mois
- Mode décontamination
- Pannes CU, OBC, Centre de Contrôle
- Mauvaises transmissions TM : perte de ~ 10 imageries par jour

Les interruptions les plus importantes seront dues aux éclipses (voir Annexe V). Pour notre simulation nous avons considéré une orbite à 680 km avec une période de 100 mn environ et une heure locale du nœud ascendant nominale à 6h. Dans cette configuration, des éclipses interviendront sur une période couvrant environ 90 jours par an. L'altitude diminuera de quelques dizaines de kilomètres au cours de la mission changeant légèrement la durée totale de la période à éclipses. Pendant cette période de 90 jours, la durée des éclipses par orbite progresse régulièrement et atteint un maximum de 20mn au bout de 45 jours pour redescendre ensuite. Les pertes de données dues aux éclipses représentent environ 3.5% des mesures sur une année. La transformée de Fourier de cette fenêtre temporelle montre que l'on obtient un alias à 100 mn (et les harmoniques suivants) correspondant logiquement au fait que l'on a une éclipse par orbite, mais les lobes secondaires introduits ne dépasseront pas 0.25% du pic central en puissance, ce qui ne perturbera pas de manière significative le spectre des oscillations.

La configuration des éclipses étudiée ne perturbe pas significativement l'analyse sismologique à condition d'acquérir l'ensemble des mesures accessibles entre

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s): T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

chaque éclipse (ignorer complètement la saison annuelle des éclipses correspondrait à une perte très pénalisante de 25% du signal). Une autre configuration d'orbite proche de celle simulée ne devrait pas remettre en cause cette conclusion.

Le pointé des étoiles et les mesures de la distorsion par rotation autour de l'axe Z (~ 4h tous les 3 mois pour chacun) ainsi que les autres interruptions plus ou moins prévisibles réduiront le temps utile dans une proportion qui reste raisonnable pour la sismologie tant que nous ne descendons pas au-dessous de 90% de temps utile globalement.

La perte journalière d'une dizaine d'images lors du vidage des mesures au-dessus des stations de réception entraînerait une perte de 2% du signal, si les images partielles n'étaient pas utilisables. Comme divers masques et filtres spatiaux seront appliqués pour le traitement du signal au limbe, les images partielles du limbe devraient cependant être utilisables éventuellement au prix de l'introduction d'un aliasing spatial. La perte effective due aux images manquantes sera donc bien inférieure à 2% et ne pose pas de problème important.

En conclusion, les interruptions étudiées sont acceptables pour l'étude du signal sismologique dans la mesure où le taux de remplissage global reste supérieur à 90%. Dans la mesure du possible, il est souhaitable que les interruptions prévisibles (champs stellaires, télémesures...) ne soient pas programmées de manière strictement périodique au cours de la mission.

- **Définition d'un masque pour la construction des macro pixels**

Afin de réduire les effets de repliement des fréquences spatiales qu'induirait une simple moyenne de 16*16 sous pixels, il est nécessaire d'appliquer un masque permettant une apodisation.

En se basant sur la SOI Technical Notes 96-130³, il convient d'appliquer un filtre Gaussien 2D de la forme:

$$G(i,j,i_0,j_0) = \exp\left(-\frac{d(i,j,i_0,j_0)^2}{a^2}\right)$$

$$V(p,q) = \frac{\sum_{i=i_0-k+1}^{i_0+k} \sum_{j=j_0-k+1}^{j_0+k} I(i,j) * G(i,j,i_0(p),j_0(q))}{\sum_{i=i_0-k+1}^{i_0+k} \sum_{j=j_0-k+1}^{j_0+k} G(i,j,i_0(p),j_0(q))}$$

où :

- I(i,j) représente la valeur du pixel (i,j) numérotés de -1023 à +1024
- V(p,q) valeur calculée pour le macro pixel (p,q) numéroté de -63 à +64
- les points (i₀,j₀) sont repartis de manière uniforme sur une grille 128*128. Les coordonnées d'un point (i₀,j₀) dans le repère centré au

³ <http://soi.stanford.edu/technotes/96.130.ps>

HELIOSISMOLOGIE AVEC PICARD – OBJECTIFS ET SPECIFICATIONS

Rédacteur(s):T. Corbard (OCA), P. Boumier (IAS), T. Appourchaux (IAS)

centre du CCD sont données par :

$$i_0(p) = 8 \cdot (2p-1) \quad p = -63..64$$

$$j_0(q) = 8 \cdot (2q-1) \quad q = -63..64$$

- $d(i,j,i_0,j_0)$ est la distance entre le centre du pixel (i,j) et le point (i_0,j_0) soit :

$$d(i,j,i_0,j_0)^2 = (i-0.5-i_0)^2 + (j-0.5-j_0)^2$$

- D'après la référence ci-dessus $a=4/5 \cdot 16=13$ devrait donner un bon compromis entre la réduction d'aliasing spatial et la coupure à l'élevés.
- $2 \cdot k$ est l'extension du masque dans chaque direction. On calcul cette extension de telle sorte que : $A \cdot G(i_0+k,j_0,i_0,j_0) / \sum \sum G > 0.5$ et $A \cdot G(i_0+k+1,j_0,i_0,j_0) / \sum \sum G < 0.5$ ou A la valeur maximale que l'on peut coder (valeur maximale de $I(i,j)$) soit $2^{16}-1=65535$ pour un codage sur 16bits ou $2^{15}-1=32767$ pour un codage sur 15bits. On obtient $k=31$ pour un codage sur 16 bits et $k=29$ pour un codage sur 15 bits.

Pour un codage sur 15 bits on doit donc prendre en compte $58 \cdot 58$ pixels pour chaque macro-pixels contre $16 \cdot 16$ si l'on avait fait une simple moyenne.

Evidemment il est souhaitable que le coefficient a puisse rester un paramètre ajustable avant et même pendant la mission.

Remarque : La formule précédente peut être réécrite de la façon suivante pour mettre en évidence le fait que le masque appliqué est indépendant de (p,q) c'est à dire du macro pixel considéré.

$$V(p,q) = \sum_{\alpha=-k+1}^{+k} \sum_{\beta=-k+1}^{+k} \{ I(\alpha+i_0(p), \beta+j_0(q)) * G_{a,k}(\alpha, \beta) \}$$

avec le masque G qui peut être tabulé défini par:

$$G_{a,k}(\alpha, \beta) = \frac{\exp\left(-\frac{(\alpha-0.5)^2 + (\beta-0.5)^2}{a^2}\right)}{\sum_{\alpha=-k+1}^{+k} \sum_{\beta=-k+1}^{+k} \exp\left(-\frac{(\alpha-0.5)^2 + (\beta-0.5)^2}{a^2}\right)}$$

Cela fait a priori $4k^2 - 1$ additions et $4k^2$ multiplications soit, pour $k=30$, 3599 additions et 3600 multiplications. Cependant, en prenant en compte la symétrie, on peut réécrire :

$$V(p,q) = \sum_{\alpha=1}^{+k} \sum_{\beta=1}^{+k} \left\{ \begin{array}{l} I(\alpha+i_0(p), \beta+j_0(q)) + I(\alpha+i_0(p), 1-\beta+j_0(q)) + \\ I(1-\alpha+i_0(p), \beta+j_0(q)) + I(1-\alpha+i_0(p), 1-\beta+j_0(q)) \end{array} \right\} * G_{a,k}(\alpha, \beta)$$

Ce qui conduit à $k^2-1+3k^2=4k^2-1$ additions et k^2 multiplications. Si en plus on remarque que $G(\alpha,\beta)=G(\beta,\alpha)$, on peut réécrire (en omettant les indices p et q) :

$$V(p, q) = \sum_{\alpha=2}^{+k} \sum_{\beta=1}^{\alpha-1} \left\{ \begin{array}{l} I(\alpha + i_0, \beta + j_0) + I(\beta + i_0, \alpha + j_0) + \\ I(\alpha + i_0, 1 - \beta + j_0) + I(\beta + i_0, 1 - \alpha + j_0) + \\ I(1 - \alpha + i_0, \beta + j_0) + I(1 - \beta + i_0, \alpha + j_0) + \\ I(1 - \alpha + i_0, 1 - \beta + j_0) + I(1 - \beta + i_0, 1 - \alpha + j_0) \end{array} \right\} * G_{a,k}(\alpha, \beta)$$

$$+ \sum_{\alpha=1}^k \{ [I(\alpha + i_0, \alpha + j_0) + I(\alpha + i_0, 1 - \alpha + j_0) + I(1 - \alpha + i_0, \alpha + j_0) + I(1 - \alpha + i_0, 1 - \alpha + j_0)] * G_{a,k}(\alpha, \alpha) \}$$

Cela donne finalement $(k-1)*k/2-1+7(k-1)k/2+1+k-1+3*k = 4k^2-1$ additions et $(k-1)*k/2+k = k(k+1)/2$ multiplications soit, pour $k=30$, 3599 additions et 465 multiplications.

2. Références

- Appourchaux et al., 1995, A&A 294, L13
- Appourchaux T. & Toutain T., 1998, dans: Sounding Solar and Stellar Interiors, IAU Symposium 181 (Poster Volume), Eds J. Provost and F.X. Schmider, 5
- Appourchaux T., et al., 2000, ApJ. 538, 401
- Fogli G.L., Lisi E., Palazzo A., Rottunno A., 2003, Phys. Rev. D67 073001
- Fröhlich C. et al., 1995, Sol. Phys. 162, 101
- Fröhlich C. et al., 1997, Sol. Phys. 170, 1
- Kosovichev A.G., Duvall T., Scherrer P.H., SOI technical notes 96-130 ([http:// soi.stanford.edu/technotes/96.130.ps](http://soi.stanford.edu/technotes/96.130.ps))
- Toner C.G., Jefferies S.M. and Toutain T., 1999, ApJ. 518, L127
- Toutain T., Berthomieu G. and Provost J., 1999, A&A 344, 188

ANNEXE I

Du passage d'un point toutes les 2 minutes à :

La moyenne de 2 points du signal échantillonné à 1 minute.

Préambule : le débit de télémessure impose une cadence limitée à 2 minutes pour les limbes. Or, le limbe est finalement mesuré toutes les minutes puisque la cadence des macro-pixels est à la minute.

Objet : puisqu'au moment de la prise de vue des macropixels, on a l'information sur le limbe, pourquoi ne pas garder l'information en mémoire afin de moyenniser les limbes sur 2 mesures consécutives ? La télémessure est inchangée, mais on devrait gagner un facteur 2 sur la statistique de photons (ou sur le repliement du bruit à haute fréquence).

Vérification : on dispose des séries de vitesse de GOLF, correspondant à une même configuration de la modulation magnétique, soit donc des séries échantillonnées à 10 secondes, chaque point étant une intégration sur 4.5 secondes (source des données : Gérard Grec ; 805 jours ; détecteur : PM2.).

La figure 1 montre l'effet global des échantillonnages testés sur la densité spectrale : niveau moyen du bruit de photons et repliement spectral.

En haut à gauche : cas 1) : échantillonnage à 10 secondes.

En haut à droite : cas 2) : échantillonnage à 1 minute (un point sur 6 du cas 1).

En bas à gauche : cas 3) : échantillonnage à 2 minutes mais après un moyennage sur 2 points du cas 2).

En bas à droite : cas 4) : échantillonnage à 2 minutes (cas actuel pour SODISM).

La courbe du cas 1) donne le niveau de bruit de photons de référence, soit 17 unités (énergie par unité de fréquence ; c'est dans l'épaisseur du trait, mais j'ai de bons yeux). Pour chiffrer plus précisément le gain du moyennage, il faut aller voir de plus près. La figure 2 montre une portion de spectre à basse fréquence (autour de 400 microHz). Le niveau du cas 1) est de 100 unités, soit donc environ 83 pour le bruit solaire ($100 - 17$). Les niveaux des 2 courbes correspondant aux cas 2) et 3) sont identiques. L'augmentation du bruit de photons attendue par rapport au cas 1) est d'un facteur 6, soit donc un niveau de $17 \times 6 \sim 100$ unités. Le niveau attendu pour ces 2 cas est donc de $100 + 83$, ce qui correspond bien à ce qui est observé.

La courbe du dernier cas (4) provient d'un comptage 2 fois moins élevé, soit donc un niveau attendu de $17 \times 12 \sim 200$ unités pour le bruit de photons. On vérifie qu'on a bien un niveau moyen proche de $200 + 83$.

Conclusion : comme on pouvait s'y attendre, compter 2 fois plus fait diminuer d'un facteur 2 le niveau du bruit de photons dans la densité spectrale. Il n'y a pas d'artéfact que l'on aurait pu oublier a priori. Pour ma part, si on a l'info, il faudrait une raison majeure pour me convaincre de ne pas l'utiliser.

Petite illustration de ce qu'un facteur 2 peut apporter : la figure 3 montre les 4 densités spectrales dans la retombée de l'enveloppe des modes de 5 minutes. On ne peut pas conclure directement sur le domaine de fréquence où Sodism donnera de bons résultats, car le signal observé sera d'une nature différente de celui utilisé ici. Par contre, on peut dire qu'**un facteur 2 gagné sur la statistique peut permettre d'analyser un nombre significatif de modes supplémentaires.**

Complément: Prise en compte des interruptions "diamètres":

Les figures 4 et 5 illustrent l'effet des interruptions "diamètres" sur les limbes. Je fais passer des sinusoides pures dans le processus.

Nous préférons finalement rester avec un échantillonnage des limbes toutes les 2 mn, afin de conserver une base de temps régulière. Dans le cas de moyennes des mesures prises à une minute d'intervalle, les trous réguliers correspondant aux mesures du diamètre nous induiraient une datation élastique que nous préférons éviter.

Du passage d'1 pt toutes les 2mn à la moyenne de 2 pts du signal échantillonné à 1mn

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.1-10/05/2007

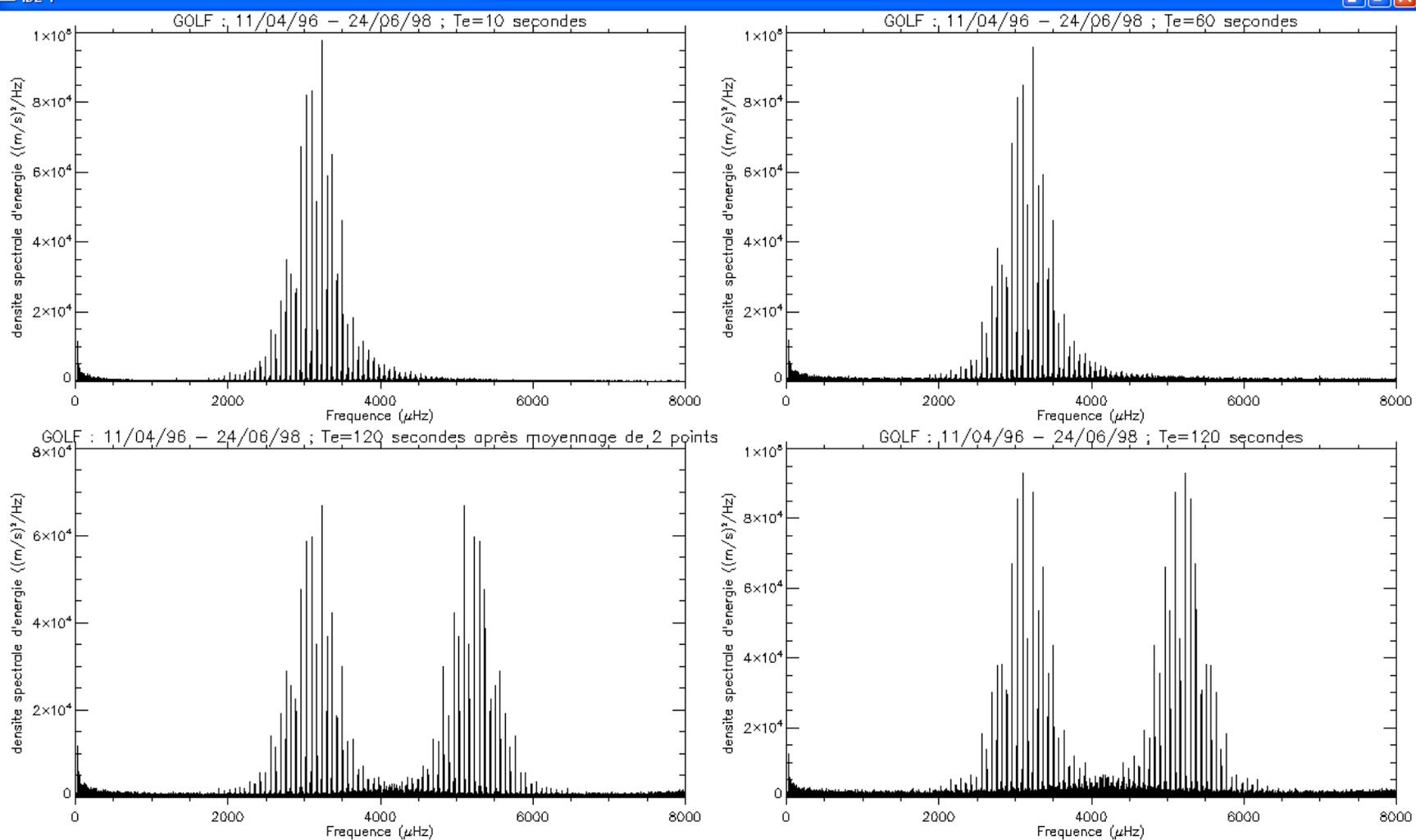


Figure 1 : repliement de la densité spectrale pour l'échantillonnage à 2 minutes.

Du passage d'1 pt toutes les 2mn à la moyenne de 2 pts du signal échantillonné à 1mn

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.1-10/05/2007

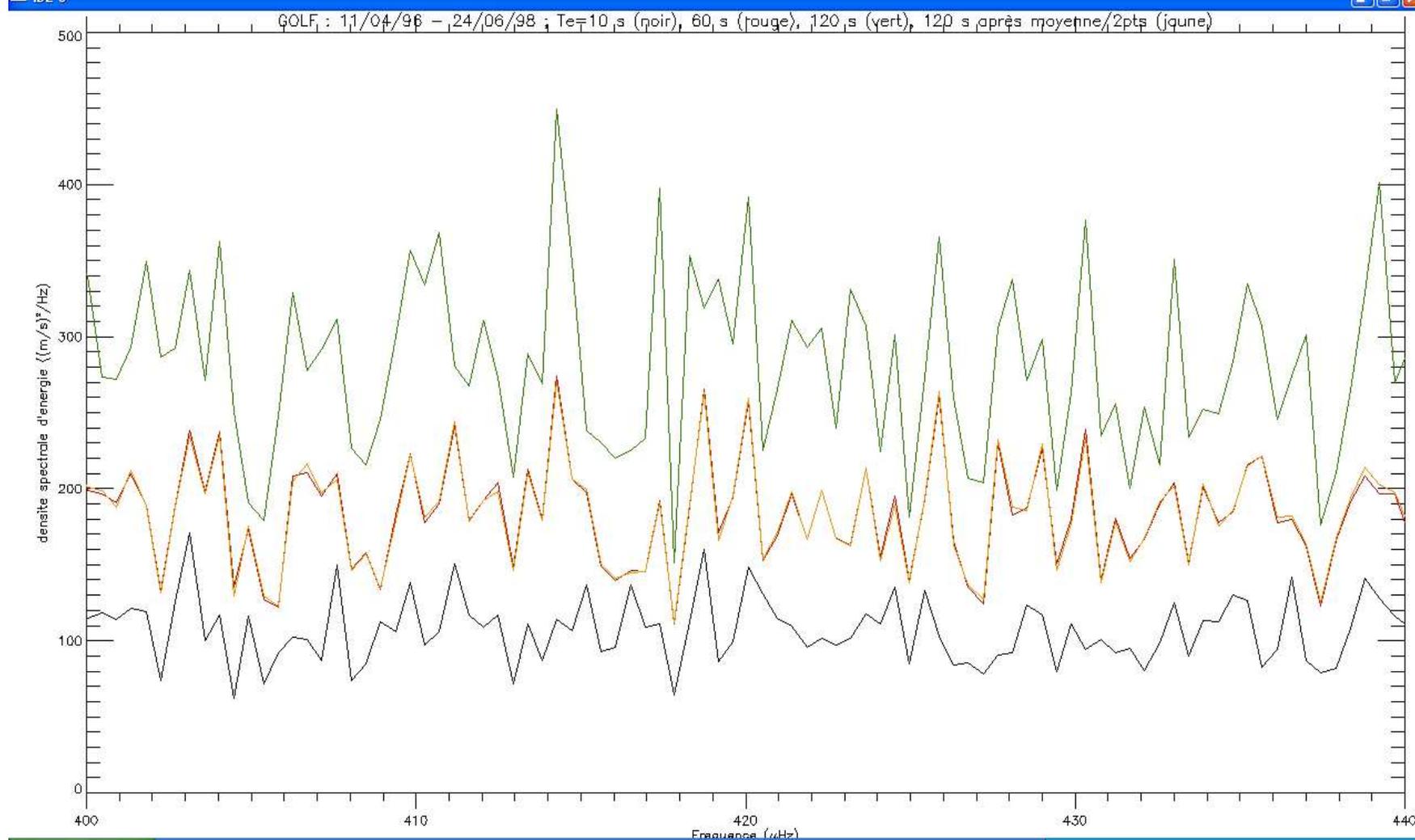


Figure 2: basses fréquences ; lissage sur 31 points.

Du passage d'1 pt toutes les 2mn à la moyenne de 2 pts du signal échantillonné à 1mn

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.1-10/05/2007

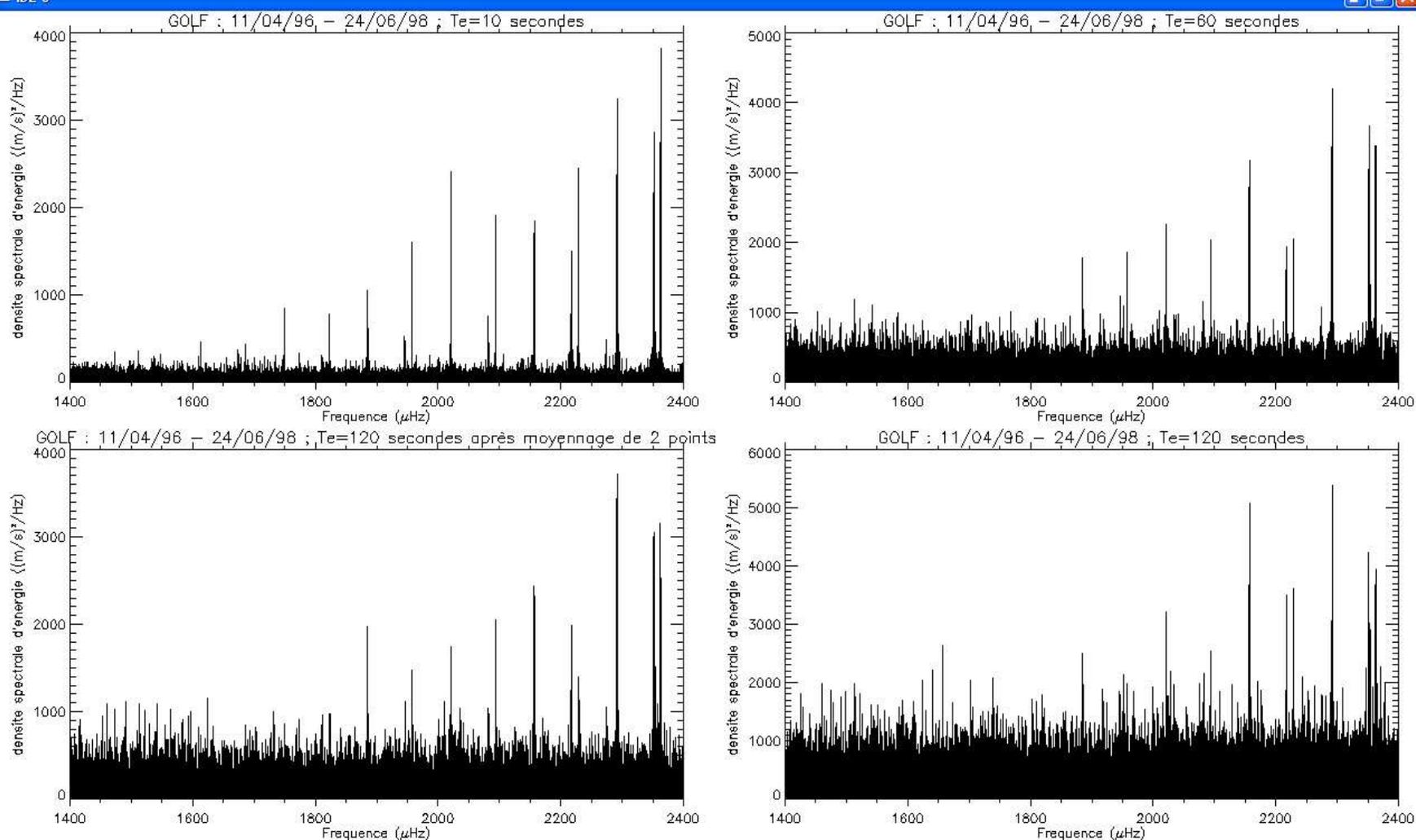


Figure 3: mêmes cas que figure 1 (portion)

Du passage d'1 pt toutes les 2mn à la moyenne de 2 pts du signal échantillonné à 1mn

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.1-10/05/2007

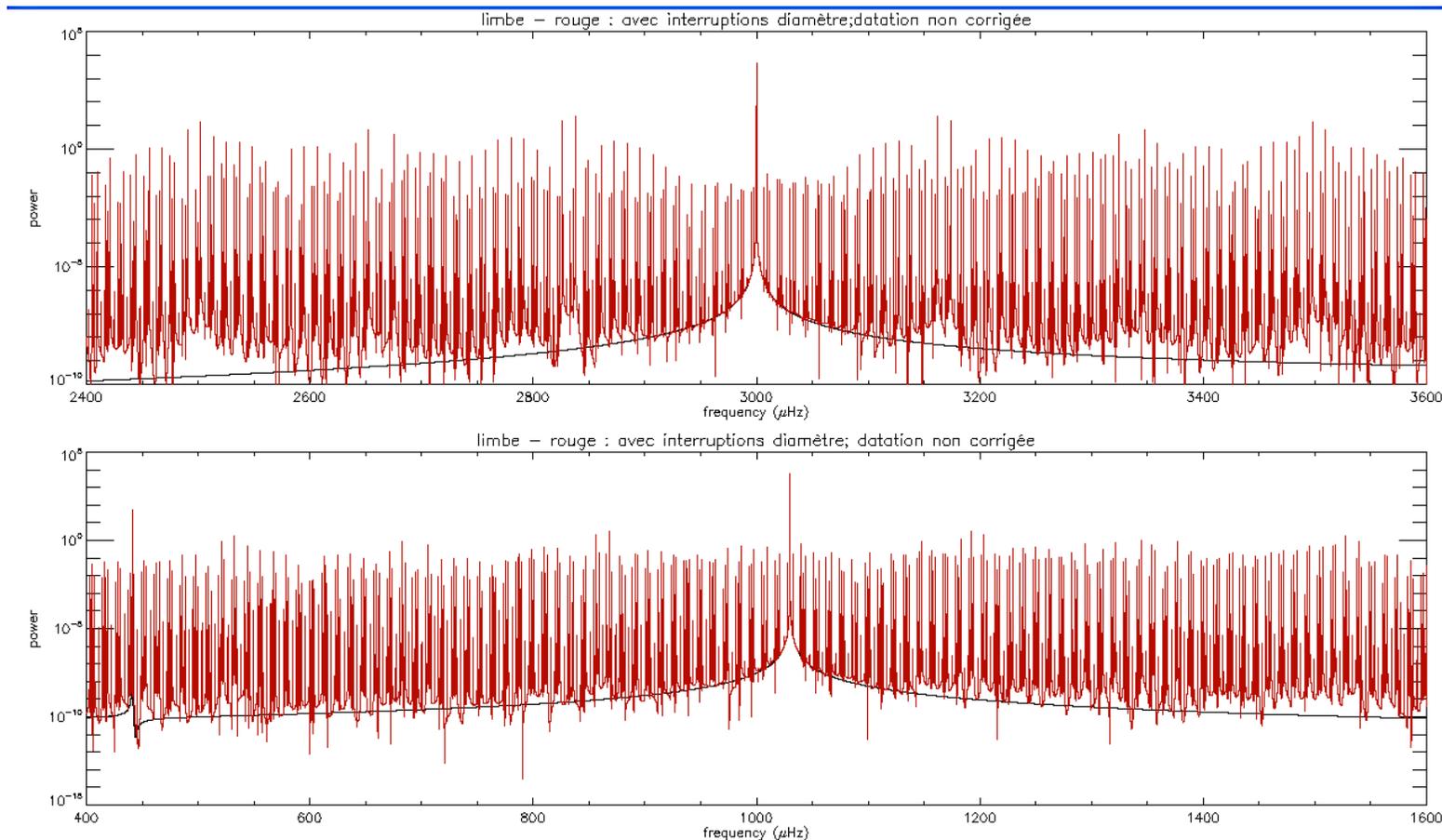


Figure 4 : En haut : sinus à 3 mHz. En noir, c'est le cas parfait, et en rouge, c'est avec les interruptions. La datation n'est pas corrigée, c'est à dire que je fais une fft brutale sur la série temporelle. En bas : même chose pour 1 mHz.

Bilan : une multitude de pics pas très énergétiques mais potentiellement très dangereux, surtout si on a une modulation liée à l'orbite par exemple, pour laquelle, même en identifiant le pic principal, les pics secondaires pourraient pourrir tout le spectre.

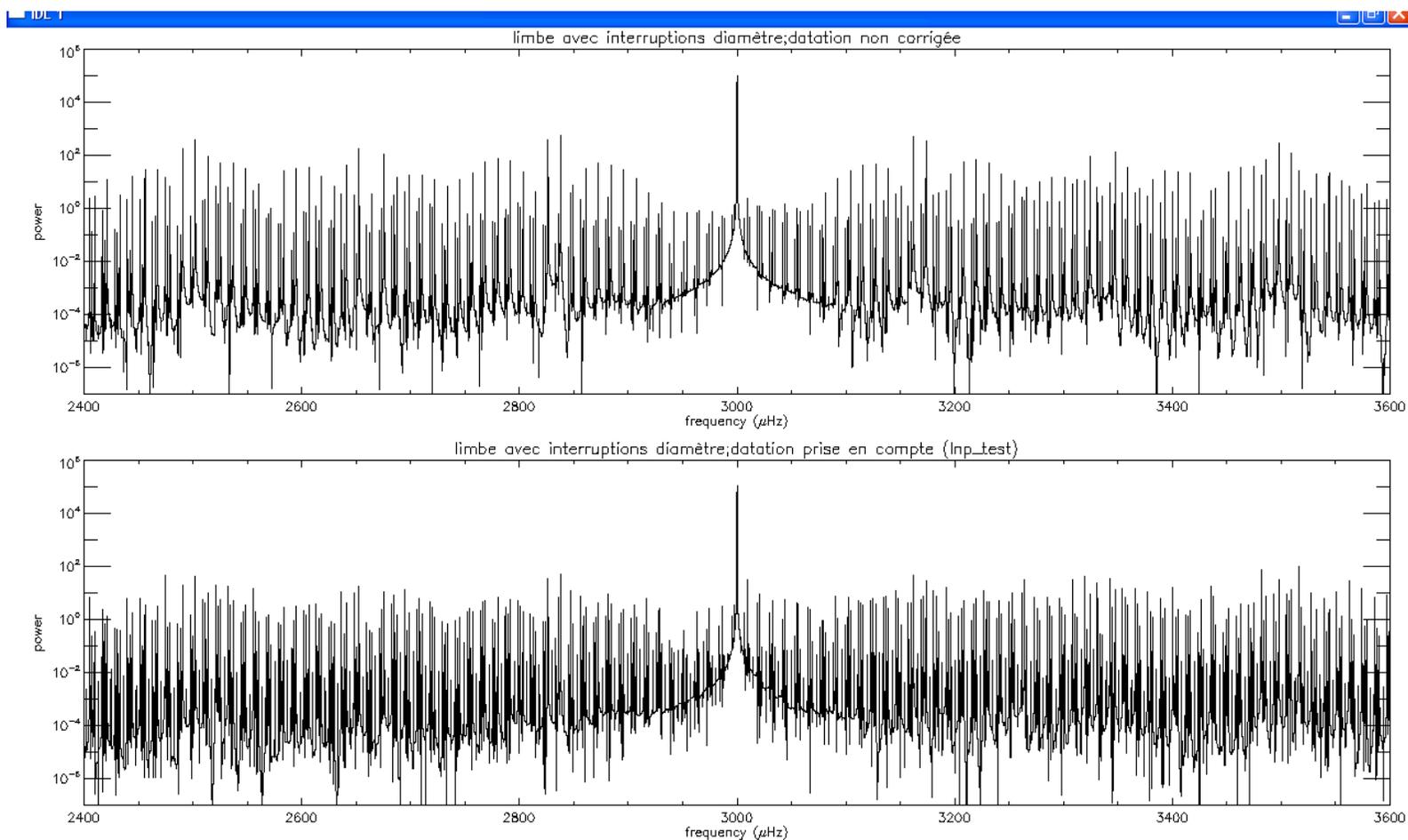


Figure 5 je reprends le 1er cas en fait, histoire de tester une prise en compte de la datation "élastique". La figure du **haut** reprend la courbe rouge du 1er plot (figure 4, haut), et la figure du **bas** est obtenu avec un Lomb-Scargle (lnp_test sous idl) tenant compte du temps central de chaque prise de vue. A l'oeil, je dirais que l'on gagne un facteur 10 en énergie. Ca ne me paraît pas suffisant pour tenter le coup.

Impact des précisions de la datation et du temps d'intégration

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.0-O4/2007

ANNEXE II

Analyse par simulations de l'impact des précisions de la datation et du temps d'intégration sur le programme de sismologie de PICARD

Impact des précisions de la datation et du temps d'intégration

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.0-O4/2007

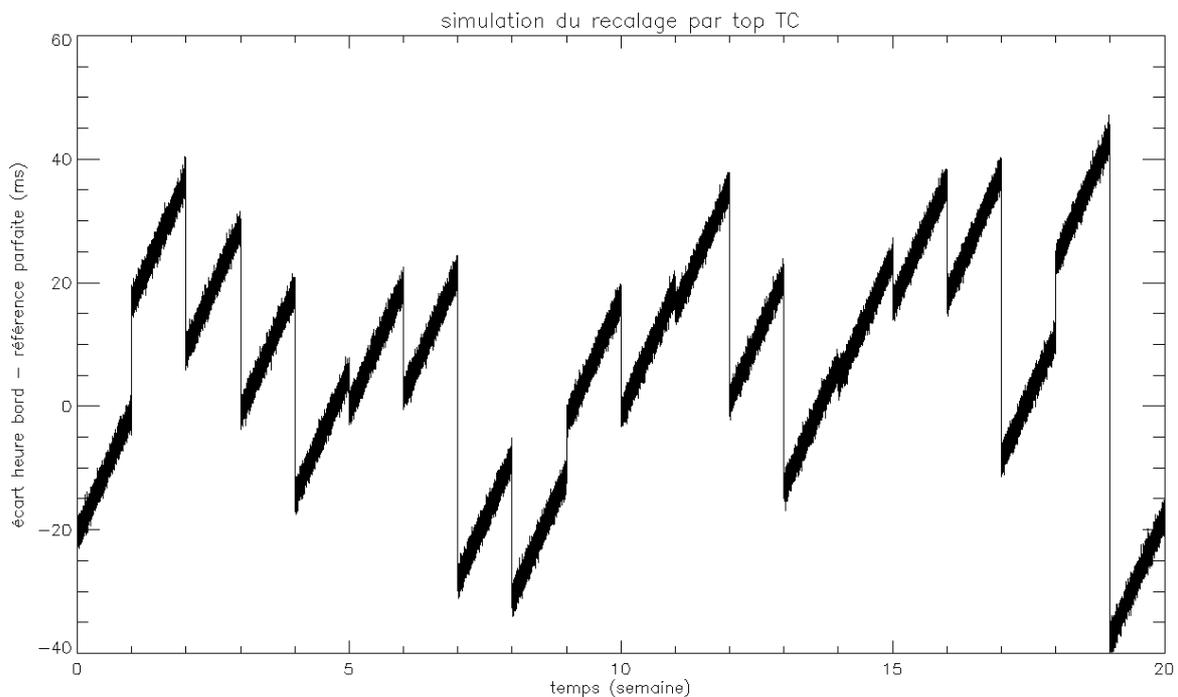
Document de référence : PIC-MEMO-SY-0-638-CNS Ed :1 Rev1

I) Datation

A) Incertitude : pour simuler la perturbation de la base de temps par rapport à un peigne de Dirac de période 1 minute, j'ai essayé de transcrire le plus fidèlement les informations données dans le document de référence ci-dessus. J'ai ainsi considéré :

- 1 jitter aléatoire de 3 ms (3 sigmas = 3 ms) sur le top minute.
- Une dérive résiduelle de 20 ms / semaine.
- La combinaison de 2 erreurs aléatoires lors du recalage hebdomadaire, pour le calage lui-même et pour la marge système. J'ai considéré que les 15 ms donnés dans le document correspondaient à un écart type, et supposant les 2 postes d'erreur relatifs à 2 phénomènes indépendants, j'ai pris leur somme quadratique. La combinaison conduit ainsi à une perturbation aléatoire d'écart type égal à 21 ms.

La courbe suivante montre l'erreur ainsi obtenue (datation bord – datation parfaite de référence) sur 20 semaines. La valeur maximale obtenue pour un saut lors d'un recalage dépend évidemment de la réalisation aléatoire ; dans les exemples testés, cette valeur est comprise entre 70 et 100 ms, c'est-à-dire proche de 80 ms, valeur indiquée dans le document de référence.



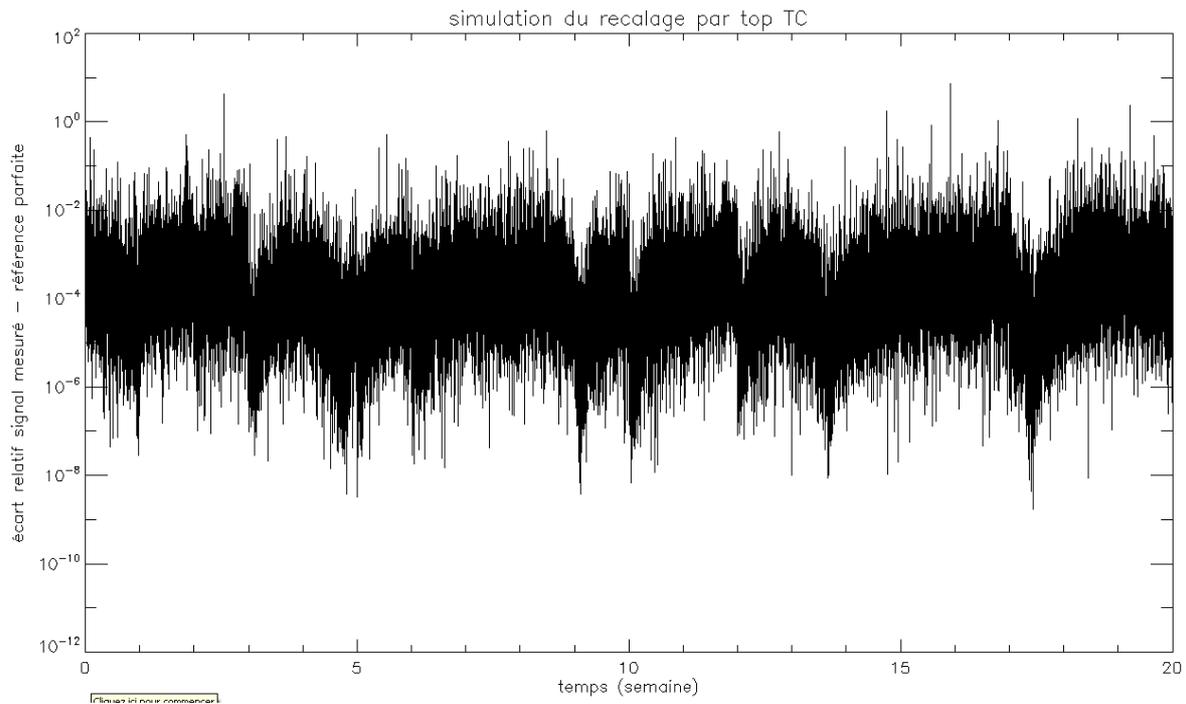
Cette datation a été appliquée sur une somme de 5 sinusoïdes dont les fréquences couvrent une large bande spectrale : 10, 100, 441, 1030, 3000 microherz. Les signaux ont des amplitudes de 1 ppm à 10 ppm selon la fréquence. Le signal est échantillonné à une période

Impact des précisions de la datation et du temps d'intégration

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.0-O4/2007

de 1 minute pendant 3 années. L'erreur relative sur le signal total est en général très faible comme le montre la figure ci-dessous (échelle log en ordonnée). L'effet ultime doit être analysé dans la densité spectrale : l'effet sur les pics correspondant aux sinusoides est négligeable (inférieur à 10^{-6} en énergie).



B) Référence : quelle échelle de temps choisir ? A priori, les fréquences de résonance du Soleil ne sont pas synchronisées sur la rotation terrestre, et donc le temps atomique TAI est le plus adapté à l'Héliosismologie. Le temps TU a des secondes plus grandes que les secondes du temps TAI, et comme de toute façon, il n'est pas question d'utiliser le TU, nous n'en parlerons pas ici. Le document de référence précise que l'OBC fournira une date référencée en TUC ; cela implique certes une seconde égale à la seconde TAI, mais implique aussi d'éventuels sauts d'une seconde par rapport à la datation continue donnée par le TAI.

Question posée au CNES : le GPS fournissant une datation égale à TAI-19 secondes, pourquoi ne pas se contenter de reprendre cette datation ? Si pour quelque raison que ce soit, les systèmes du CNES fonctionnent habituellement avec la référence au TUC, ne peut-on pas les modifier simplement afin d'obtenir une datation TAI pour PICARD ?

Supposons que le TUC nous soit définitivement imposé : nous risquons avoir une partie de la série temporelle décalée de 1 seconde par rapport au cas d'un échantillonnage régulier. J'ai testé le cas du rajout d'1 seconde au tiers de la période d'observation, ainsi que le cas de rajout d'une autre seconde aux 2/3 de la série (durée d'observation : 3 ans). Les simulations réalisées montrent que malgré cette discontinuité dans la cadence, l'énergie des pics de

Impact des précisions de la datation et du temps d'intégration

Rédacteur(s):P. Boumier

Edition 1.0-O4/2007

sinusoïdes pures n'est quasiment pas affectée, même si l'on applique directement une FFT sur le signal (ce qui ne peut se faire en toute rigueur que si la cadence est parfaitement régulière). La détection de modes possédant une densité spectrale bien au-dessus du bruit ne semble donc pas pénalisée par l'utilisation du TUC.

Par contre, l'utilisation de la phase des modes ne peut cependant pas se faire de manière directe dans le cas de discontinuité dans l'échantillonnage. L'information liée à la phase des modes, voire du bruit solaire, pourrait être essentielle à la détection de modes de faible signal, notamment lors d'une analyse combinée avec les données de HMI/SDO.

Il est bien sûr possible d'estimer une extrapolation du signal sur la base de temps régulière que l'on aurait avec le TAI, mais nous ne pouvons garantir l'efficacité du procédé avant d'avoir les données réelles.

Nous sollicitons donc le CNES pour qu'il fasse tout son possible afin de délivrer une datation liée au TAI, cela non seulement pour PICARD, mais pour les autres missions futures qui auront éventuellement le même souci que nous.

II) Intégration (obturateur)

J'ai traité 2 cas de figure, l'un correspondant à une perturbation gaussienne de la durée d'intégration (appelée aussi temps d'intégration), l'autre correspondant à une erreur aléatoire bistable de ± 25 microsecondes. Le premier cas est censé simuler une variation réelle du temps d'intégration, sans correction a posteriori ; le deuxième cas est censé simuler l'erreur maximale résiduelle après correction du temps d'intégration, ce dernier étant supposé connu à 50 microsecondes près (période de scrutation = 25 μ s). Le cas réellement représentatif de ce qui sera fait pour PICARD est peut être une combinaison de ces deux cas ; si le besoin apparaît, nous pourrions simuler cette combinaison.

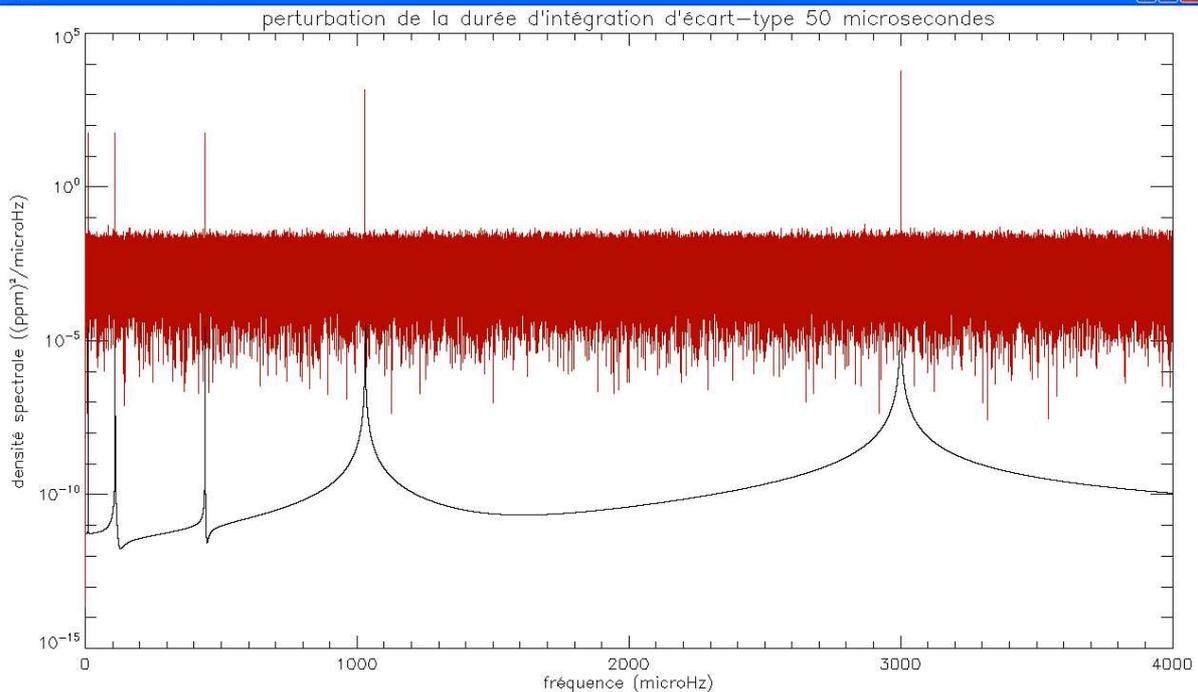
A) Perturbation gaussienne : si le fonctionnement de l'obturateur conduit à un temps d'intégration perturbé de manière gaussienne, le bruit blanc rajouté dans la densité spectrale se calcule simplement, connaissant le temps moyen d'intégration et le pas d'échantillonnage temporel. C'est ce calcul effectué en sens inverse qui avait permis de spécifier l'écart-type maximal du temps d'intégration pour la sismologie. Les simulations permettent de vérifier ce calcul : un écart-type de 50 μ s induit un bruit blanc de $2.5 \cdot 10^{-3}$ ppm²/ μ Hz (moyenne de la densité spectrale sur l'intervalle complet $[0, 1/Te]$, où Te est le pas d'échantillonnage). L'énergie contenue dans les sinusoïdes modélisées n'est diminuée que de 1%. La figure suivante illustre le bruit blanc superposé aux 5 pics liés aux sinusoïdes pures. Notre spécification appliquée à une durée d'intégration de 8 secondes implique un écart-type de 72 μ s, voire même de 100 μ s dans le cas d'un échantillonnage à la minute.

En conclusion, si la perturbation est réellement gaussienne avec un écart-type de 50 μ s, notre spécification est satisfaite.

Impact des précisions de la datation et du temps d'intégration

Rédacteur(s): P. Boumier

Edition 1.0-O4/2007



noir : sans fluctuation de la durée d'intégration ; rouge : avec fluctuation.

B) Connaissance de la durée d'intégration à $\pm 25 \mu\text{s}$ près : pour simplifier la simulation, nous avons considéré que chaque durée était perturbée aléatoirement de $+25 \mu\text{s}$ ou $-25 \mu\text{s}$, autour de 8 secondes. L'énergie des sinusoïdes est diminuée au maximum d'1%, et le bruit blanc induit possède une valeur de $5 \cdot 10^{-4} \text{ ppm}^2/\mu\text{Hz}$ seulement, soit un facteur 5 meilleur que le cas gaussien sans correction.

Bilan

- si nous avons bien interprété les informations techniques, les précisions de datation et de durée d'intégration semblent satisfaire les spécifications du programme de sismologie de PICARD.
- nous exprimons à nouveau notre souhait de bénéficier d'une datation régulière, c'est-à-dire, référencée au Temps Atomique International.

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

ANNEXE III

Influence du bruit de stabilisation sur les mesures
sismologiques de PICARD

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

Influence du bruit de stabilisation sur les mesures sismologiques de PICARD

T. Corbard, OCA

Juin 2004

1 Le problème

Pendant le temps d'intégration de l'image (2s), il existe un bruit de stabilisation. Quel décalage peut on tolérer ? On peut faire deux hypothèses :

1. mouvement linéaire pendant la prise de vue,
2. mouvement Gaussien autour d'une position moyenne.

Actuellement, on vise une stabilisation de l'image à 0.1 seconde d'arc, voire 0.2. Quelle spécification l'héliosismologie impose-t-elle ?

2 Procédure de modélisation (1ère étape: problème purement géométrique, CCD parfait et pas de bruit de photon)

- Je pars d'une matrice 2048×2048 représentant le CCD, sur laquelle je centre un soleil de 900 pixels de rayon représenté par une fonction d'assombrissement centre-bord dont la valeur est 1 au centre. Pour un Soleil de rayon 696000 Km cela donne $696000/900 \simeq 773$ Km par pixel.
- Je définie une couronne d'observation sur le CCD comprenant tous les pixels (i,j) dont la distance au centre du CCD est comprise entre 890 et 911 pixels: $890 \leq d(i,j) \leq 911$ soit $0.988889 \leq r/R_{\odot} \leq 1.01222$.
- J'intègre la fonction d'assombrissement dans cette couronne en résolvant chaque pixel en sous pixels (intégration de Gauss 2D utilisant jusqu'à 96 points) et en faisant la somme des intégrales sur chaque pixel. Cela me donne une valeur I_0 .
- Le centre de la fonction d'assombrissement centre-bord est ensuite décalé d'une fraction de pixel α par rapport au centre du CCD. En intégrant toujours dans la même couronne, j'obtiens une intensité I_{α} toujours supérieure à I_0 .

1

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

- J'obtiens une perturbation d'intensité relative dû au décalage α par:

$$\left(\frac{dI}{I}\right)_\alpha = \frac{I_\alpha - I_0}{I_0} * 10^6 \text{ ppm}$$

- Pour la modélisation d'une dérive linéaire pouvant aller jusqu'à $0.2''$, je calcul la moyenne des $\left(\frac{dI}{I}\right)_\alpha$ pour $\alpha \in [0, 0.2]$
- pour la modélisation d'un bruit aléatoire, je prend une série de 50 valeurs de α de moyenne nulle et d'écart type $0.2''$ et je calcul la moyenne des $\left(\frac{dI}{I}\right)_\alpha$.

3 Choix d'une fonction d'assombrissement centre-bord

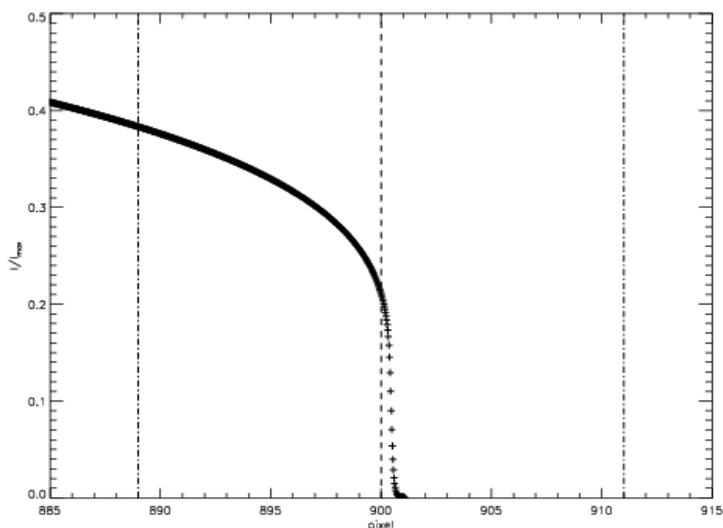


Figure 1: Fonction d'assombrissement centre-bord de Nicole Mein placée sur le CCD PICARD. La ligne tirets indique le point $T = T_{eff}$, les lignes point-tirets indique les limites du masque de 22 pixels pour la sismologie. Sur ce graphique 1 pixel \simeq 773 Km

- La fonction d'assombrissement procurée par Nicole Mein comprend 750 points et indique un premier point à 855 Km d'altitude, un dernier point

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s): T. Corbard

Edition 1.0

à 14144 Km et un pas de 20 Km (soit environ 39 points de modèle dans un pixel PICARD). Je suppose que le premier point (intensité 0) correspond à un point dans la photosphère, 855 Km au dessus de $T = T_{eff}$ pris comme définition du rayon solaire. Le dernier point devrait donc se trouver à $855 - 749 * 20 = -14125$ Km dans la zone convective, soit un écart de $14144 - 14125 = 19$ Km avec ce qui est indiqué dans le fichier.

- En prenant un rayon solaire égal à 696000 Km, ce modèle définit donc la fonction d'assombrissement centre-bord pour $0.979821 \leq r/R_{\odot} \leq 1.00122$ soit $749 * 20/773. = 19.4$ pixels dont $855/773. = 1.11$ pixel au dessus de $T = T_{eff}$.

- Je normalise l'intensité de telle façon que le raccord se fasse avec la formule:

$$L(r/R_{\odot}) = 1 - 0.85(1 - \cos^{0.7} \theta)$$

où: $\theta = \sqrt{1 - (r/R_{\odot})^2}$. Ceci conduit à: $L(0.979821) = 0.42539091$

4 Conventions liées au repère du CCD

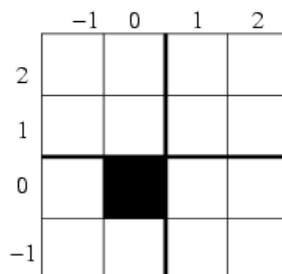


Figure 2: Les pixels du CCD sont numérotés de -1023 à 1024. Le centre du CCD est pris comme origine si bien que le centre d'un pixel (i,j) est à la distance $d(i,j) = \sqrt{(i - 0.5)^2 + (j - 0.5)^2}$ du centre.

5 Résultats

- Nombre de pixels dans la couronne $890 \leq d \leq 911$: 118764
- Nombre de pixels de la couronne éclairés $890 \leq d \leq 901$: 61856
- Nombre total de pixels éclairés $0 \leq d \leq 901$: 2550388
- $I_0 = 18493.285$

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

5.1 Cas linéaire

La figure 3 montre $\left(\frac{dI}{I}\right)_\alpha$ en fonction de α pour $\alpha < 2''$. On obtient environ 5 ppm pour $0.1''$ et 20 ppm pour $0.2''$, Une dérive linéaire d'au plus $0.2''$ induit donc une variation d'intensité intégrée d'environ 10 ppm.

5.2 Cas Gaussien

Résultat sur une moyenne de 51 tirages avec $\sigma = 0.2''$ simulant l'agitation aléatoire durant les deux secondes de pose:

$$\left\langle \left(\frac{dI}{I} \right)_\alpha \right\rangle = 17 \text{ppm}$$

6 Annexe: Dimensions exactes

- Un pixel du CCD = $13.5 \mu\text{m}$
- La focale est de 2630 mm
- On a donc $13.5 \cdot 10^{-6} / 2630 = 0.00513 \text{ rad/pix}$ soit $1.0588''/\text{pixel}$
- Rayon moyen du soleil à 1 UA: $959.6'' \pm 0.1''$ (Laclare 1996)
- Variation du Rayon apparent: $943.5'' \rightarrow 975.7''$ (c.f. Fig. 4)
- Variation du rayon en nombre de pixels: $892 \rightarrow 922$
- Rayon moyen de limage sur le CCD: 907 pixels. Donc en moyenne 1 pixel = $1/907 = 1.10254 \cdot 10^{-3} R_\odot \simeq 767 \text{Km}$.

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

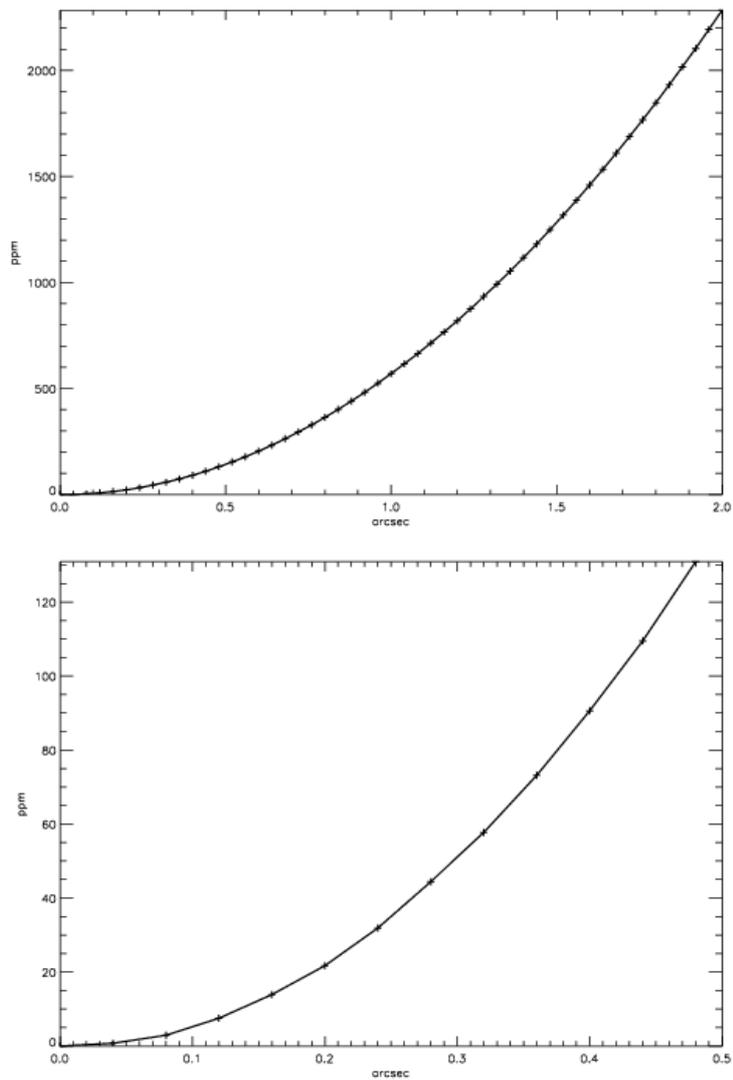


Figure 3: Haut: variation d'intensité $(\frac{dI}{I})_{\alpha}$ provoqué par un décentrage α du soleil sur le CCD. 1 pixel = 1". Bas: Zoom pour des décentrages limités au demi pixel.

Influence du bruit de Stabilisation

Rédacteur(s):T. Corbard

Edition 1.0

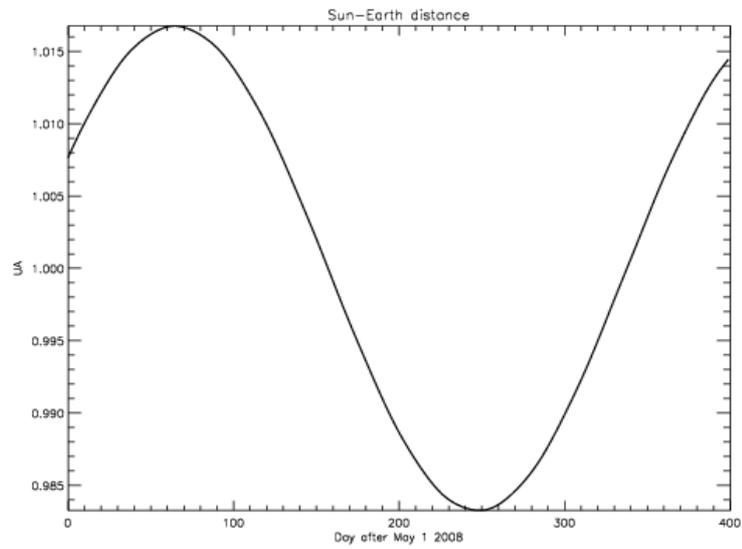


Figure 4: Variation de la distance Terre-Soleil au cours de l'année en partant du 1er Mai 2008.

ANNEXE IV

Numérisation du signal photométrique pour la
sismologie

Préparé par : P. Boumier

Pour approbation par : T. Appourchaux, T. Corbard, G. Thuillier.

Objet

Spécifications du besoin en nombre de bits pour la numérisation du signal « sismologique ».

Documents de référence

BG : Gelly, B., "Objectifs « sismo » de Picard et performances instrumentales", mai 2003.

TT : Toutain, T., Berthomieu, G., & Provost, J., 1999, A&A, 344, 188.

TA : Appourchaux, T. et al., 2000, ApJ, 538, 401.

Glossaire

ppm : partie par million (10^{-6}).

é/ADU : électrons par "Analog Digital Unit"

A) Introduction

En général, les spécifications relatives à des expériences de sismologie s'expriment en terme de stabilité, déclinées sur des échelles de temps plus ou moins longues, selon les propriétés spectrales des signaux recherchés (fréquences caractéristiques, bande passante, ...).

La numérisation du signal photométrique dédié à la sismologie ne déroge pas à cette règle ; partant du constat que l'analyse dans le domaine temporel est insuffisante, le présent document synthétise les simulations spectrales réalisées pour divers signaux et différents pas de numérisation.

B) Spécification du signal recherché

Les estimations de l'amplitude des modes de gravité donnent des résultats couvrant plusieurs ordres de grandeur selon le mécanisme d'excitation choisi. L'amplitude résiduelle des modes à la surface du Soleil est donc difficilement estimable, seules des bornes supérieures nous étant fournies par l'analyse des données réelles (voir document BG). D'autre part, les propriétés du facteur d'amplification photométrique des oscillations par le limbe solaire ne sont pas bien connues. Si les processus physiques à l'origine de l'amplification observée pour les modes de pression semblent bien compris (voir TT), la valeur de l'amplification espérée pour les modes de gravité reste imprécise du fait de la difficulté à modéliser les couches atmosphériques avec une précision suffisante.

Compte tenu des incertitudes dérivées des points précédents, nous raisonnerons ici en supposant que l'oscillation photométrique effective au limbe, produite par un mode de gravité, possède une amplitude comprise entre 2 et 10 ppm. Nous présenterons les résultats relatifs à ces 2 valeurs.

Les conditions d'opérations qui nous intéressent sont celles nominales de PICARD : durée d'observation (supposée sans éclipse) : 2 ans ; période d'échantillonnage du signal photométrique : 120 secondes.

C) Pas de numérisation et amplitude du signal

Pour un signal moyen de 90 000 électrons par pixel, une variation de 10 ppm correspond à une variation de 0.9 électrons par pixel. Si l'on souhaite coder les signaux de 0 à 100 000 électrons, un convertisseur 16 bits donnerait des paliers de 1.5 électrons (1.5 é/ADU). Une oscillation sinusoïdale pure de 10 ppm serait dans ce cas "bloquée" sur 1 ou 2 pas de codage. Quant à une oscillation d'amplitude 1 ppm, elle serait, sauf cas exceptionnel et très peu probable, filtrée totalement, ne laissant apparaître que sa valeur moyenne. Une fois n'est pas coutume, la présence de bruit dans le signal va heureusement nous aider à franchir le pas, et même plusieurs pas à la fois...

D) Simulations

Analyser l'interaction d'un signal avec le bruit n'est pas une opération facile à réaliser dans le domaine temporel, alors que l'analyse de la densité spectrale nous permet de raisonner directement en terme de niveau de détectabilité du signal, en particulier après numérisation.

Nous avons mis au point un programme permettant de visualiser les effets de la numérisation sur la mesure d'un signal superposé à un bruit poissonnien. Les entrées du programme sont les suivantes : durée d'observation, période d'échantillonnage temporel, nombre de bits pour la numérisation, amplitude, période et phase du signal (ou des signaux) sinusoïdal(aux), niveau moyen du bruit, et nombre de pixels à moyenner.

Notes :

1) la faible amplitude des signaux recherchés impose de moyenner les données reçues sur plusieurs pixels, dont le nombre dépend du rapport signal/bruit souhaité. Cette étape suppose que le signal est cohérent sur le nombre de pixels utilisés, ce qui est réaliste puisque nous visons la détection de modes de bas degré, c'est-à-dire de modes ayant une longueur d'onde spatiale élevée. Dans la présente analyse, nous avons pris un nombre de pixels permettant d'obtenir un rapport signal/bruit théorique (ie avant toute interférence du signal avec le bruit) d'environ 25, en énergie (raison de continuité avec les valeurs utilisées dans BG).

2) Quand nous nous référons à la phase du signal, il s'agit bien sûr de tester l'influence de la différence de phase entre le signal et la composante du bruit présente aux fréquences du signal.

Les résultats sont en général présentés sous forme de plusieurs graphes (figures 1 à 7) :

☼ les 3 premiers graphes sont relatifs au domaine temporel, et permettent essentiellement de vérifier que l'on a bien simulé ce qu'on désirait :

- courbe du haut : AVANT numérisation. Blanc : bruit poissonnien ; rouge : signal sinusoïdal (ajouté à la moyenne du bruit).

- courbe du milieu : APRES numérisation. Blanc : (sinus+bruit), donc la mesure ; rouge : le sinus tout seul (cas irréaliste, pour vérifier l'effet, simplement) ; vert : le bruit tout seul (irréaliste aussi, mais peut être moins...). Dans les exemples choisis, les courbes verte et blanche sont indiscernables.

- courbe du bas : erreur due à la numérisation du signal total (sinus+bruit).

☼ les 2 derniers graphes sont relatifs au domaine spectral :

- courbe du haut : AVANT numérisation. Blanc : (sinus+bruit) ; rouge (+) : signal sinusoïdal seul.

- courbe du bas : APRES numérisation (mêmes couleurs).

E) Résultats

Toutes les simulations contiennent un bruit Poissonnien de moyenne 90 000 électrons.

E1) Signal d'amplitude 10 ppm

La figure 1) montre les résultats obtenus pour un signal sinusoïdal d'une période de 300 secondes, dans le cas de 2 réalisations différentes et pour une numérisation sur 8 bits. Nous pouvons y noter un effet de filtrage de l'amplitude du pic résonant, dû à la numérisation, cet effet restant toutefois assez faible. Les 2 réalisations correspondent à une interférence "signal-bruit" identique dans l'élément de résolution fréquentielle relatif à la fréquence propre du signal. Malgré cela, le filtrage de l'amplitude du pic n'est pas le même dans les 2 cas (voir les 2 densités spectrales du bas de la figure), ce qui reflète le fait que le filtrage n'est pas uniquement déterminé par les composantes du bruit ayant les mêmes fréquences que le signal. Les courbes rouges confirment que dans le cas du signal seul, la numérisation filtre totalement le signal (visible à cette échelle uniquement sur les densités spectrales).

Pour les cas d'une numérisation sur 14 ou 16 bits, nous n'avons observé aucun effet de filtrage d'un signal de 10 ppm.

Remarque :

Outre cette incertitude éventuelle sur l'amplitude du signal numérisé, signalons ici qu'un rapport signal/bruit théorique de 25 en énergie, peut s'avérer critique quant à la détectabilité du signal. Les figures 2a) et 2b) comparent en effet les cas de 2 réalisations de bruit ajoutés à un même signal. Les 2 cas correspondent à une interférence "signal-bruit" destructive, soit légèrement (courbes de gauche), soit de manière significative (courbes de droite). Si un regard local nous montre que l'amplitude associée à la fréquence propre reste à un niveau sensiblement plus élevé que le niveau moyen du bruit (figure 2b)), une analyse statistique sur une bande de fréquence suffisamment étendue est nécessaire afin d'estimer le niveau de confiance des pics "candidats" à une fréquence de résonance (voir par exemple TA).

E2) Signal d'amplitude 2 ppm

Dans la plupart des cas énumérés ici, le nombre de pixels moyennés est de 480, ce qui donne un rapport signal/bruit théorique compris entre 25 et 30, pour 2 ans d'observation.

E2a) Signal contenant une seule période de résonance

La figure 3) montre les résultats obtenus pour un signal sinusoïdal d'une période de 300 secondes, dans les cas de numérisation sur 8 bits et sur 16 bits. Dans ce dernier cas, nous notons un petit effet de filtrage d'amplitude (courbe en bas à droite), quasiment systématique. Dans le cas de 8 bits, 2 effets nouveaux se manifestent : une amplification d'amplitude de certains pics, en particulier à la fréquence propre du signal et l'apparition de pics parasites (courbe en bas à gauche). Nous avons notamment observé une telle apparition à la fréquence moitié de la résonance dans 25% des cas testés (même signal, réalisations différentes du

bruit). Ces cas correspondent à une "famille" particulière du "signal+bruit", la différence de phase entre 2 occurrences consécutives se révélant constante.

Une autre visualisation permet de mieux saisir l'influence de la numérisation sur la densité spectrale. La figure 4) montre le rapport des densités spectrales obtenues après (numérateur) et avant (dénominateur) numérisation pour les cas 8, 14 et 16 bits. La * rouge pointe la fréquence propre du signal. La courbe du haut montre que pour le premier cas, la perturbation est en général significative, quelle que soit la bande de fréquence. La situation est bien meilleure pour 14 et 16 bits, même si la perturbation peut dépasser un ordre de grandeur, ce qui arrive inévitablement dans un rapport lorsque les valeurs sont proches de 0. La figure 3) (en bas à gauche) confirme que ces cas d'amplification élevée ne produisent pas de pics parasites.

Des analyses réalisées pour d'autres fréquences confirment que pour les faibles signaux recherchés, une numérisation sur 14, voire 16 bits, est nécessaire pour éviter des effets indésirables de perturbation de l'amplitude du signal, et d'apparition de pic parasites.

E2b) Signal contenant plusieurs périodes de résonance

Le processus de numérisation étant non linéaire, l'extrapolation des résultats précédents à des signaux contenant plusieurs résonances, soit donc à des signaux plus réalistes (enfin, nous l'espérons...), n'est pas triviale. Nous avons par conséquent relancé les simulations précédentes sur un signal composé de 4 sinusoides, 2 d'entre elles ayant des fréquences propres relativement proches. Les périodes choisies sont : 300, 1000, 1020 et 3000 secondes.

La figure 5) synthétise les résultats obtenus. Nous retrouvons globalement les conclusions de l'analyse relative à une seule sinusoïde. Le bilan des perturbations sur le niveau moyen de la densité spectrale se traduit par une augmentation de 15% environ dans le cas de 8 bits, alors qu'il reste inchangé par une numérisation sur 14 ou 16 bits.

F) Conclusions

Les analyses réalisées montrent que pour les faibles signaux recherchés, une numérisation sur 14, voire 16 bits, est nécessaire pour éviter l'apparition de pic parasites et limiter fortement la perturbation de l'amplitude du signal.

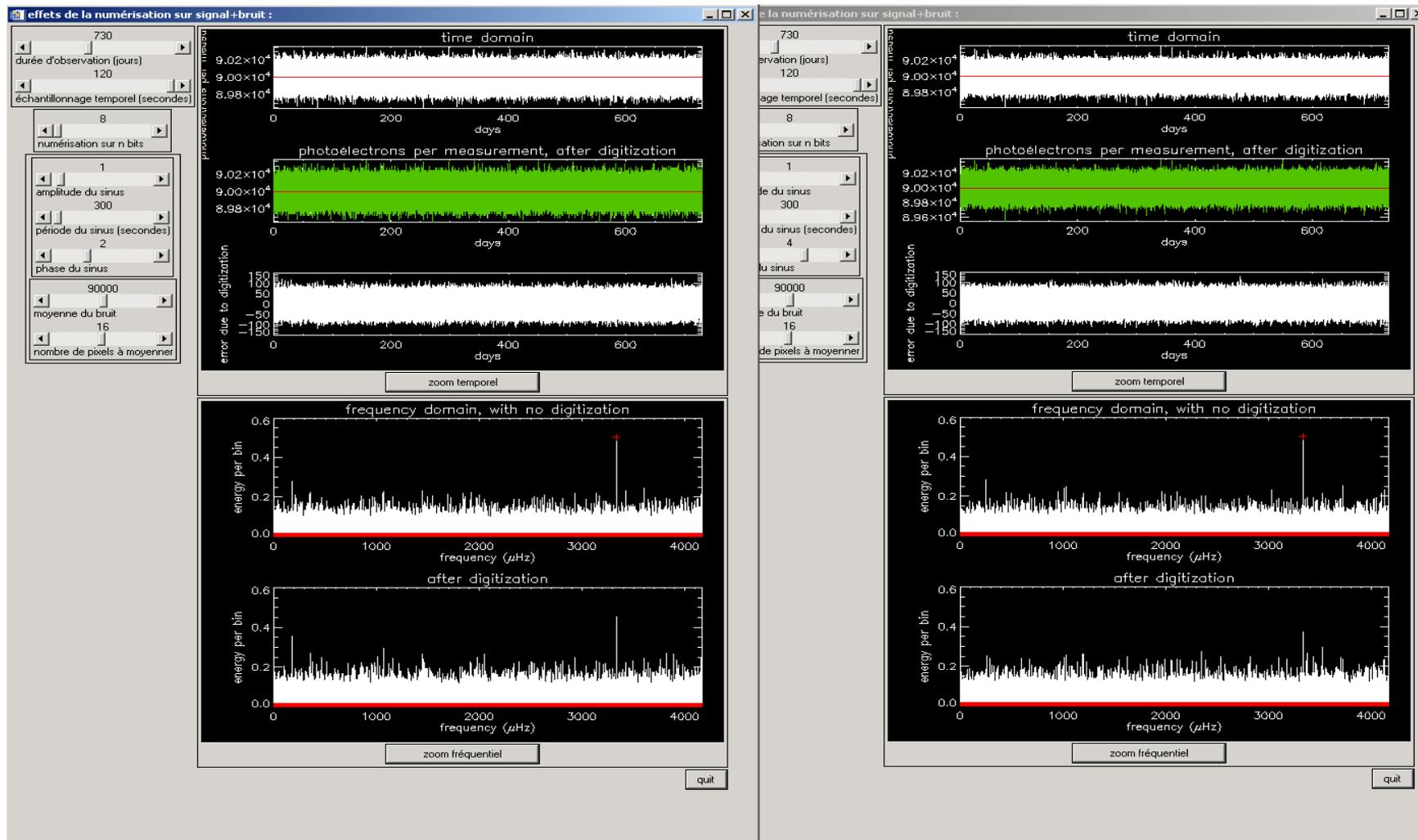


Figure 1 : résultats pour 2 réalisations (sinus+bruit) ; signal de 10 ppm d'amplitude.

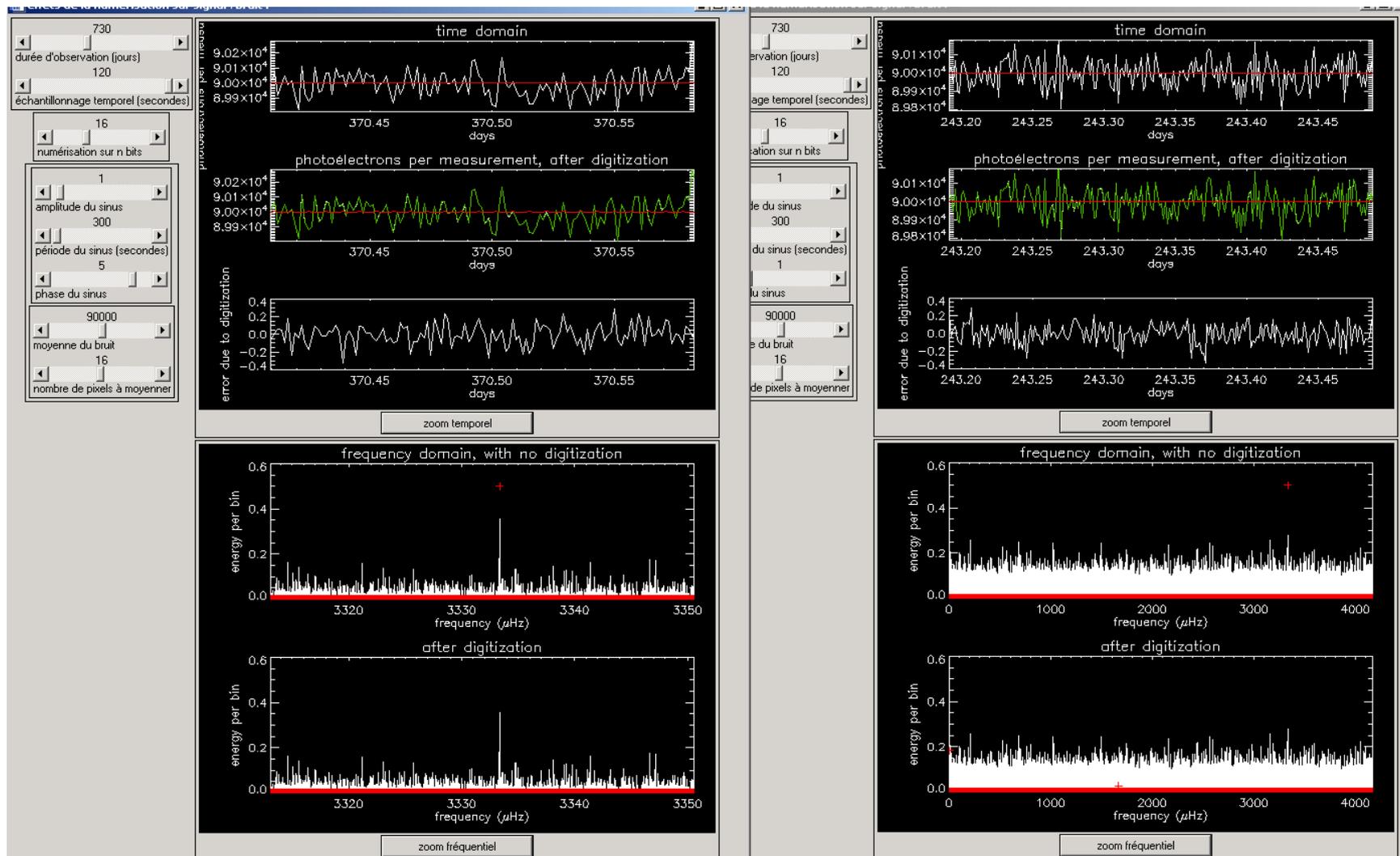


Figure 2 a) : 2 réalisations avec un rapport signal/bruit de 25 en énergie (avant interférence entre signal et bruit) ; numérisation de 16 bits.

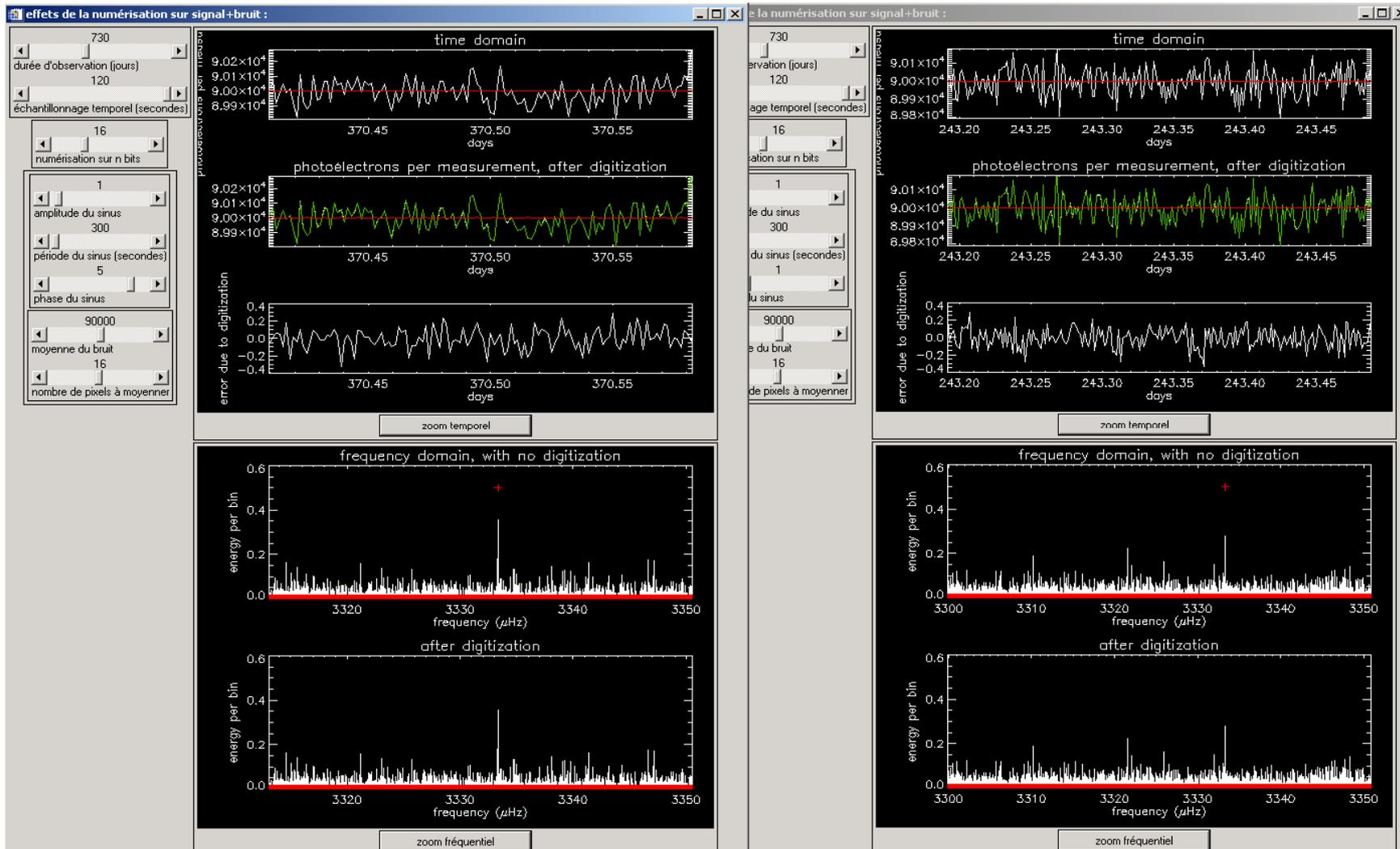


Figure 2 b) : reprise des cas de la figure 2a) ; gauche : identique ; droite : zoom autour de la fréquence propre.

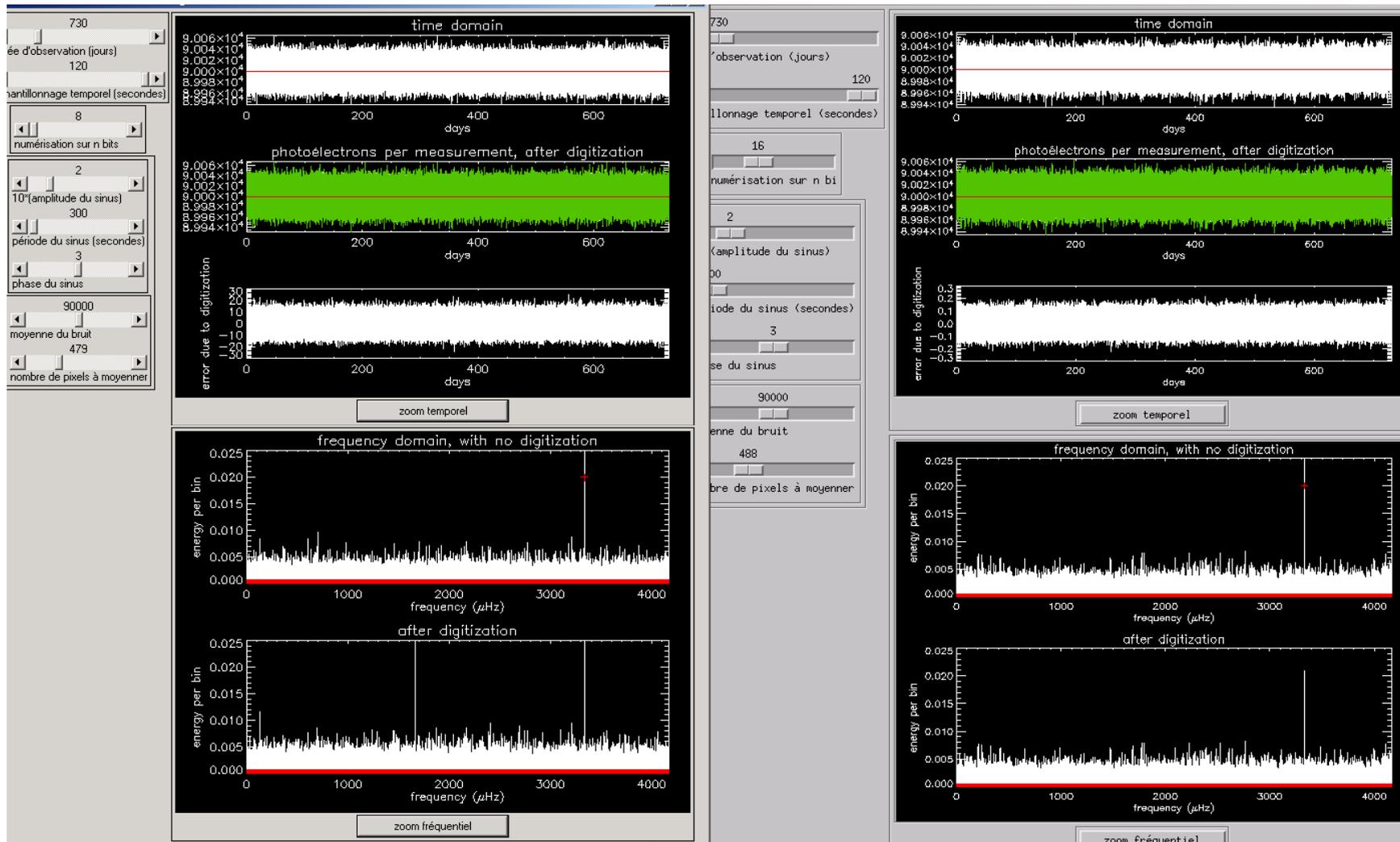


figure 3) : résultats pour un signal de 2 ppm d'amplitude ; gauche : 8 bits ; droite : 16 bits.

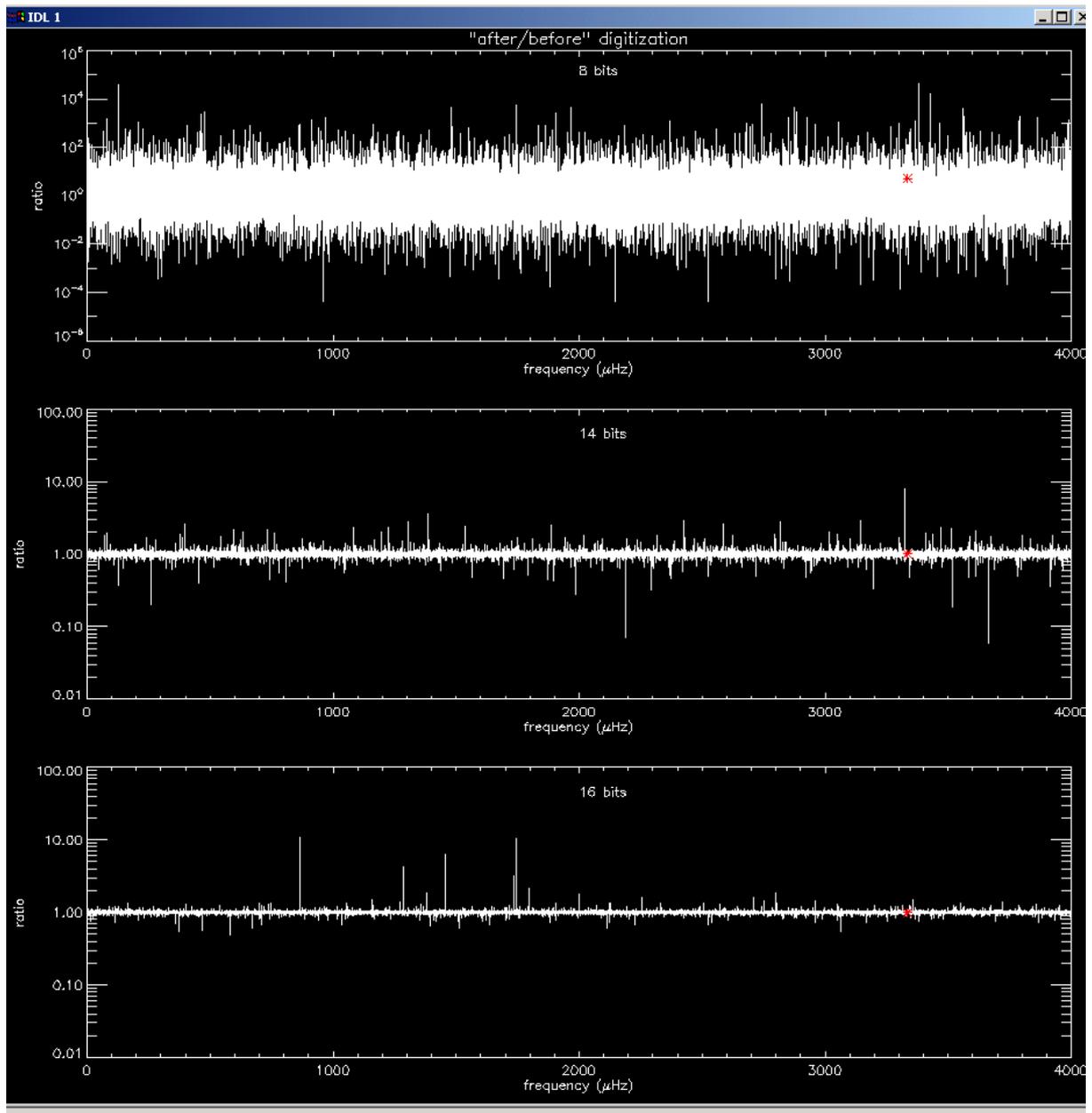


figure 4) : rapport des densités spectrales « après/avant » numérisation (échelle log. en y)

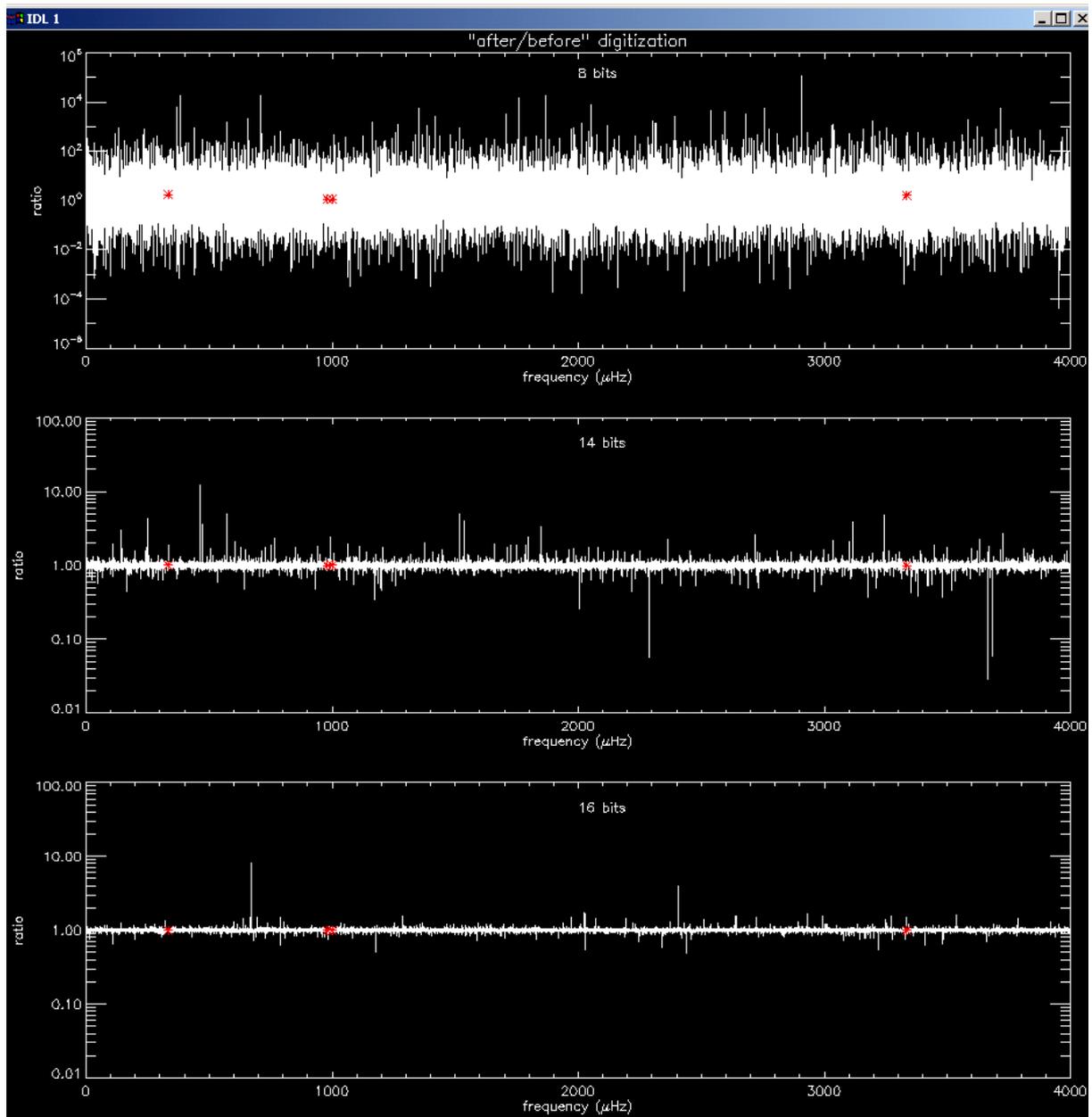


figure 5) : rapport des densités spectrales « après/avant » numérisation, pour un signal contenant 4 sinusoides (repérées par les * rouge)

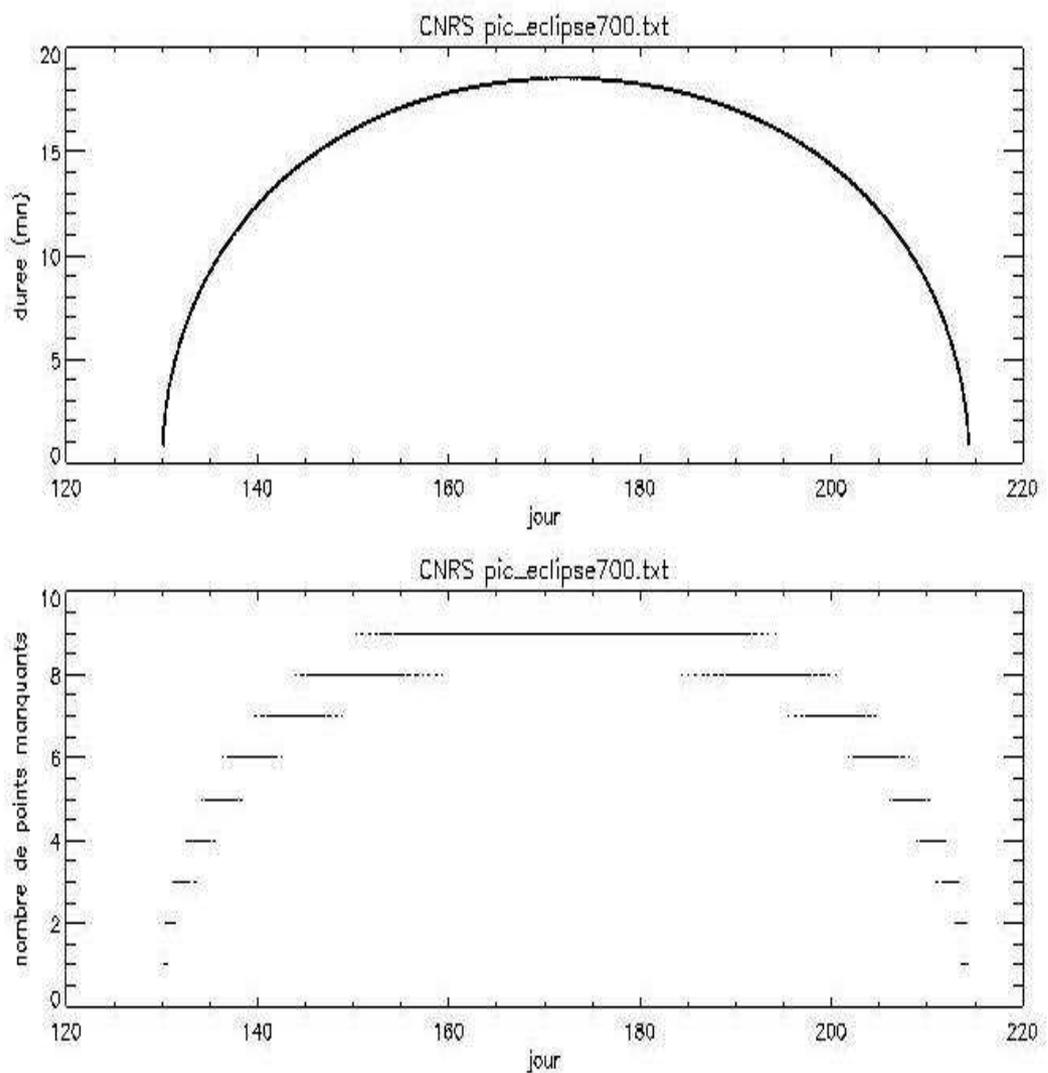
ANNEXE V

Influence des éclipses sur le signal sismologique de PICARD

1. Description des éclipses

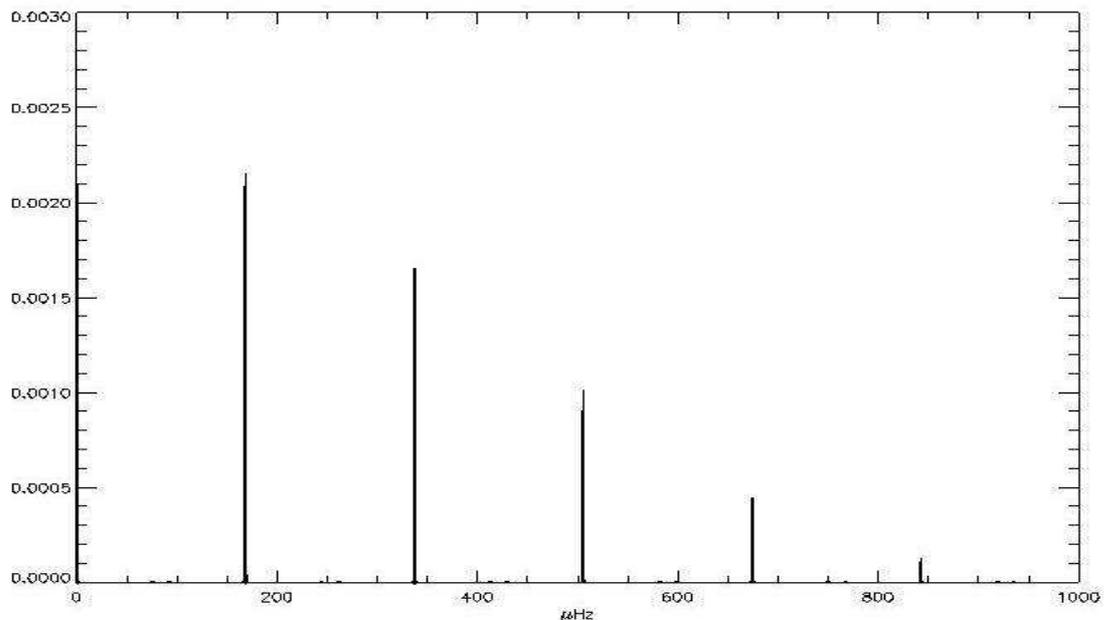
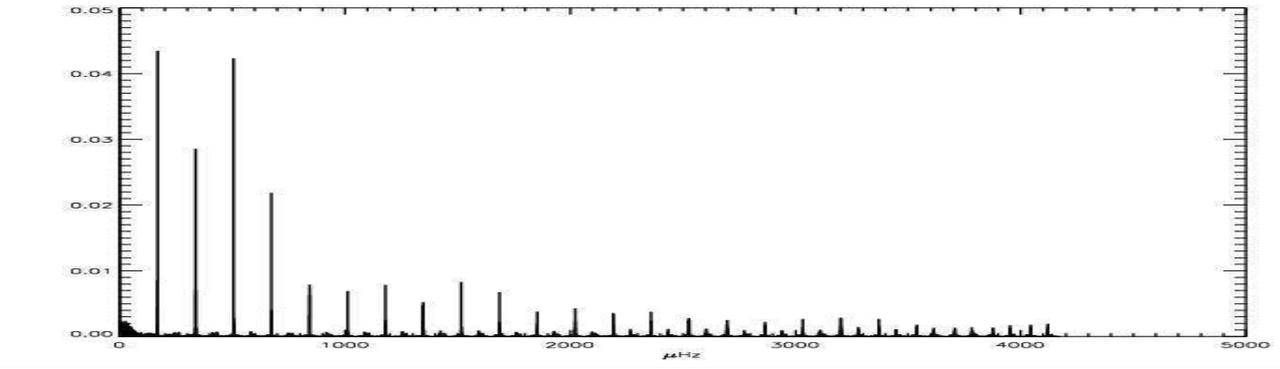
La figure ci-dessous (partie supérieure) montre l'évolution de la durée des éclipses sur une période de 1 an pour une orbite à 680 km, avec une heure locale du nœud ascendant nominale à 6h. Les éclipses ont lieu sur une période d'environ 90 jours avec une durée maximale de 20 mn au milieu de cette période.

La courbe inférieure montre l'évolution du nombre de points de mesure perdus par orbite avec un échantillonnage toutes les 2mn.



2. Transformée de Fourier de la fenêtre due aux éclipses

La figure ci-dessous (haut) montre la partie réelle de la transformée de Fourier de la fenêtre d'observation. La transformée de Fourier du signal sismologique sera convoluée par cette fonction. Des pics espacés de $167\mu\text{Hz}$ apparaissent clairement qui correspondent aux harmoniques de la période orbitale de 100mn. Cela introduira donc des alias à $167\mu\text{Hz}$. Néanmoins, l'examen du spectre de puissance normalisé (bas) montre que l'amplitude du premier pic n'atteint pas 0.25% de l'amplitude du pic central. L'effet sur le spectre d'oscillation sera donc négligeable, ce que confirment les simulations par application de la fenêtre d'observation PICARD sur des données existantes (GOLF).



ANNEXE VIa

Études pour le choix de la résolution des Macro Pixels PICARD

**Thierry Corbard (OCA), Sabastian Jimenez Reyes (IAC)
Thierry Appourchaux, Patick Boumier (IAS)**

1. Problématique

Le choix de la taille des macro pixels (MP) PICARD est contraint par les possibilités de télémétrie et le temps nécessaire à leur calcul entre deux mesures. Du point de vu scientifique, il est facile de montrer l'intérêt d'obtenir la résolution la plus grande possible pour permettre la détection des modes globaux d'harmoniques sphériques élevés permettant de résoudre les couches superficielles et nécessaires à l'exploitation optimale des modes de plus bas degrés sondant le cœur (cf. doc « De l'intérêt d'une résolution spatiale et temporelle accrue pour l'héliosismologie avec PICARD » en annexe VIb) . Plusieurs options sont envisagées qui doivent être testées :

- Les MP peuvent être construits par une moyenne simple de sous pixels ou par une convolution avec une Gaussienne dont il faut alors fixer l'extension (k) et la largeur (a). Ces choix vont avoir un impact sur le repliement spatial (aliasing spatial) et sur le temps de calcul nécessaire pour la construction des MP.
- Une compression non destructive ou destructive peut être envisagée. La compression non destructive a un coût en terme de temps de calcul mais n'a bien évidemment aucun impact sur le résultat scientifique. La compression destructive par contre permettrait d'atteindre une résolution plus élevée mais doit être testée pour son impact potentiel sur l'analyse héliosismologique du signal.

2. Diagrammes ℓ - ν pour différentes résolutions

Ces diagrammes représentent un diagnostic fondamental permettant de visualiser sur une figure l'ensemble des modes d'oscillations du Soleil détectables (plusieurs milliers ici).

Les figures 1 à 3 montrent les diagrammes ℓ - ν obtenus pour un jour de données MDI (01/05/1997) avec trois tailles de MP. Les images intensité MDI (1024x1024) ont été réduites à des images 128x128 , 170x170 et 256x256 respectivement en construisant des macro pixels 8x8, 6x6 et 4x4 respectivement. Les images PICARD étant 2048x2048 cela simule des MP de 16x16, 12x12 et 8x8 respectivement pour PICARD.

Les macro pixels ont été construits par convolution avec une Gaussienne de largeur $a=4/5*$ taille du MP, et d'extension $k=2*$ taille du MP soit les rapports définis pour MDI et repris dans le document de spécifications hélio PICARD.

La moyenne sur l'ordre azimutal m est faite en considérant une rotation synodique rigide a 400nHz (le bin de fréquence ν pour $m=0$ est moyenne avec le bin de fréquence $\nu - m*400.d-6$ pour $m=-1$ à $+1$). Un jour de données ne permet bien sur pas de résoudre les composantes du splitting.

La résolution 256x256 correspond a celle du programme Medium ℓ de MDI.

La première ligne identifiable est pour l'ordre radial $n=1$ ($p1$). Les paramètres des modes sont généralement extraits de 72 jours de données avec les Dopplergrammes MDI. Il n'y a ici qu'un seul jour de données.

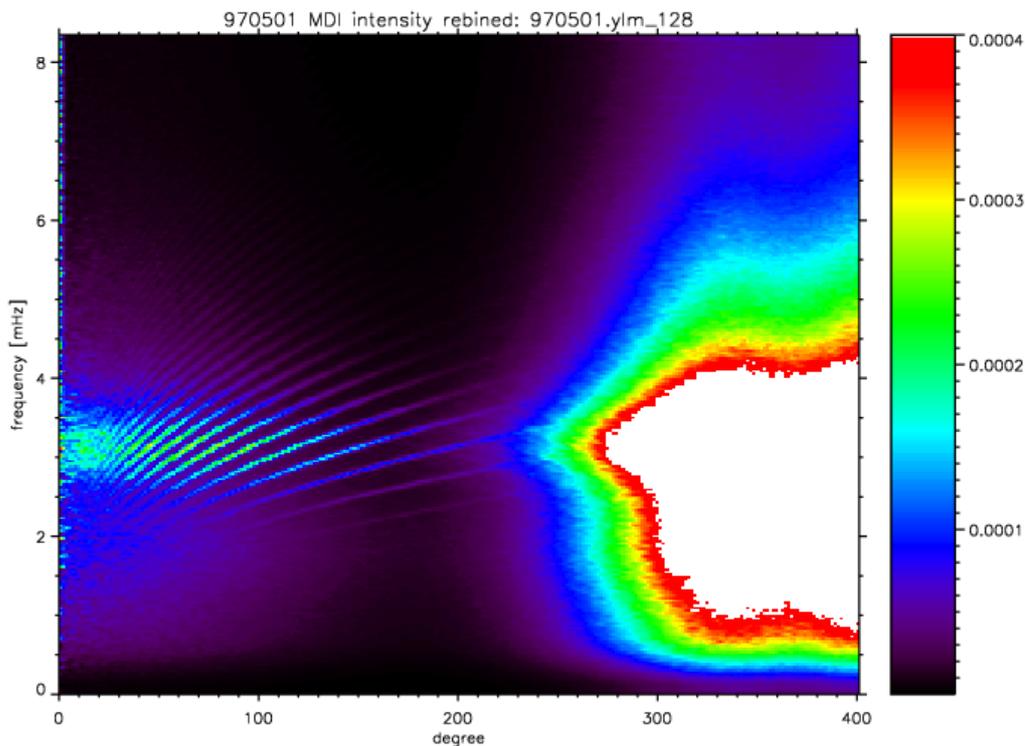


Figure 1: Diagramme ℓ - ν pour une résolution de 128x128 obtenu par convolution avec une Gaussienne $a=4/5*TMP$, $k=2*TMP$ ou TMP est la taille du Macro Pixel soit 8 pour les images MDI 1024x1024

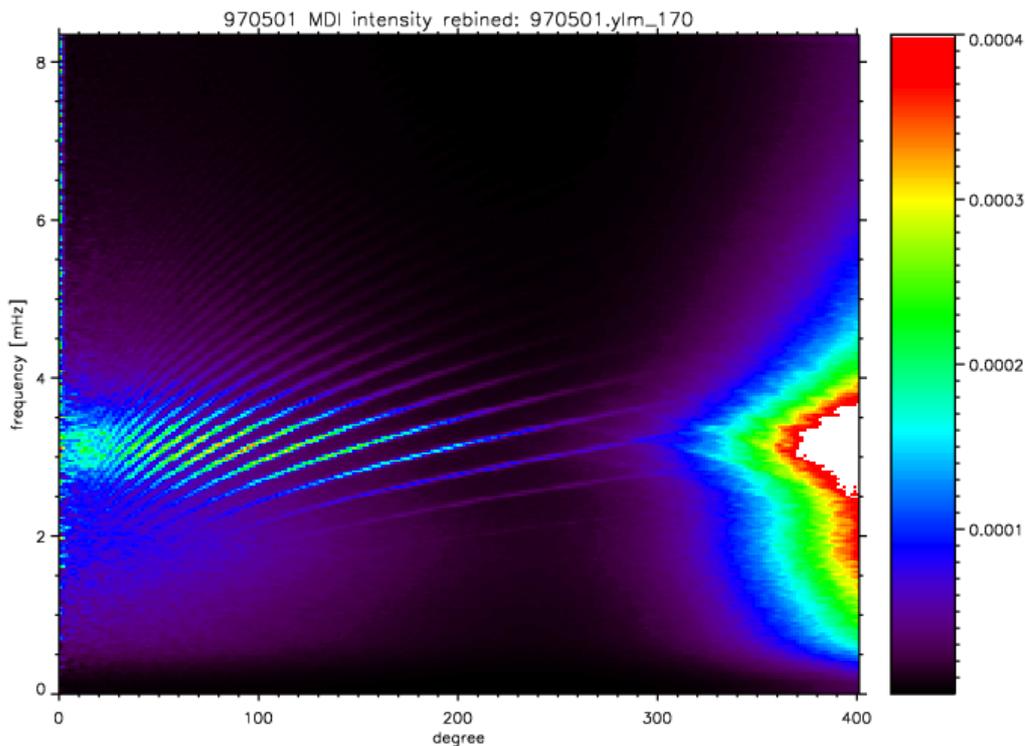


Figure 2: Diagramme ℓ - ν pour une résolution de 170x170 obtenu par convolution avec une Gaussienne $a=4/5*TMP$, $k=2*TMP$ ou $TMP=6$ pour MDI

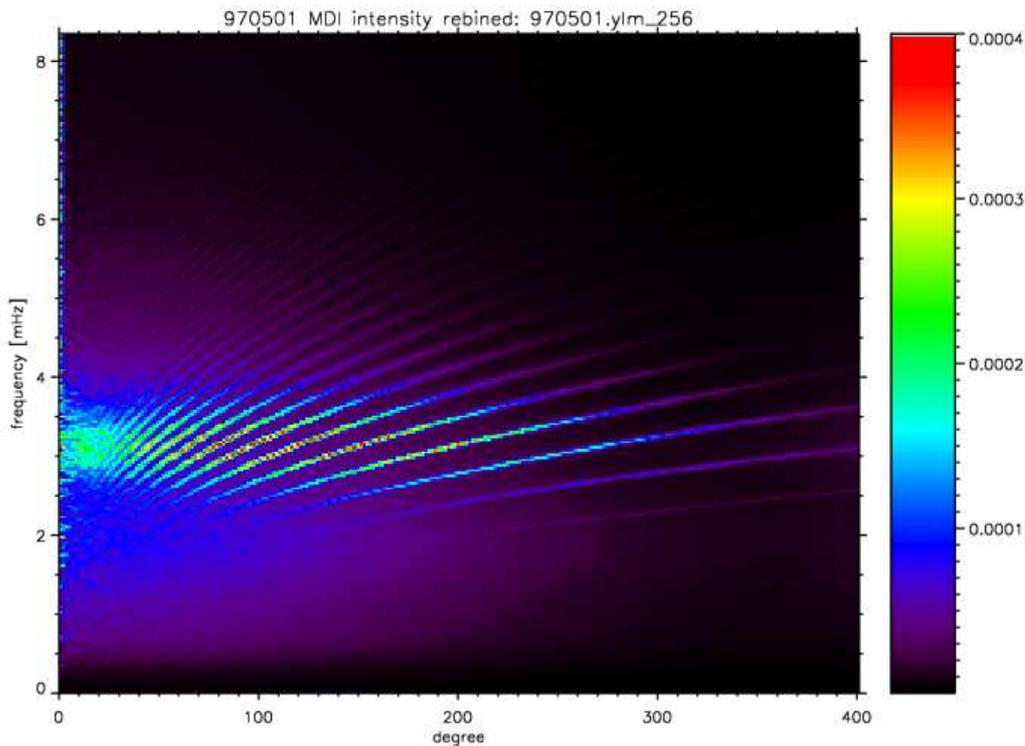


Figure 3: Diagramme ℓ - ν pour une résolution de 256x256 obtenu par convolution avec une Gaussienne $a=4/5 \cdot \text{TMP}$, $k=2 \cdot \text{TMP}$ ou $\text{TMP}=4$ pour MDI

La comparaison des figures montre que non seulement nous atteignons des ℓ plus élevés mais nous obtenons aussi une plus grande amplitude sur les ridges aux degrés intermédiaires (voir l'amplitude autour de $\ell=100$, $\nu=3\text{mHz}$).

Sans pouvoir garantir que le choix des paramètres de la Gaussienne soit optimal, ces diagrammes montrent qu'ils sont raisonnables. Une étude plus qualitative nécessiterait de traiter au moins 30 jours de données et d'avoir une procédure d'ajustement permettant d'extraire et de comparer systématiquement les paramètres des modes.

3. Influence du choix de la largeur de la Gaussienne.

D'une manière qualitative, augmenter la largeur de la Gaussienne réduit l'aliasing spatial et donc la contamination des modes au dessous de la fréquence de coupure spatiale mais diminue l'amplitude des modes ℓ les plus proches de cette fréquence de coupure. $a=4/5$ de la taille du MP donne un bon compromis. Pour illustrer cela, les figures 4 à 7 montrent le résultat pour des images MDI réduites à 128x128 (donc des MP 8x8 pour MDI) avec des Gaussiennes de largeurs $a=5,6,7,8$ respectivement. Pour mémoire, la figure 1 correspond à $a=6.4$ ($=4/5 \cdot 8$).

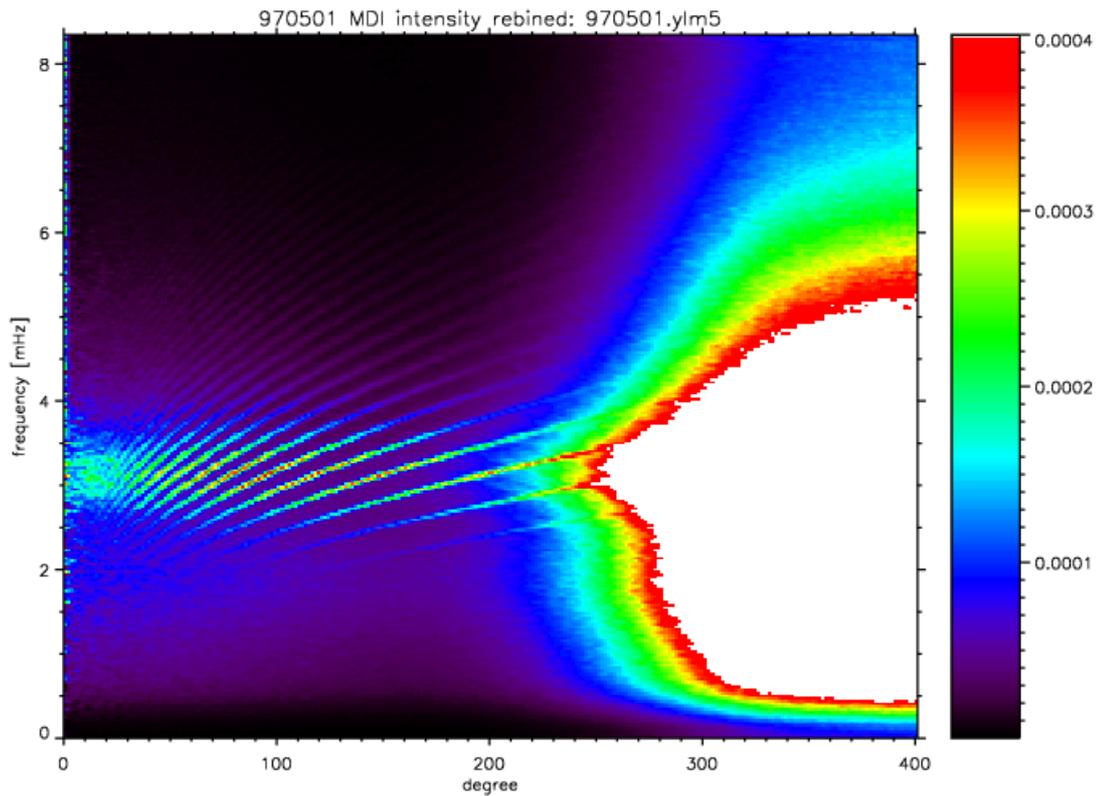


Figure 4: Diagramme ℓ - ν pour une résolution 128^2 obtenue avec une Gaussienne $a=5$.

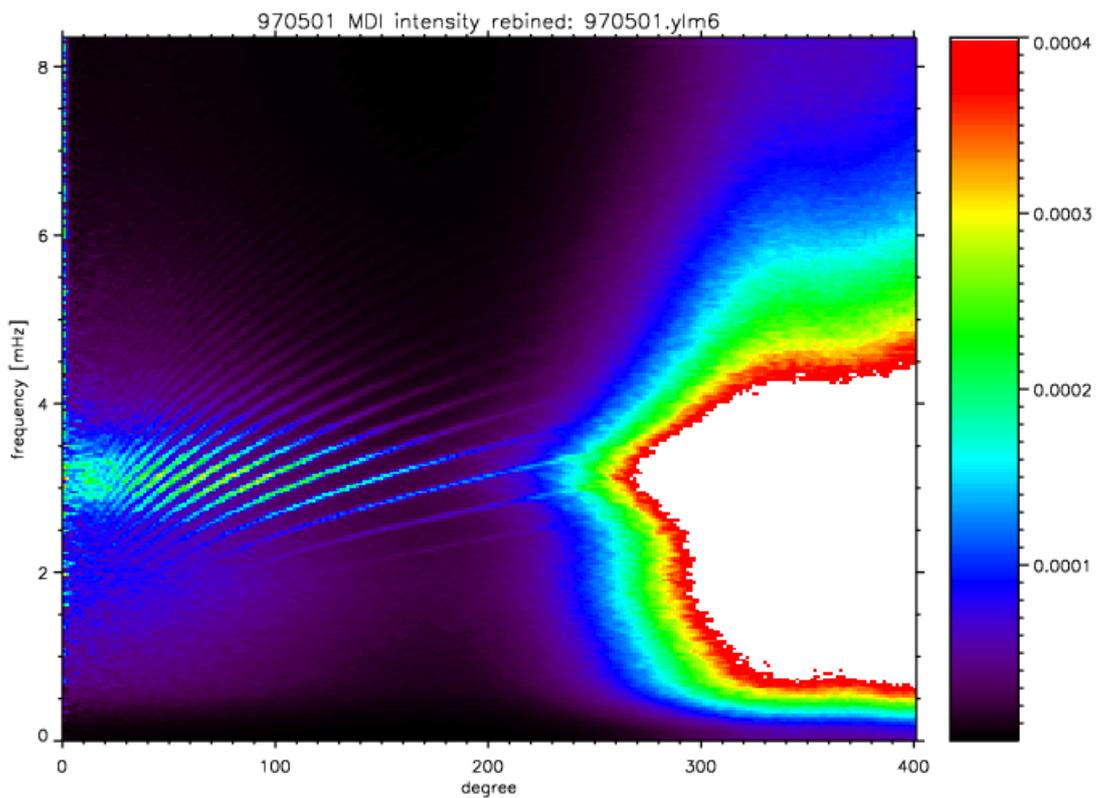


Figure 5: Diagramme ℓ - ν pour une résolution 128^2 obtenue avec une Gaussienne $a=6$.

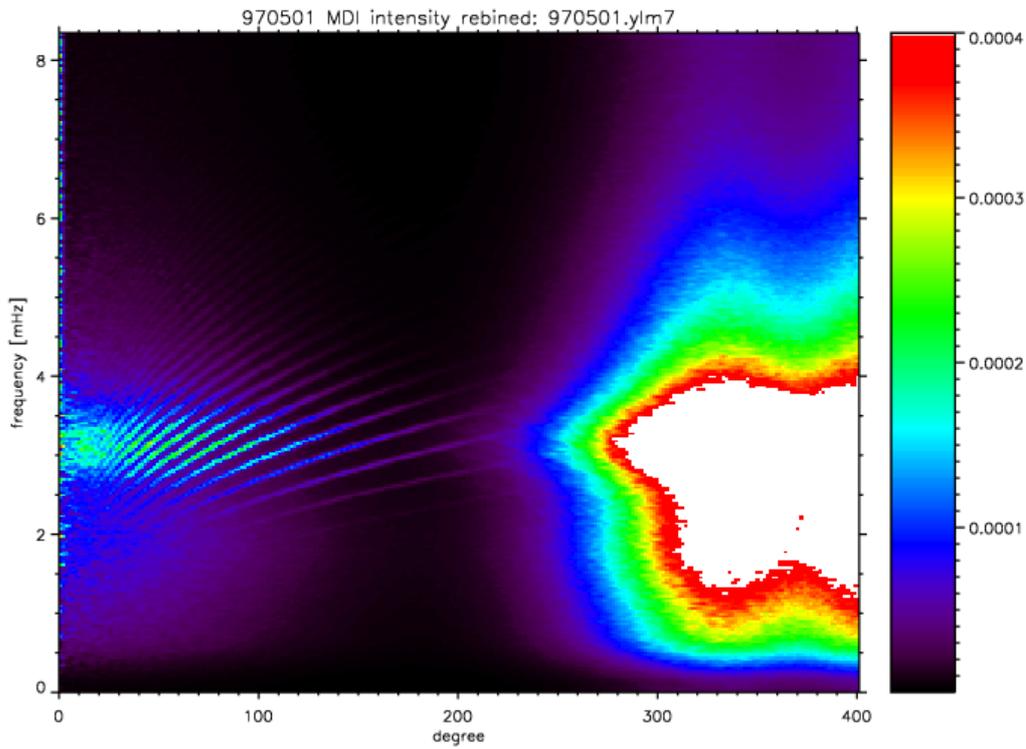


Figure 6: Diagramme ℓ - ν pour une résolution 128^2 obtenue avec une Gaussienne $a=7$.

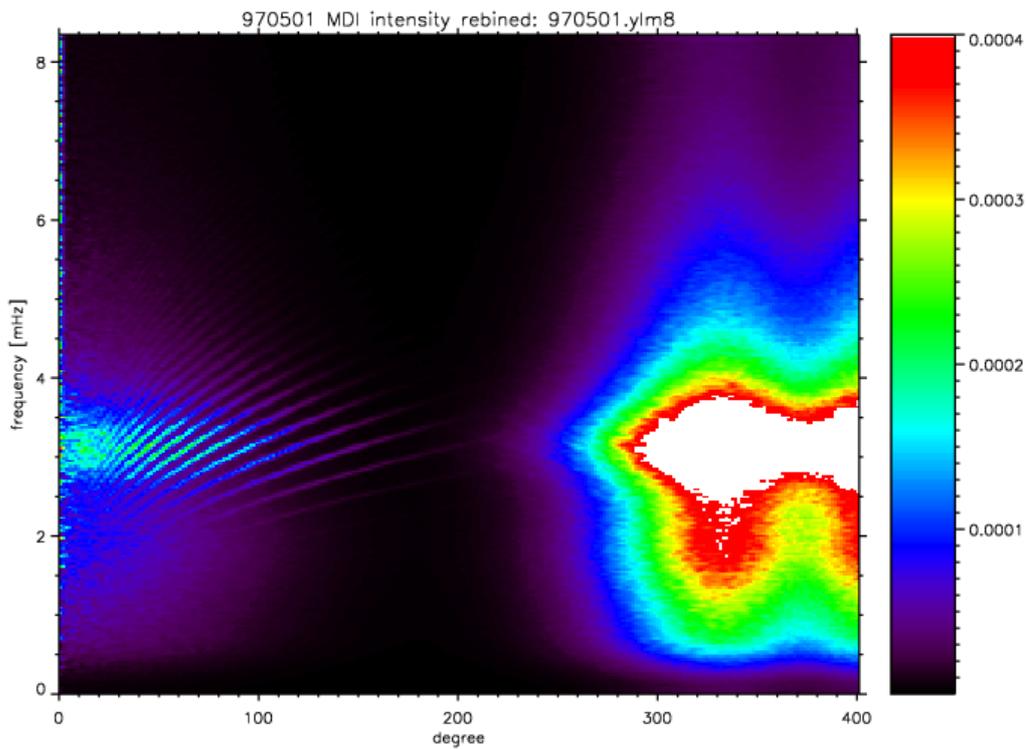


Figure 7: Diagramme ℓ - ν pour une résolution 128^2 obtenue avec une Gaussienne $a=8$.

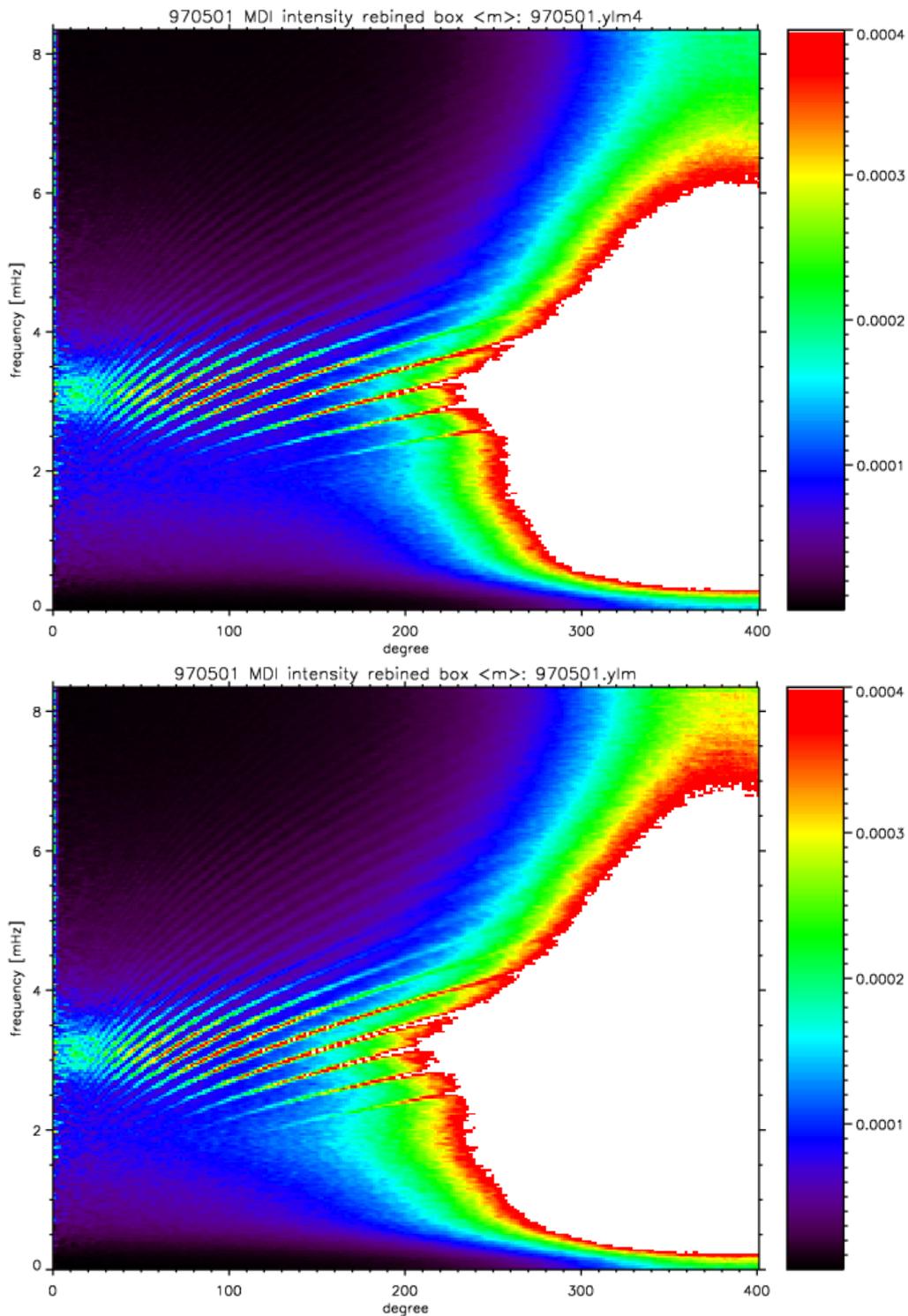


Figure 8: Comparaison entre les diagrammes $\ell - \nu$ obtenus par convolution avec une Gaussienne ($a=4$) (haut) ou par moyenne simple (bas) pour la construction de MP 8x8

La figure 8 montre qu'une moyenne simple (sans Gaussienne) donne un résultat proche de ce que l'on obtient avec une convolution par une Gaussienne $a=4$. L'influence de l'aliasing spatial est visible pour des degrés nettement plus faibles que dans le cas du choix $a=6$ correspondant au 4/5 de la taille des MP.

La figure 21 montre le diagramme obtenu pour une résolution de 256x256 en faisant une moyenne simple pour la construction des MP. Elle est à comparer à la figure 3 où la convolution par un Gaussienne $a=4/5*TMP$ avait été utilisée. Dans le cas de la moyenne simple, on peut distinguer l'effet de l'aliasing spatial pour $\ell > 300$ et la ridge des modes f semble devenir visible pour $\ell > 350$.

4. **Influence du choix de l'extension de la Gaussienne.**

Toutes les figures précédentes ont été obtenues en maintenant l'extension de la Gaussienne à $k=2*Taille$ du MP. Réduire cette taille permettrait de gagner du temps de calcul lors de la création des MP. Des tests ont été menés pour étudier l'impact de ce paramètre dans le cas d'images de résolution 170x170 (TMP=6 pour MDI ou 12 pour PICARD) en comparant les extensions $k=2*TMP$ et $k=TMP$ illustrées Fig 9.

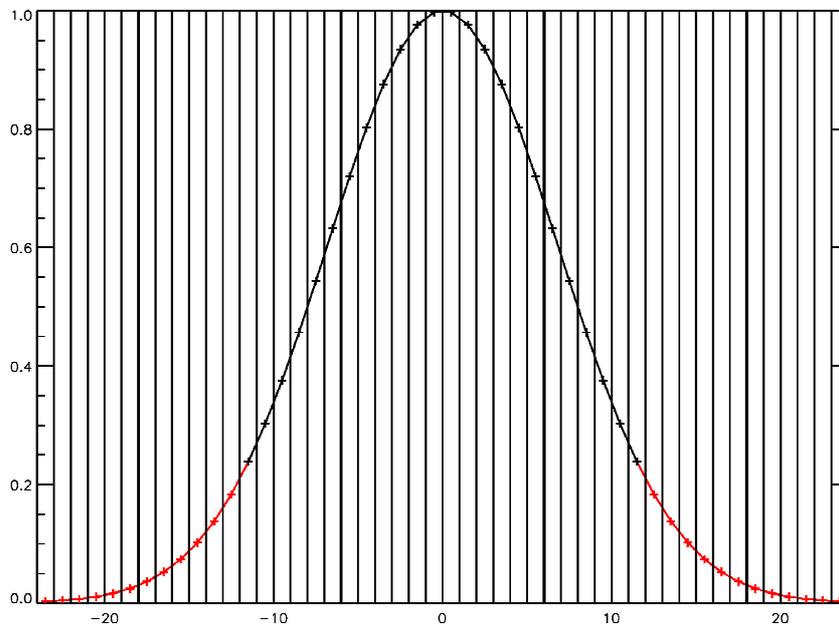


Figure 9: Représentation de deux choix pour l'extension de la Gaussienne dont la largeur est fixée à $4/5*TMP$ et pour le cas de PICARD. Les traits verticaux représentent les pixels et ceux en gras la limite des Macro Pixels. La courbe en noir représente la Gaussienne d'extension $k=12$ et la courbe en rouge l'extension jusqu'à $k=24$.

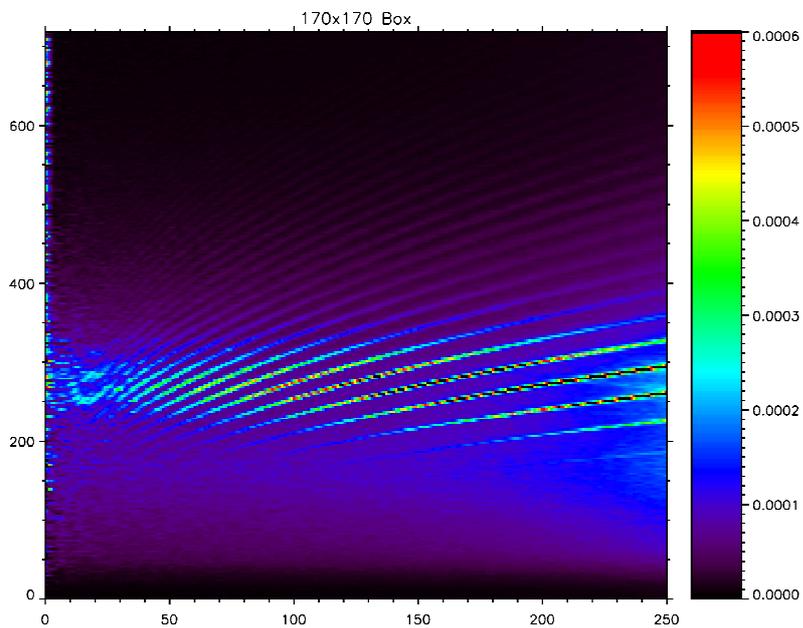


Figure 10: Diagramme ℓ - v pour une résolution 170x170 sans utilisation d'un masque Gaussien.

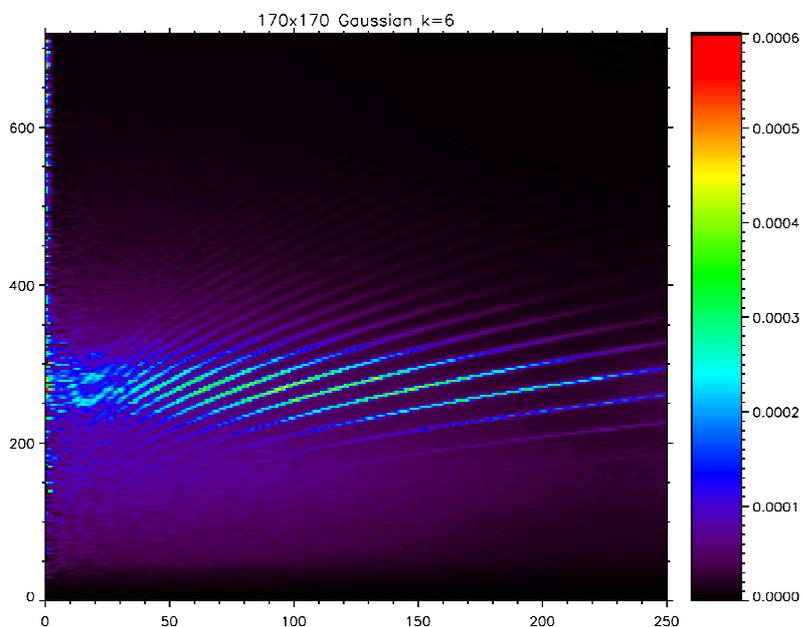


Figure 11: Comme Fig. 10 mais avec l'utilisation d'un masque Gaussien $a=4/5*TMP$, $k=TMP$

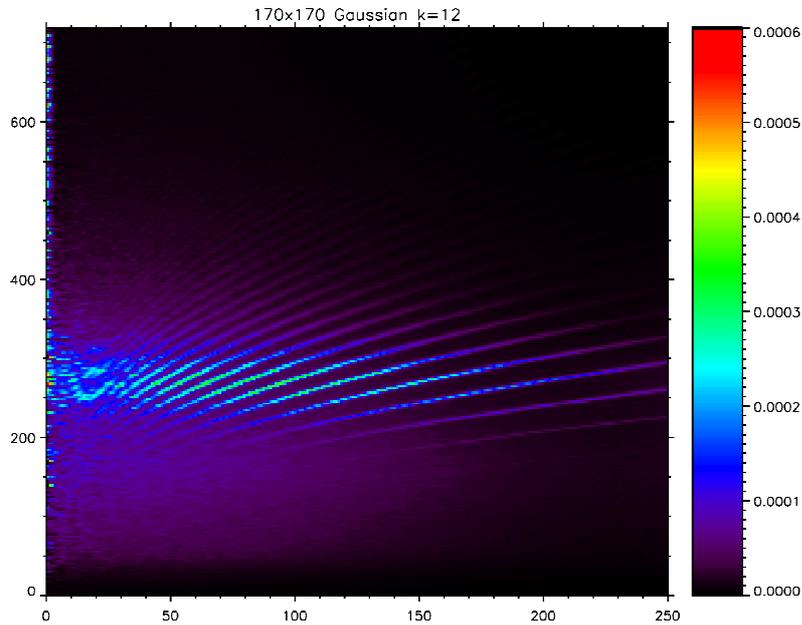


Figure 12: Comme Fig. 11 mais avec $k=2*TMP$

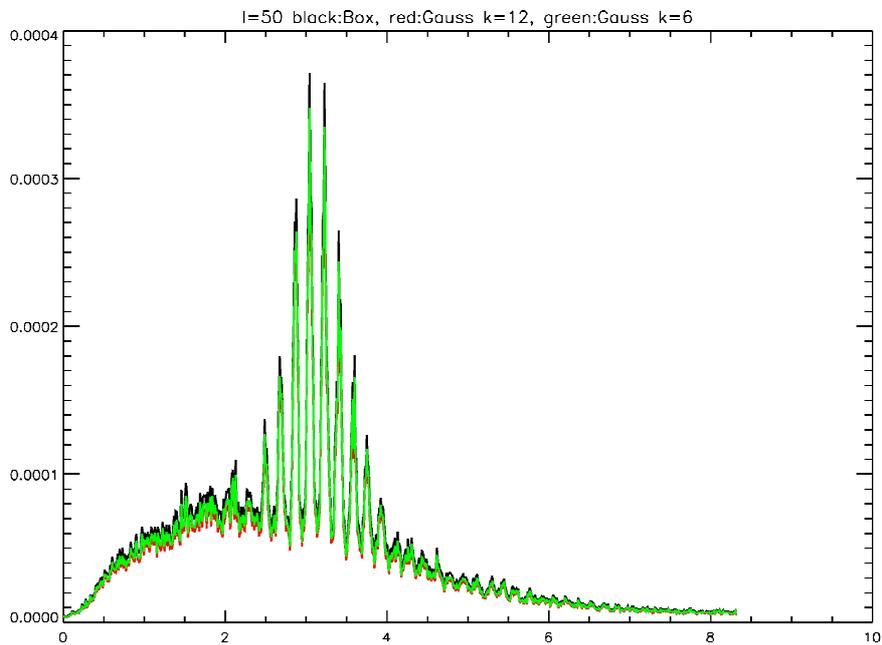


Figure 13: Coupes à $\ell=50$ des figures 10 (noir, cas sans Gaussienne), 11(vert, Gaussienne $k=TMP$) et 12 (rouge, Gaussienne $k=2*TMP$)

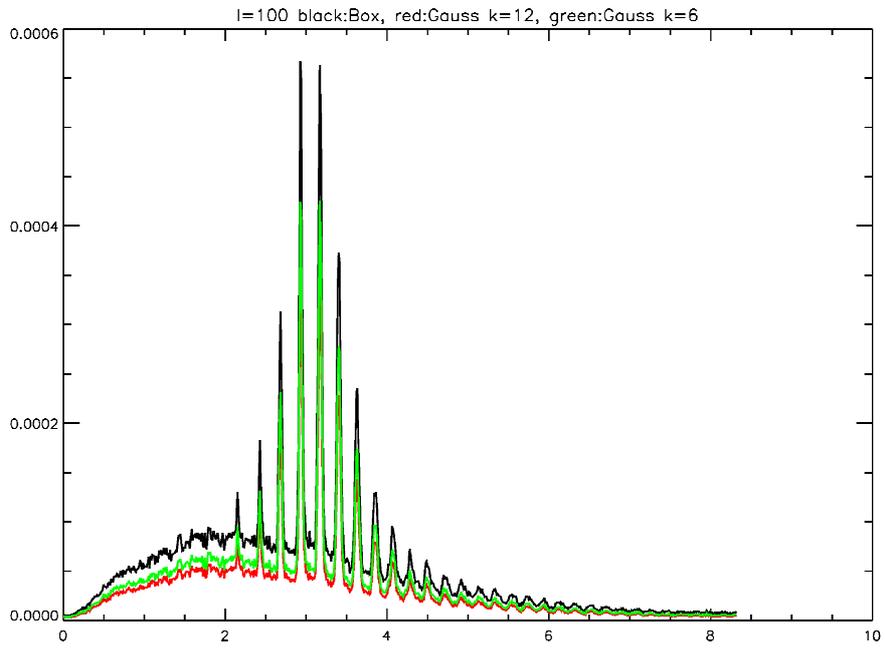


Figure 14: Comme Fig. 13 mais pour $\ell=100$

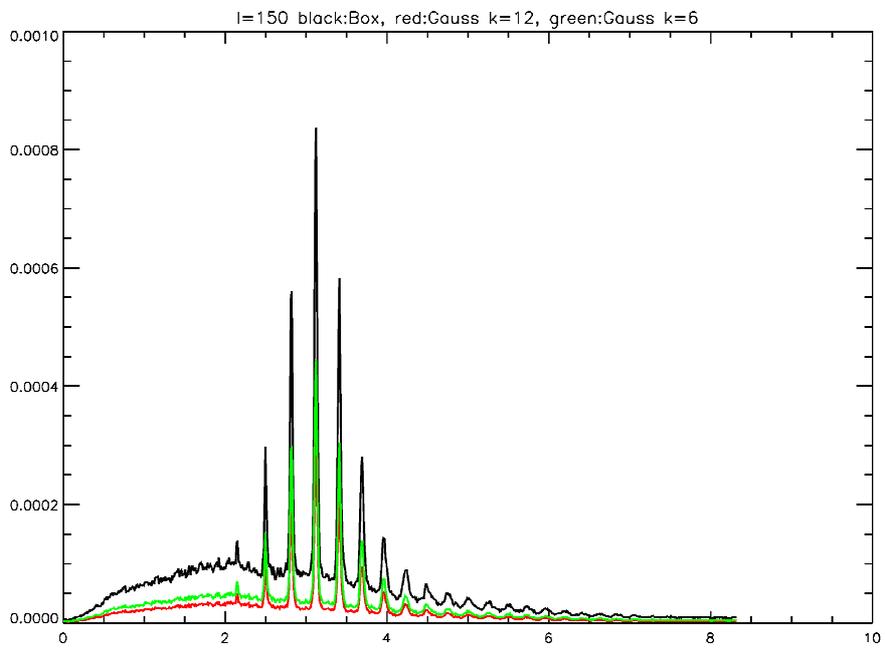


Figure 15: Comme Fig. 13 mais pour $\ell=150$

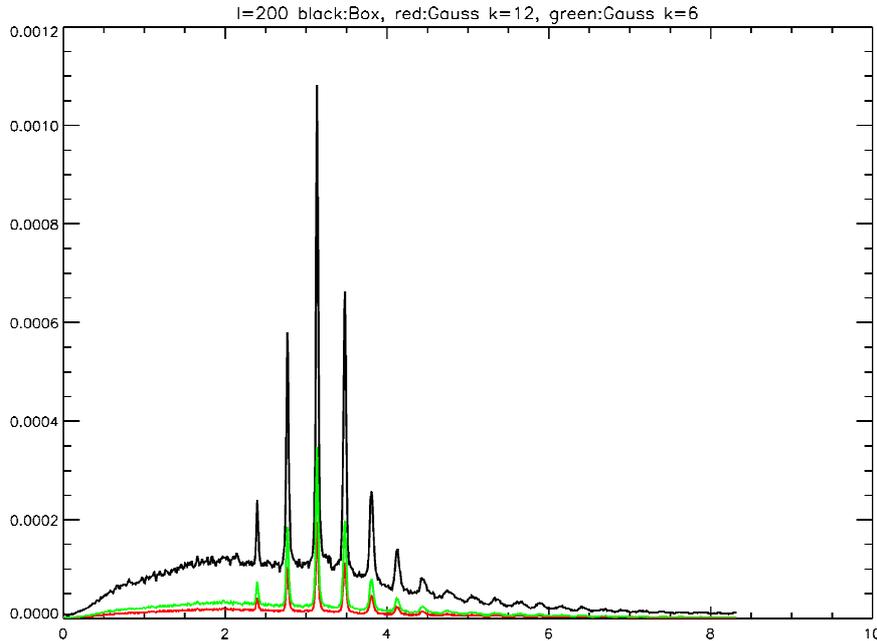


Figure 16: Comme Fig. 13 mais pour $\ell=200$

Les figures 10-12 montrent les diagrammes obtenus dans les cas de l'utilisation d'une moyenne simple (Fig. 10) ou d'une Gaussienne de largeur $4/5 \cdot \text{TMP}$ et d'extension $k=\text{TMP}$ (Fig. 11) ou $k=2 \cdot \text{TMP}$ 5 (Fig. 12). Des coupes à $\ell=50, 100, 150, 200$ sont montrées sur les figures 13 à 16. Ces figures nous montrent que :

- (1) Sans Gaussienne on voit l'effet du repliement au delà de $\ell=170$.
- (2) Avec Gaussienne il n'y a plus d'effet de repliement visible jusqu'à $\ell=250$.
- (3) La troncature de la Gaussienne à $k=2 \cdot \text{TMP}$ ou $k=\text{TMP}$ n'introduit qu'un facteur multiplicatif (fonction de ℓ) dans les spectres. Pour mettre ceci en

évidence nous traçons Fig. 17 le rapport des deux spectres pour $\ell=100$ (rouge), 200 (vert) et 250 (bleu) en fonction de la fréquence. Ce rapport ne dépendant pas de la fréquence nous moyennons ensuite en fréquence pour chaque degré ℓ pour obtenir la courbe en noir qui nous donne donc le facteur multiplicatif moyen pour chaque degré ℓ . Connaissant ce facteur multiplicatif, nous pouvons nous demander dans quelle mesure l'on peut retrouver les spectres $k=2 \cdot \text{TMP}$ calculant les spectres $k=\text{TMP}$ et les corrigeant du facteur multiplicatif connu. La figures 18 et 19 montrent respectivement les différences absolues et relatives entre les spectres $k=\text{TMP}$ corrigés du facteur multiplicatif et les spectres $k=2 \cdot \text{TMP}$. Nous souhaiterions que les différences restent le plus faibles sur les ridges où se trouve l'information. La différence reste d'amplitude faible mais nous notons sur certaines ridges une ligne positive (rouge) accolée à une ligne négative (vert ou bleu) qui trahit l'existence d'un décalage en fréquence. Pour estimer quantitativement cet effet, il faudrait ajuster l'ensemble des fréquences individuelles et comparer les valeurs obtenues dans les deux cas.

- (4) Si l'on compare les cas utilisant une Gaussienne $k=2 \cdot \text{TMP}$ ou sans Gaussienne nous obtenons la figure 20 où le rapport des spectres est tracés en fonction de la fréquence pour $\ell=100$ (rouge) et $\ell=200$ (vert) et où la courbe noire représente le rapport moyenné sur toutes les fréquences pour chaque ℓ . On voit qu'il y a toujours un effet d'échelle par un facteur multiplicatif dépendant de ℓ mais pour les degrés >170 se superpose l'effet de repliement qui fait que la courbe verte n'est plus vraiment une constante.

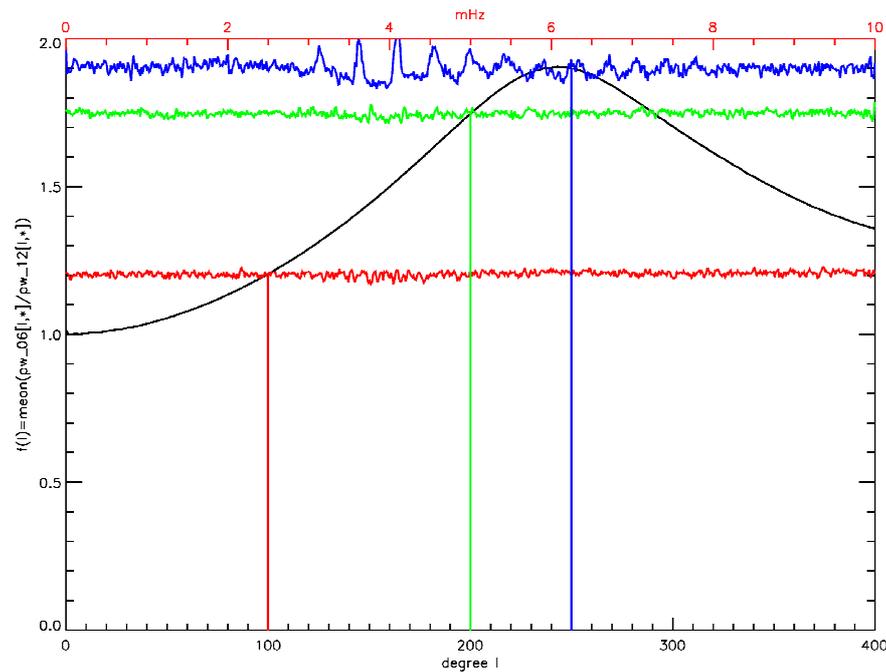


Figure 17: Rapport des spectres obtenus avec un masque Gaussien $a=4/5 \cdot \text{TMP}$ et $k=\text{TMP}$ ou $k=2 \cdot \text{TMP}$. Les courbes en rouge, vert et bleu donne le rapport en fonction de la fréquence (échelle du haut) pour $\ell=100, 200, 250$ respectivement. La courbe noire donne la moyenne sur toutes les fréquences pour chaque degré (échelle du bas).

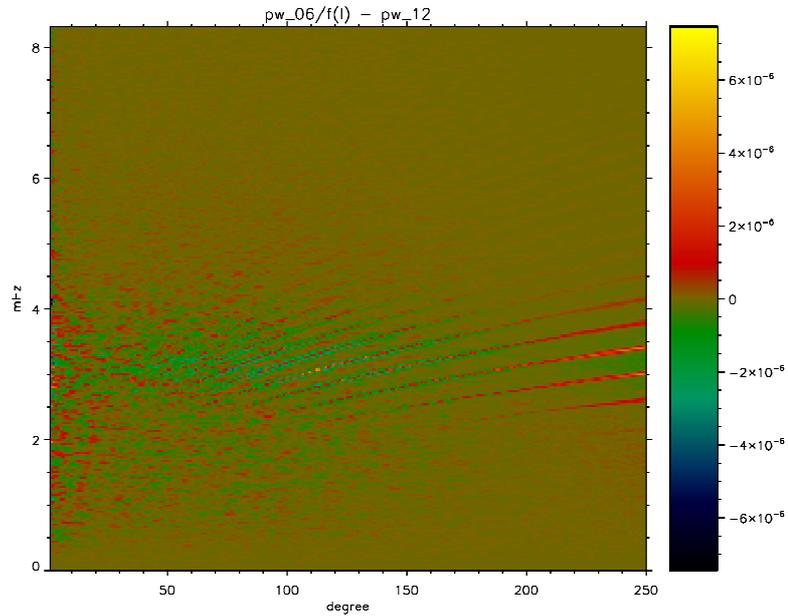


Figure 18: Différence entre le diagramme de la Fig. 11 (Gaussienne $k=TMP$) corrigé du facteur multiplicatif (courbe noire Fig. 17) et celui de la Fig. 12 (Gaussienne $k=2*TMP$).

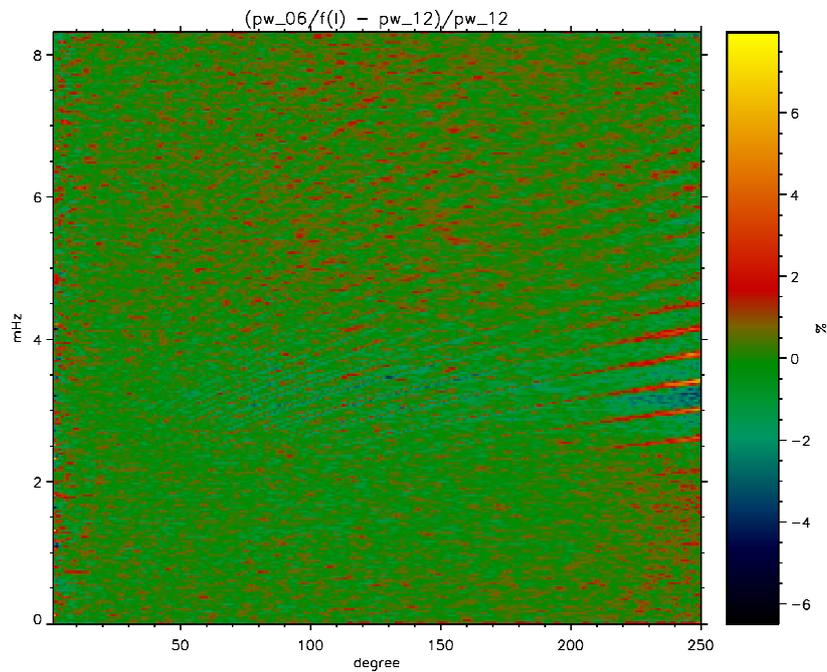


Figure 19: Comme Fig. 18 mais différence relative en %

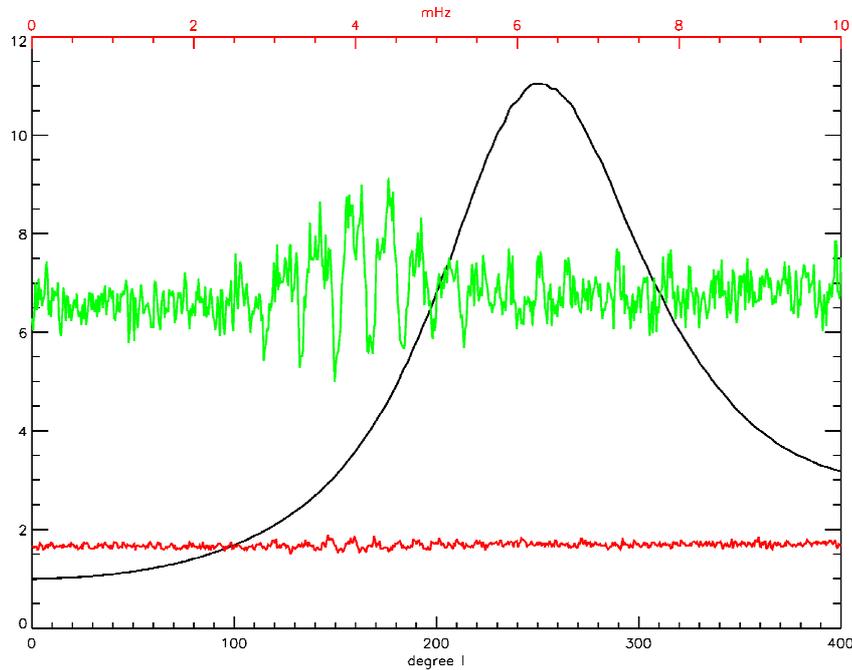


Figure 20: Comme figure 17 mais pour le rapport entre les spectres sans masque Gaussien et avec masque Gaussien $a=4/5*TMP$, $k=2*TMP$. Les courbes rouge et verte sont pour $\ell=100$ et 200 respectivement.

5. Test de l'utilisation d'une compression destructive

5.1. Objectifs

Le choix de la résolution finale pour les macro-pixels PICARD est contraint par les capacités de transmission. Afin de pouvoir atteindre une résolution 256x256 équivalente à la résolution du programme medim ℓ de MDI, une compression destructive doit être envisagée. Le but de ce travail est de tester cette compression dans le cadre des traitements qui seront effectués pour l'héliosismologie.

5.2. Méthode

À partir images 1024x1024 en intensité de MDI couvrant une journée d'observation, nous construisons tout d'abord une série S_{ref} de référence d'images 256x256 par moyenne simple. Cette série d'image est ensuite compressée puis décompressée pour produire une série S_{rec} d'images 256x256 reconstruites.

Dans les deux cas nous construisons un diagramme ℓ - ν qui permettra d'inspecter les différences dans le domaine des fréquences temporelles et spatiales entre les deux séries d'images.

5.3. Résultats

5.3.1. Diagrammes ℓ - ν

5.3.1.1. A partir des images de référence

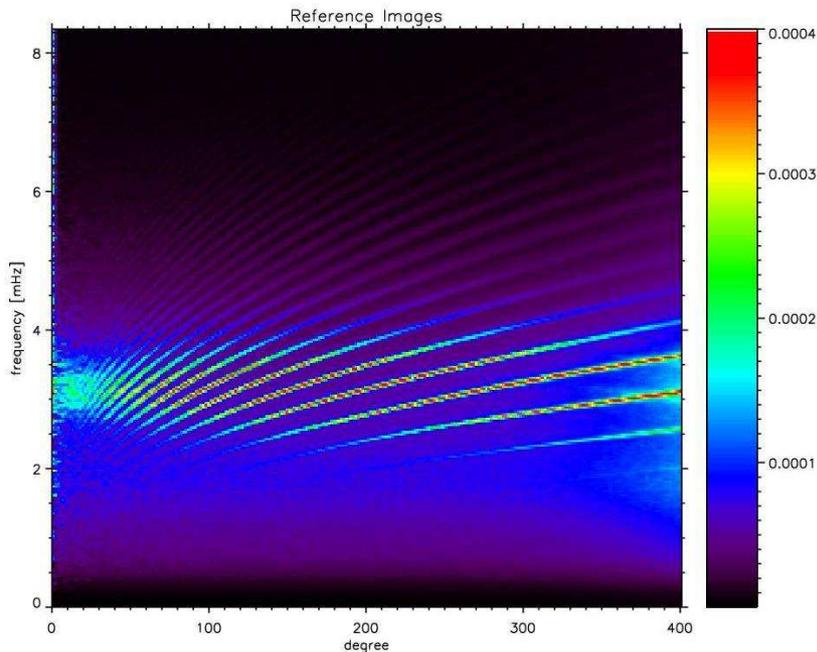


Figure 21: Diagramme ℓ - ν à partir d'images 256^2 sans compression destructive

5.3.1.2. A partir des images reconstruites

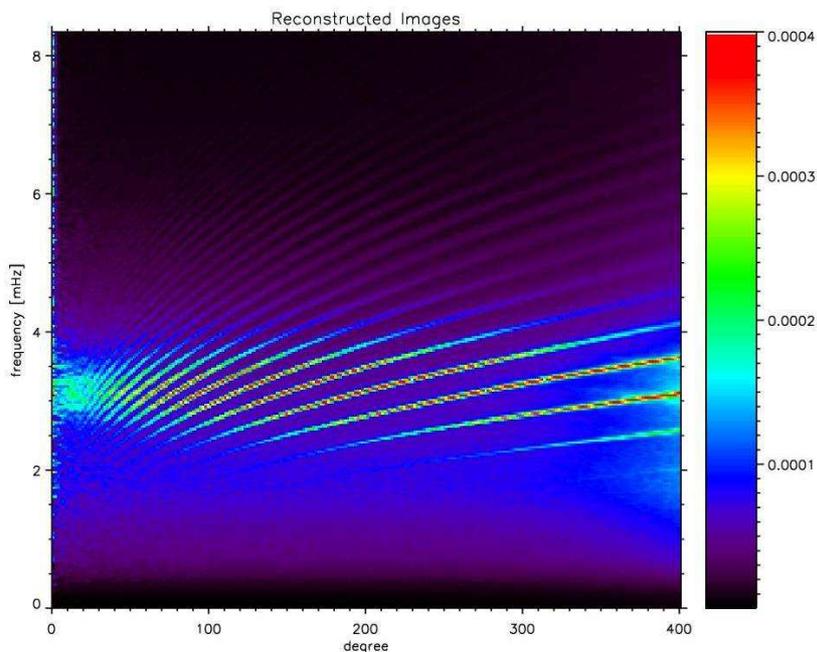


Figure 22: Diagramme ℓ - ν à partir d'images 256×256 reconstruite après compression destructive. A cette échelle nous ne voyons pas les différences avec la Fig. 21.

5.3.1.3. Différence

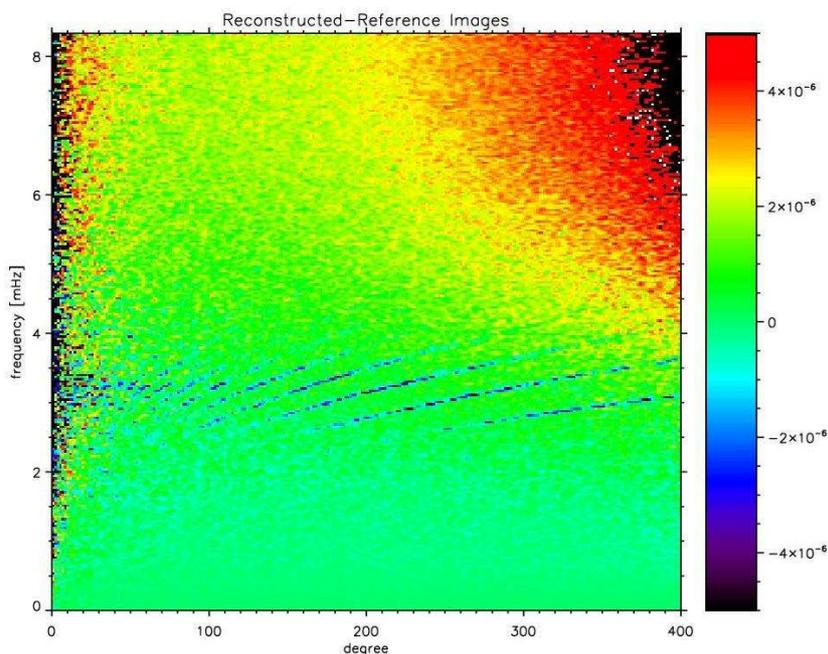


Figure 23: Différence de diagrammes ℓ - ν : reconstruit (Fig. 22)-référence (Fig. 21)

La différence entre les deux diagrammes révèle une amplitude systématiquement plus faible sur les ‘ridges’ du diagramme obtenu à partir des images reconstruites.

5.3.1.4. Différence relative en %

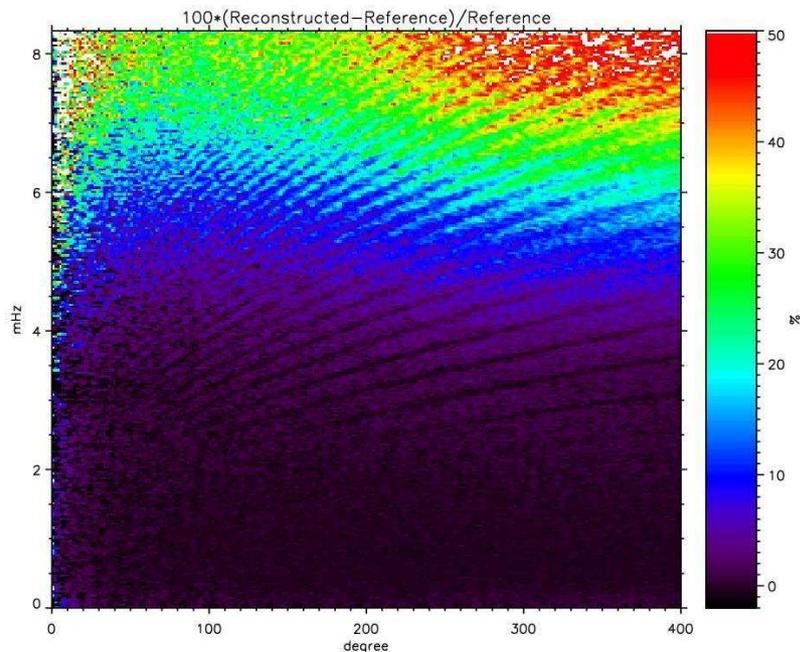


Figure 24: Différence relative des diagrammes ℓ - ν : [reconstruit (Fig. 22)- référence (Fig. 21)] / référence (Fig. 21)

La différence relative montre une importante variation avec la fréquence notamment au-delà de la fréquence de coupure solaire (5mHz).

5.3.2. Moyennes sur les fréquences spatiales

Afin d'examiner la dépendance en fréquence de la différence nous moyennons les diagrammes précédents sur les degrés en se limitant à $l=250$. Le résultat est représenté sur la figure 25. Jusqu'à 3.5 mHz environ la différence relative reste inférieure à 0.5% puis elle augmente rapidement pour atteindre 6% à 5mH.

5.3.3. Moyennes sur les fréquences temporelles

Afin d'examiner la dépendance en fréquences spatiales de la différence nous moyennons les diagrammes précédents sur les fréquences temporelles en se limitant aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure solaire ($\nu < 5\text{mHz}$). Le résultat est représenté sur la figure 26. La différence relative est inférieure à 0.6% pour $50 < \ell < 250$ mais monte jusqu'à 2% pour les bas degrés ($\ell < 30$).

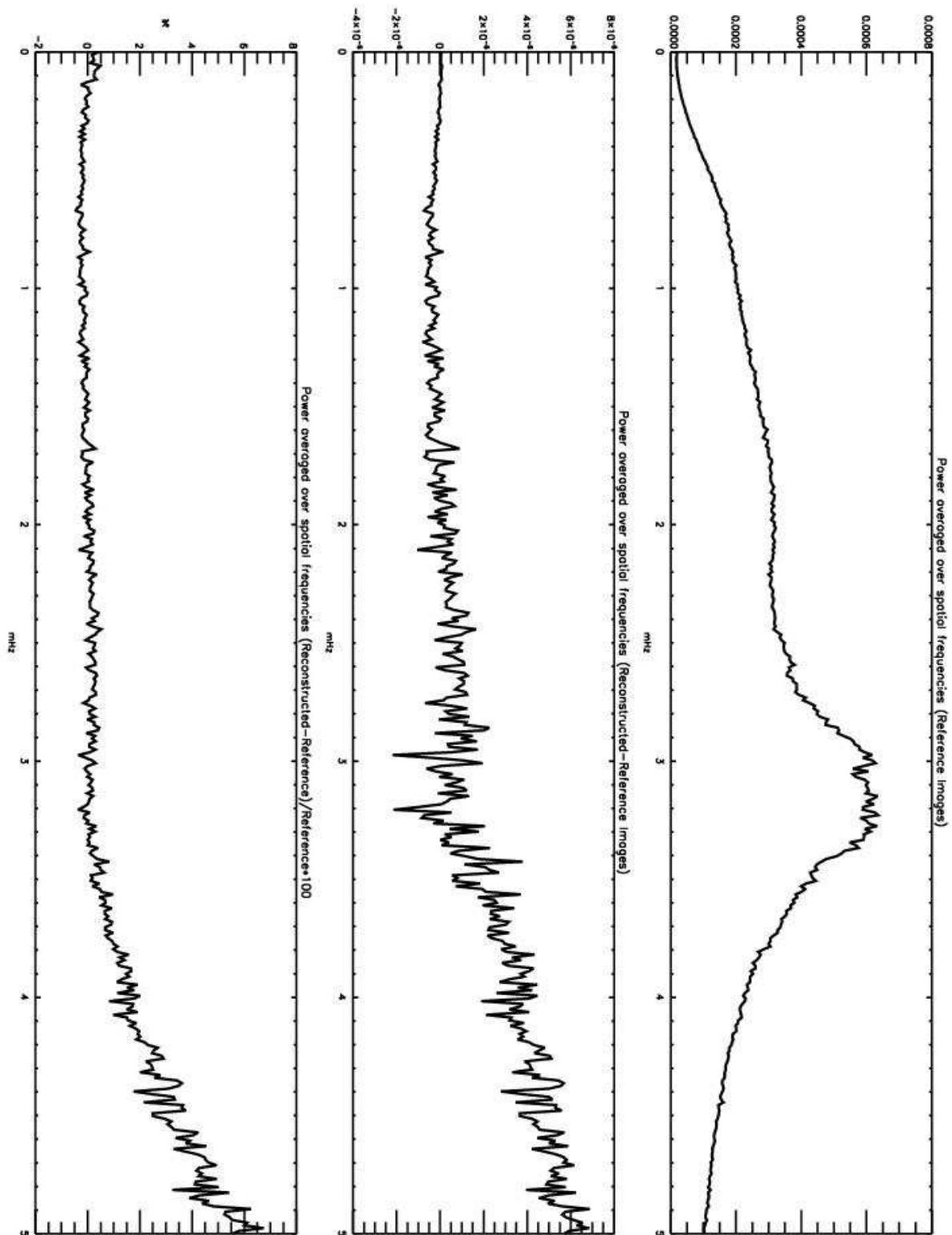


Figure 25: Le graphique du haut représente la puissance moyennée sur tous les $l < 250$ en fonction de la fréquence pour la séquence des images de référence. On se limite aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure solaire. Le graphique du milieu représente la différence obtenue avec les images reconstruites et le graphique du bas la différence relative en %.

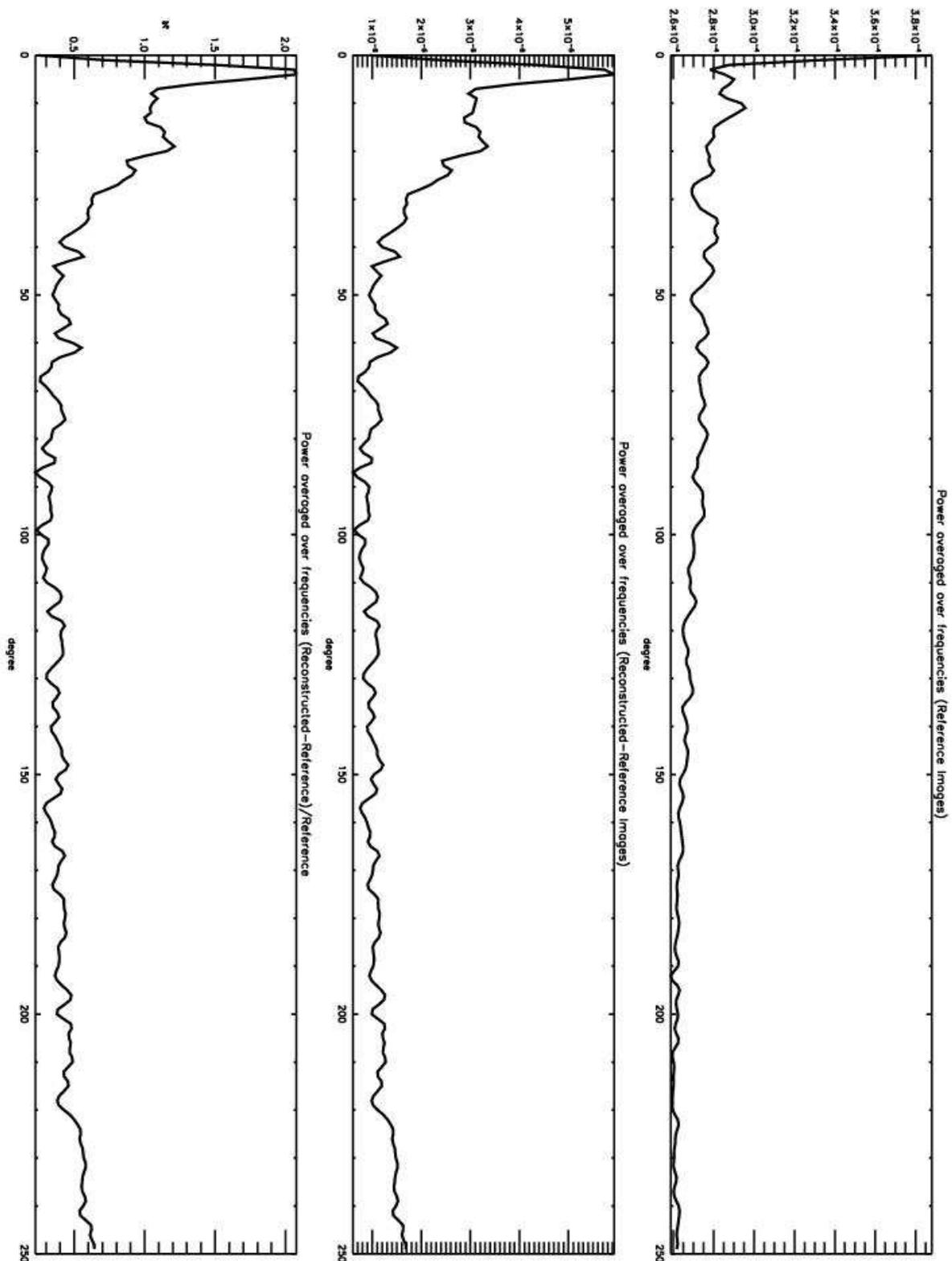


Figure 26: Le graphique du haut représente la puissance moyennée sur toutes les fréquences ($\nu < 5\text{mHz}$) en fonction du degré ℓ pour la séquence des images de référence. On se limite aux degrés $\ell < 250$. Le graphique du milieu représente la différence obtenue avec les images reconstruites et le graphique du bas la différence relative en %.

6. Conclusions

- En ce qui concerne la taille des macro-pixels: il est évident que nous pourrions mesurer des modes de degrés d'autant plus élevés que les MP seront petits. Pour $l > 250$ nous savons que les modes p ne sont plus résolus individuellement car la différence entre des mode de degrés l et $l+1$ devient plus petite que la largeur du mode lui même. Pour les modes f la limite se situe vers $l=300$. D'après le diagramme obtenu avec des images 170×170 (soit des MP 12×12 pour PICARD) nous voyons que nous nous approchons de la limite pour les modes p mais nous commençons à être sensible au repliement des plus hautes fréquences spatiales et il sera donc utile de créer les MP par convolution avec une Gaussienne.

Si nous utilisons des MP 8×8 nous n'aurons pas de problème d'aliasing à $l=250$ et nous pourrions atteindre $l=300$. Dans ce cas une moyenne simple des sous pixels semble suffisante.
- En ce qui concerne la largeur de la Gaussienne. Le paramètre a définissant la largeur de la Gaussienne agit bien comme un compromis entre la réduction de l'aliasing spatial et l'obtention d'un signal pour des modes de degrés l les plus élevés. Ne pas utiliser de Gaussienne (ou un a trop faible) nous donne accès aux l élevés mais au prix de la contaminations de tout une partie du spectre des l plus faibles. Le rapport $4/5$ de la taille du pixel paraît un bon compromis pour les résolutions jusqu'à 170×170 . Dans ce cas, Il apparaît important de se garder la flexibilité de pouvoir changer ce paramètre. Pour une résolution supérieure correspondant à des images 256×256 , l'aliasing spatial est faible jusqu'à $l=250$ et il ne paraît pas utile d'effectuer une convolution par une Gaussienne.
- En ce qui concerne le choix de l'extension de la Gaussienne, seul un facteur multiplicatif dépendant du degré l est introduit par ce choix pour les degrés non affectés par le repliement. Une extension plus grande permet néanmoins de limiter l'effet du repliement aux degrés les plus élevés.
- L'utilisation de la compression destructive est considérée essentiellement pour pouvoir atteindre la résolution 256×256 qui serait idéale mais serait sinon inatteignable compte tenu des contraintes de télémétrie. Des différences pouvant atteindre plusieurs pourcent ont été mises en évidence dans les parties hautes fréquences et bas degrés du spectre lorsque l'on utilise les images reconstruites après compression destructive. Ces différences demeurent faibles et cela semble encourageant mais Il est difficile d'évaluer et de quantifier à ce stade des simulations l'impact que cela pourrait avoir sur les propriétés Solaire que nous déduirons de l'analyse de ces spectres. Une étude plus qualitative nécessiterait de traiter au moins 30 jours de données et d'avoir une procédure d'ajustement permettant d'extraire et de comparer systématiquement les paramètres des modes. Cette étude est en cours.

Notre conclusion générale à ce stade :

1) Si la résolution 256x256 ne peut être atteinte autrement, nous accepterions la solution 256x256 (TailleMacroPixel 8x8) avec compression destructive et Moyenne simple à condition de se garder la possibilité basculer en:

2) résolution 170x170 (TMP= 12) avec compression non destructive et convolution par une Gaussienne $a=4/5*TMP$, avec une extension la plus grande possible comprise entre $k=1*TMP$ et $k=2*TMP$ en fonction des contraintes de temps de calcul.

On ne devrait implémenter la solution 1) que si la possibilité de basculer vers 2) est maintenue possible. Sinon, on préfère rester conservateur et implémenter uniquement une solution avec moins de résolution mais sans compression destructive (solution 2).

7. Compléments.

L'objet de ce complément est de répondre à la question suivante : une résolution 204x204 (TMP=10) pourrait elle être une alternative plus intéressante que la solution 2) évoquée ci-dessus ? En effet, l'utilisation d'un masque Gaussien avec une résolution 170x170 permet d'atténuer l'effet du repliement pour $\ell < 250$ (ce que montre clairement la comparaison des figures 27 et 28 pour $200 < \ell < 250$) mais le passage à une résolution 204x204, même sans utilisation de masque Gaussien, pourrait avoir le même type d'effet. La figure 29 montre que c'est effectivement le cas. De plus l'examen du domaine basses fréquences et une coupe à $\ell=240$ (Figures 30 et 31) montre que le cas 204x204 sans masque Gaussien est en fait plus contrasté et moins contaminé par l'aliasing spatial. **Nous remplaçons donc la solution 2 de notre conclusion ci dessus par :**

2) résolution 204x204 (TMP=10) avec compression non destructive et moyenne simple (pas d'utilisation de masques Gaussien)

La solution 2) précédente devient de facto le 3^{ème} choix.

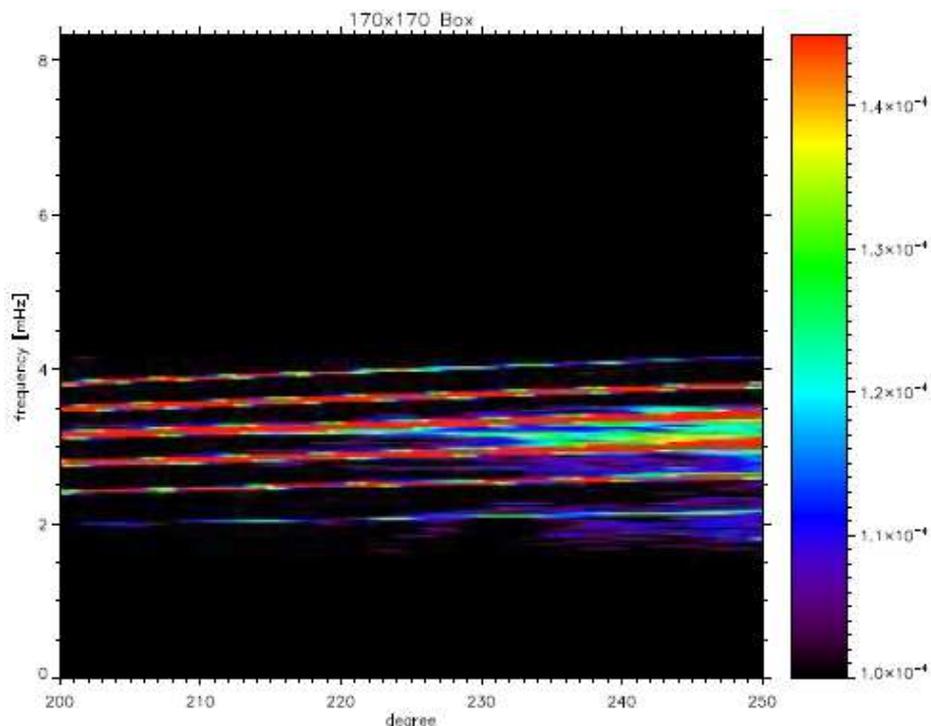


Figure 27: Zoom sur le diagramme ℓ - ν obtenu à partir d'image 170x170 formée par moyennes simples. Le contraste est ajusté pour mettre en évidence l'aliasing spatial pour $\ell < 250$. Un facteur d'échelle dépendant de ℓ (cf. Fig. 20) a été appliqué pour la comparaison avec Fig. 29.

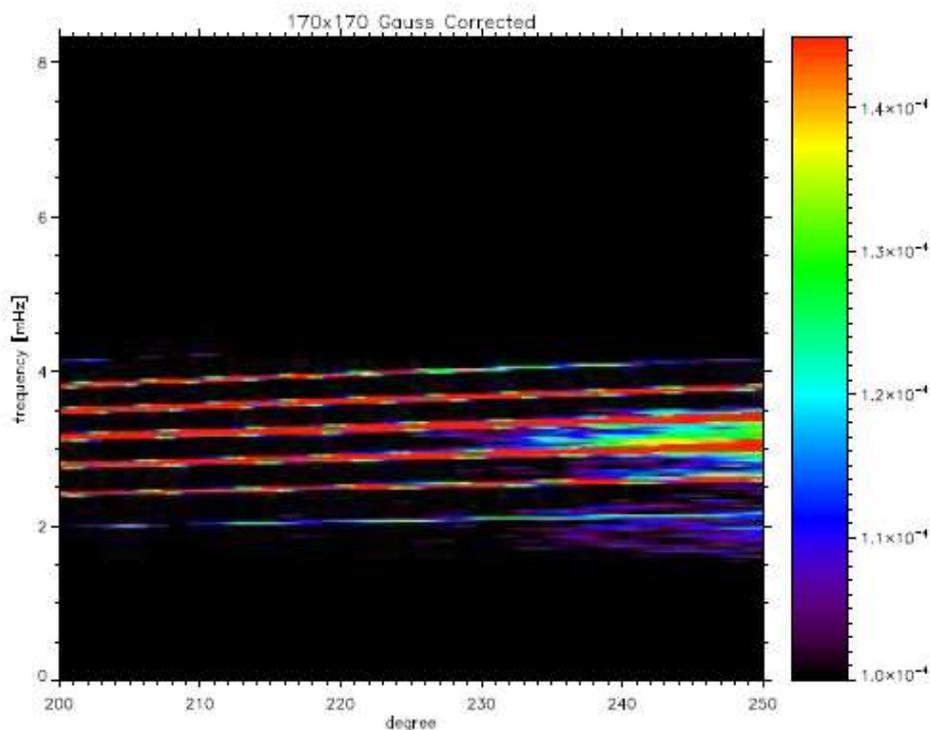


Figure 28: Comme figure 27 mais les images ont été obtenues par application d'un masque Gaussien $a=4/5*TMP$, $k=2*TMP$. Un facteur d'échelle dépendant de ℓ (cf. Fig. 20) a été appliqué pour la comparaison avec Fig. 29.

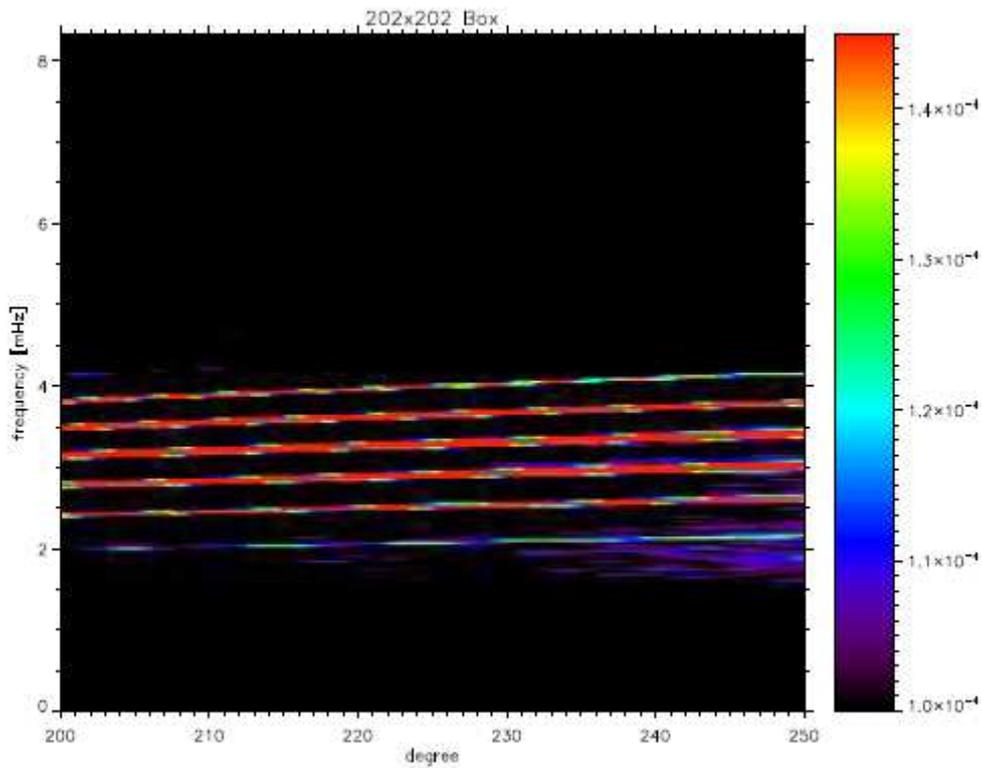


Figure 29: Comme figure 27 mais à partir d'images 204x204 formées par moyennes simples.

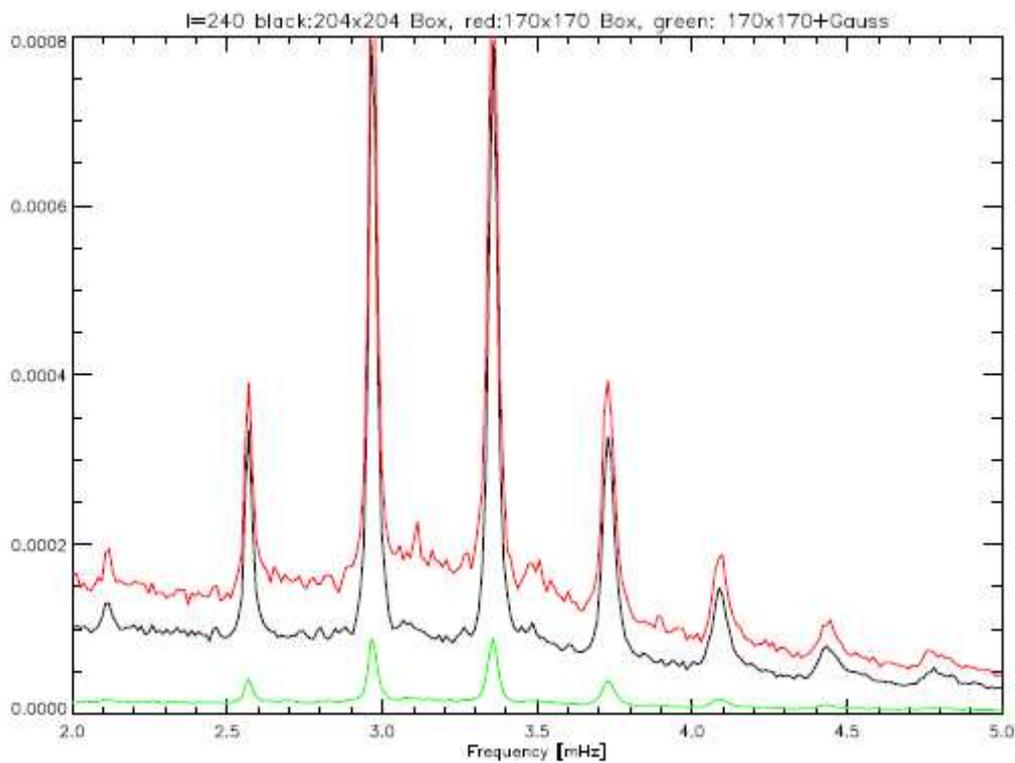


Figure 30: Coupes à $\ell=240$ des diagrammes des figures 27 (rouge), 28 (vert) et 29 (noir) avant leur normalisation.

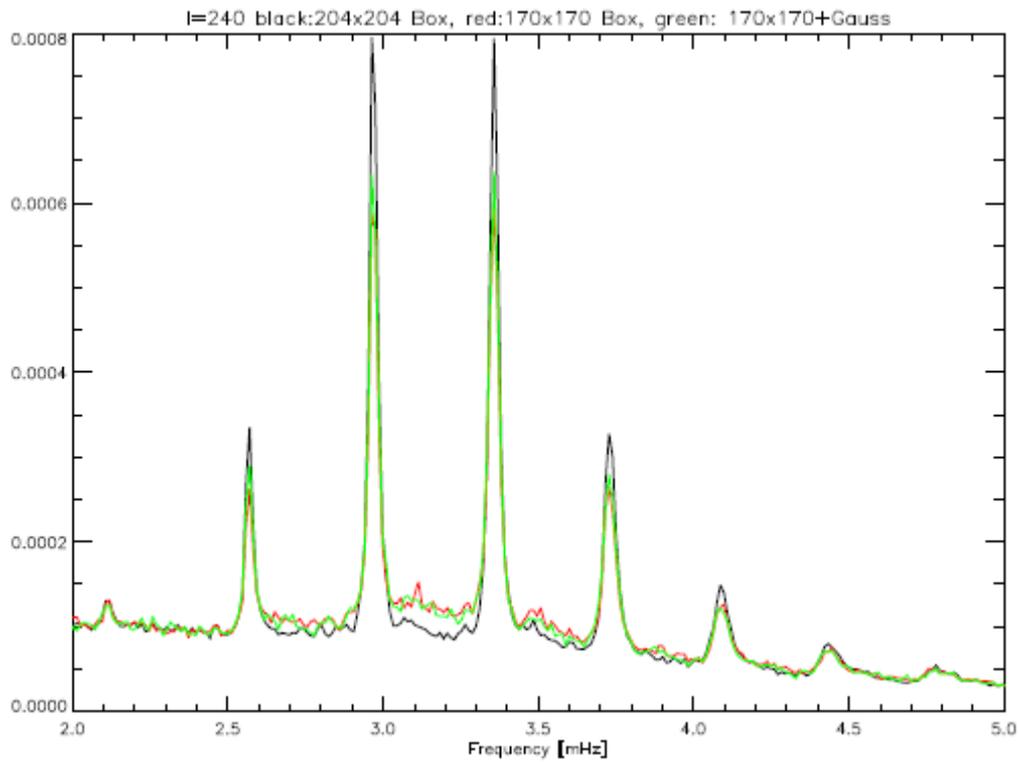


Figure 31: Comme Figure 30, mais après normalisation. La courbe noire (correspondant aux images 204x204 obtenues par moyennes simples) donne le meilleur rapport signal à bruit.

ANNEXE VIb
De l'intérêt d'une résolution spatiale et
temporelle accrue.

De l'intérêt d'une résolution spatiale et temporelle accrue pour l'héliosismologie avec PICARD.

Thierry Corbard, O.C.A.
Patrick Boumier, I.A.S

Motivations pour une résolution spatiale accrue:

Une meilleure résolution spatiale permet essentiellement d'atteindre des modes dont les harmoniques sont plus élevés. On s'attend à une sensibilité en intensité jusqu'à $l=240$, 120 ou 60 pour des résolutions de 8", 16" ou 32". Pour comparaison le programme Medium-1 de MDI est sensible jusqu'à $l=300$ pour une résolution de 10" en vitesse (*Kosovitchev et al., 1997, SP 170, 43*).

L'intérêt scientifique à obtenir ces modes avec PICARD est multiple :

1. Ces modes et leur structure fine seront utilisés pour remonter par inversion à la structure (vitesse du son/ densité etc..) et à la rotation interne 2D (rayon, latitude). Les modes de degrés élevés permettent de sonder les couches les plus superficielles mais sont également indispensables à l'exploitation des modes de bas degrés sondant le cœur puisque ceux-ci ont également de l'amplitude jusqu'à la photosphère. Des modes $l < 60$, 120 ou 240 permettent respectivement de sonder du cœur jusqu'à environ 0.8, 0.9 ou 0.96 rayon solaire. La structure fine des modes de degrés élevés permet par ailleurs d'accéder à l'information en latitude et de remonter aux écarts à la sphéricité.
2. L'exploitation des modes $l < 60$ seuls nécessiterait de combiner nos données avec celles d'autres instruments (HMI sur SDO) donnant accès aux degrés plus élevés. Cela pose des problèmes de raccord des mesures sachant que HMI observera en vitesse et non en intensité. Un ensemble de modes $l < 120$ ou $l < 240$ peut par contre être interprété indépendamment d'autres mesures.
3. Il sera intéressant d'avoir deux ensembles complets de données en vitesse (HMI) et en intensité (PICARD). Les études combinées Vitesse/Intensité permettent de mieux connaître le bruit solaire et surtout les propriétés du signal lui-même ainsi que celles du milieu environnant (convection par exemple), qui est à l'origine des oscillations (acoustiques). C'est par exemple l'étude combinée V/I qui a permis de préciser la nature de l'asymétrie spectrale et d'en déduire des informations sur la profondeur des sources.

Motivations pour une résolution temporelle accrue:

Le premier effet d'un échantillonnage à 1mn par rapport à un échantillonnage à 2mn sera de repousser la Nyquist au delà de la fréquence de coupure solaire (5.3mHz) ce qui évitera le repliement de spectre (on passe d'une Nyquist de 4.16mHz à 8.33mHz). Un échantillonnage à 90s (Nyquist=5.5mHz) nous permettrait déjà d'être au delà de la fréquence de

coupure mais il subsiste un repliement des modes évanescents (pseudo modes) qui ont encore de l'énergie au-delà de la fréquence de coupure solaire.

Donc avec un échantillonnage à 1mn:

1. D'une part nous augmenterons le nombre de modes observés vers les hautes fréquences et d'autre part nous éviterons la contamination par repliement des autres modes. L'augmentation du nombre de modes permet une meilleure résolution des inversions et pour un degré l donné les modes pénètrent d'autant plus vers le cœur que leurs fréquences sont élevées.
2. Toutes les données existantes sur les modes p sont échantillonnées à 1mn ou mieux et il en sera de même avec HMI/SDO. Un échantillonnage à 1mn faciliterait donc les comparaisons et les raccordements pour la continuité des études à long terme couvrant un ou plusieurs cycles solaires.
3. Enfin, cela permet de relâcher un peu notre contrainte sur la quantité Gain * Temps d'intégration (ou connaissance de ce temps) qui passe de 9ppm à 12ppm.

Conclusion.

Le passage d'une résolution de 32" avec une cadence de 2mn à une résolution de 16" et 1mn de cadence pour l'acquisition des macro pixels de PICARD représente un attrait majeur du point de vue scientifique. Cela placerait PICARD sur la même ligne que les instruments précédents spécifiquement dédiés à la sismologie solaire et permettrait d'apporter un ensemble de mesures cohérentes qui pourront être exploitées de manière indépendante mais qui seront aussi très complémentaire de ce que nous ferons simultanément avec les américains et HMI.