

ECOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace

THÈSE présentée par:

Grégory Desvignes

soutenue le : 27 novembre 2009

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline / Spécialité : Astrophysique

**L'observation des pulsars au Radiotélescope de Nançay.
Applications à la recherche de nouveaux objets, à l'étude des
systèmes binaires relativistes et à la détection d'un fond
d'ondes gravitationnelles**

THÈSE dirigée par :

Michel TAGGER

Directeur de recherche, LPC2E, Orléans

RAPPORTEURS :

Jason HESSELS

Chargé de recherche, ASTRON

David SMITH

Directeur de recherche, CENBG, Bordeaux

JURY :

Thierry DUDOK DE WIT

Professeur des Universités, LPC2E, Orléans, Président du jury

Ismaël COGNARD

Chargé de recherche, LPC2E, Orléans

Eric GOURGOULHON

Directeur de recherche, LUTH, Obs de Paris

Jason HESSELS

Chargé de recherche, ASTRON

Gérard PETIT

Chargé de recherche, BIPM

David SMITH

Directeur de recherche, CENBG, Bordeaux

Michel TAGGER

Directeur de recherche, LPC2E, Orléans

A ma famille.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes deux encadrants, Ismaël et Gilles, pour m'avoir supporté et accompagné pendant ces 6 dernières années. Depuis le stage de DEUG2 à la station de Nançay, ils n'ont cessé de répondre à mes questions même après avoir entendu à de nombreuses reprises : "J'ai pas compris". Merci à Ismaël pour m'avoir fait partager sa passion des pulsars dès le début et de m'avoir accordé autant de temps à m'expliquer la radioastronomie. J'aurais des souvenirs inoubliables de toutes nos missions, de nos matchs de baby-foot et de ping-pong.

Il revient maintenant de remercier Pierre-Louis Blelly et Michel Tagger, les directeurs successifs du LPCE et LPC2E, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et aussi pour avoir été mes directeurs de thèse 'officiels'. Je vais continuer avec le secrétariat et plus particulièrement Isabelle Langer et Laurent Royer pour toutes les tâches administratives ; la Sodexho pour m'avoir nourri pendant ces trois années avec mes steaks sur demande (merci Lydia !). Au cours de ces années passées au LPC2E, l'ambiance aura toujours été très agréable. Je ne vais pas les nommer, ça serait trop long, mais j'espère que toutes ces personnes se reconnaîtront. Mention spéciale à l'équipe Counter du labo, mais entraînez vous encore un peu !

Parmi les collaborateurs européens de l'EPTA, je souhaite remercier plus particulièrement Michael Kramer, pour m'avoir accepté dans son équipe, alors à l'Observatoire de Jodrell Bank, pendant mon stage de Master 2 mais aussi pour sa collaboration sur ce travail de thèse. Ce fut très enrichissant de travailler à ses côtés. Merci aussi à toute l'équipe du Radiotélescope de Nançay, sans qui cette thèse n'aurait jamais pu voir le jour. Patrice Lespagnol m'a beaucoup appris sur Linux.

Finalement, et non des moindres, je vais conclure en remerciant chaleureusement mes amis, qui maintenant savent tous ce qu'est un pulsar, et surtout ma famille (même mon lapin), sans qui je n'en serais pas arrivé à ce point. Merci donc à Dominique et Jean-Michel Desvignes, mes parents, Xavier et Laetitia, mon frère et ma belle-sœur. Et bienvenue à mon neveu Sacha, le petit dernier de la famille.

Table des matières

Table des figures	ix
Liste des tableaux	xi
1 Introduction	1
1.1 Les pulsars	1
1.1.1 Bref historique	1
1.1.2 Pulsars normaux et pulsars millisecondes	2
1.2 Observations multi-longueurs d'onde	4
1.3 Chronométrie pulsar	6
1.3.1 Détermination de temps d'arrivées	6
1.3.2 Le modèle de chronométrage	9
1.3.3 TEMPO	13
1.4 Fond d'ondes gravitationnelles	14
1.5 Description de la thèse	16
2 Instrumentation	19
2.1 Le Radiotélescope de Nançay	19
2.2 La dispersion par le milieu interstellaire	22
2.2.1 Propagation des ondes dans un milieu ionisé	22
2.2.2 La Mesure de Dispersion	23
2.3 Les techniques de dédispersion	24
2.3.1 Dédispersion incohérente	24
2.3.2 Dédispersion cohérente	25
2.4 Nouvelle implémentation de dédispersion cohérente à Nançay	26
2.4.1 De nouveaux moyens de calcul et tests de performance	26
2.4.2 Une solution pionnière : la dédispersion cohérente à base de GPU	28
2.4.3 Empilement des données à la période du pulsar	32
2.4.4 Empilement des données par le GPU	33
2.5 Autres modes d'observation	35
2.5.1 Mode Filterbank	35
2.5.2 Mode spectromètre à haute résolution	38
2.6 Perspectives	38

3	A la recherche de nouveaux pulsars	41
3.1	Test sur l'amas globulaire Terzan 5	43
3.2	Réanalyse du sondage Foster	44
3.2.1	Simulation de la population de pulsars	48
3.2.2	Analyse et comparaison PRESTO / SIGPROC	49
3.2.3	Résultats de PRESTO	52
3.2.4	Réobservations des candidats	54
3.3	Recherche de contreparties radio aux sources HESS	55
3.4	Recherche d'émission radio du cluster Abell 2670	56
3.5	Recherche de pulsars dans les sources non identifiées de FERMI	57
3.6	Conclusions et perspectives	60
4	Les pulsars binaires relativistes J0737-3039A/B et J1906+0746	65
4.1	PSR J0737-3039A/B	65
4.1.1	Observations	66
4.1.2	Chronométrage	67
4.1.3	Tests de la Relativité Générale	69
4.2	PSR J1906+0746	75
4.2.1	Observations	75
4.2.2	Chronométrage	76
4.2.3	PSR J1906+0746 : précession géodétique et géométrie	80
4.3	Discussions et conclusions	92
5	Pulsars millisecondes	95
5.1	Description des observations	95
5.2	Variations de la mesure de dispersion	96
5.3	Méthode d'analyse	98
5.4	Résultats	99
5.5	Stabilité des pulsars millisecondes	123
5.6	Limite sur le fond d'ondes gravitationnelles	124
5.7	Conclusions et perspectives	126
6	Conclusions	131

Table des figures

1.1	Diagramme $P - \dot{P}$	5
1.2	Détermination des temps d'arrivées	8
1.3	Effets des paramètres sur les résidus	15
2.1	Photo du Radiotélescope de Nançay	20
2.2	Chaîne hétérodyne du Radiotélescope de Nançay	21
2.3	Effets de la scintillation	25
2.4	Performances de FFTs entre PS3 et GPU	28
2.5	Architecture du système BON	31
2.6	Test de performance de dédispersion cohérente	32
2.7	Schéma de principe du folding dans le GPU	34
2.8	Résultats de l'algorithme GPU d'empilement des données	36
2.9	Résultat du mode filterbank	37
2.10	Spectre sur 128 MHz de pgc0031653	39
2.11	Spectre de pgc0031653	40
3.1	Distribution des pulsars millisecondes	43
3.2	Graphiques de diagnostic des pulsars J1748-2446A et J1748-2446C	45
3.3	Position des pointages du sondage Foster	46
3.4	Vue de l'interface psrhunt.py	53
3.5	Vue de l'amas Abell 2670	58
3.6	Recherche d'événements impulsionnels sur l'amas Abell 2670	59
3.7	Profil de découverte du pulsar J2302+4443	60
3.8	Profil de découverte du pulsar J2017+0603	61
3.9	Résolution des paramètres orbitaux par fitorbit.py	62
3.10	Courbes de sensibilité des sondages à Nançay	63
4.1	Profil de référence de PSR J0737-3039A	67
4.2	Distribution des incertitudes des TOAs de PSR J0737-3039A	68
4.3	Résidus de chronométrage de PSR J0737-3039A	69
4.4	Délai Shapiro dans les résidus du pulsar J0737-3039A	71
4.5	Diagramme masse-masse de PSR J0737-3039A	72
4.6	Avance du périastre de J0737-3039A	74

4.7	Profil de référence de PSR J1906+0746	77
4.8	Résidus de chronométrage de PSR J1906+0746 avec les paramètres de l'ATNF	79
4.9	Exemples de glitch sur PSR J1906+0746	79
4.10	Résidus de chronométrage de PSR J1906+0746	80
4.11	Séparation des composantes du profil de PSR J1906+0746	82
4.12	Variation de l'amplitude des impulsions de PSR J1906+0746	82
4.13	Profil de J1906+0746 de MJD 53571 à 54023	84
4.14	Profil de J1906+0746 de MJD 54109 à 54282	85
4.15	Géométrie du pulsar et de l'orbite	86
4.16	Evolution de β	88
4.17	Evolution du paramètre d'impact en fonction de la phase précessionnelle	88
4.18	Graphiques de χ^2 en fonction des paramètres δ et Φ_{SO}^0	91
5.1	Variation de la mesure de dispersion des pulsars J1939+2134 et J1824-2452	97
5.2	Résidus de chronométrage de J0030+0451.	102
5.3	Résidus de chronométrage de J0613-0200.	103
5.4	Résidus de chronométrage de J0751+1807.	104
5.5	Résidus de chronométrage de J0900-3144.	106
5.6	Résidus de chronométrage de J1012+5307.	107
5.7	Résidus de chronométrage de J1022+1001.	108
5.8	Résidus de chronométrage de J1024-0719.	109
5.9	Résidus de chronométrage de J1455-3330.	110
5.10	Résidus de chronométrage de J1600-3053.	111
5.11	Résidus de chronométrage de J1643-1224.	112
5.12	Résidus de chronométrage de J1713+0747.	113
5.13	Résidus de chronométrage de J1730-2304.	114
5.14	Résidus de chronométrage de J1744-1134.	115
5.15	Résidus de chronométrage de J1751-2857.	116
5.16	Résidus de chronométrage de J1824-2452.	117
5.17	Résidus de chronométrage de J1857+0943.	118
5.18	Résidus de chronométrage de J1909-3744.	119
5.19	Résidus de chronométrage de J1910+1256.	120
5.20	Résidus de chronométrage de J1939+2134.	121
5.21	Résidus de chronométrage de J2145-0750.	122
5.22	Statistiques σ_z pour les 20 pulsars millisecondes	125
5.23	Coefficients de corrélations attendus pour un fond d'ondes gravitationnelles	126
5.24	Coefficients de corrélation mesurés sur un ensemble de 20 pulsars	127
5.25	Récapitulatif des pulsars millisecondes de l'IPTA	129
5.26	Seuil de détection du fond d'ondes gravitationnelles	130

Liste des tableaux

3.1	Récapitulatif des derniers sondages de pulsars	47
4.1	Paramètres de chronométrage de PSR J0737-3039A	70
4.2	Résultats de la modélisation de géométrie de PSR J1906+0746 par RVM . . .	87
4.3	Résultats de la modélisation globale de PSR J1906+0746 par RVM	91
5.1	Résultats et paramètres des 20 pulsars observés	100
5.2	Paramètres de chronométrage de J0030+0451	102
5.3	Paramètres de chronométrage de J0613-0200	103
5.4	Paramètres de chronométrage de J0751+1807	105
5.5	Paramètres de chronométrage de J0900-3144	106
5.6	Paramètres de chronométrage de J1012+5307	107
5.7	Paramètres de chronométrage de J1022+1001	108
5.8	Paramètres de chronométrage de J1024-0719	109
5.9	Paramètres de chronométrage de J1455-3330	110
5.10	Paramètres de chronométrage de J1600-3053	111
5.11	Paramètres de chronométrage de J1643-1224	112
5.12	Paramètres de chronométrage de J1713+0747	113
5.13	Paramètres de chronométrage de J1730-2304	114
5.14	Paramètres de chronométrage de J1744-1134	115
5.15	Paramètres de chronométrage de J1751-2857	116
5.16	Paramètres de chronométrage de J1824-2452	117
5.17	Paramètres de chronométrage de J1857+0943	118
5.18	Paramètres de chronométrage de J1909-3744	119
5.19	Paramètres de chronométrage de J1910+1256	120
5.20	Paramètres de chronométrage de J1939+2134	121
5.21	Paramètres de chronométrage de J2145-0750	122

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les pulsars

1.1.1 Bref historique

En 1934, seulement 2 ans après la découverte du neutron par Chadwick (1932), Baade & Zwicky (1934) proposent l'existence d'étoiles à neutrons, comme le résultat de l'effondrement gravitationnel d'étoiles massives. Oppenheimer & Volkoff (1939) prédirent quelques années plus tard qu'un tel objet avoisinerait une densité de $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$ pour un rayon de l'ordre de la dizaine de kilomètres seulement. Finalement, Pacini (1967) proposa peu avant la découverte des pulsars qu'une étoile à neutrons en rotation rapide et dotée d'un fort champ magnétique puisse alimenter en énergie la Nébuleuse du Crabe.

La confirmation de ces prédictions se fit en 1967 par Jocelyn Bell et Anthony Hewish de l'Université de Cambridge. Ils découvrirent une source, aujourd'hui nommée PSR J1921+2153¹, émettant des impulsions très régulières toutes les 1.337 secondes. Dans le papier de découverte, ces objets furent assimilés à des naines blanches pulsantes ou des étoiles à neutrons en rotation (Hewish et al. 1968). Peu après, Pacini (1968) et Gold (1968) associèrent les pulsars aux étoiles à neutrons en rotation rapide avec un fort champ magnétique. Les découvertes des pulsars dans les nébuleuses de Vela (Large et al. 1968) et du Crabe

1. Le nom du pulsar J1921+2153 signifie que le système de coordonnées utilise l'équinoxe 2000. Dans le système J2000, la position du pulsar est de $\alpha = 19^{\text{h}} 21^{\text{m}}$ en ascension droite et $\delta = +21^{\circ}, 53'$ en déclinaison.

(Staelin & Reifenstein 1968) (des restes de supernovae) avec des périodes respectives de 89 et 33 ms confirmèrent ainsi les prédictions de Baade & Zwicky (1934).

Bien que les détails sur l'émission du pulsar soient encore incompris, je présente ici le modèle généralement admis. Pour la suite de cette thèse, je ne m'intéresserai pas aux processus d'émission, mais prendrai pour acquis le fait qu'ils rayonnent.

Une étoile à neutrons sera assimilée à un dipôle magnétique en rotation rapide. A une distance d_{light} de l'axe de l'étoile (cette zone forme le cylindre de lumière), les lignes de champ magnétiques ne peuvent plus suivre la rotation de l'étoile sans dépasser la vitesse de la lumière. Elles s'ouvrent donc dans le milieu interstellaire en déversant les particules chargées (electrons et positrons) qui se déplacent tout du long, produisant ainsi le rayonnement observé.

Le faisceau d'ondes radio naît dans la magnétosphère du pulsar au-dessus des pôles magnétiques (pour plus de détails, voir Lyne & Smith (2004)). Si l'axe magnétique de l'étoile (celui du dipôle) est incliné par rapport à son axe de rotation (Goldreich & Julian 1969), alors avec sa propre rotation le faisceau radio balaie l'espace. Si ce faisceau croise la ligne de visée de l'observateur, on reçoit alors des impulsions régulières, comme celles d'un 'phare au bord de la mer'. Quand on observe le rayonnement d'une étoile à neutrons, on parle alors de pulsar.

Plus de quarante ans après la découverte fortuite du premier pulsar (Hewish et al. 1968), on en dénombre aujourd'hui environ 1800², la plupart découverts en radio.

1.1.2 Pulsars normaux et pulsars millisecondes

La figure 1.1 représente la dérivée de la période, $\dot{P}$, en fonction de la période P pour la population de pulsars connus. On peut aisément distinguer le regroupement des pulsars en deux populations principales. Les pulsars dits normaux qui représentent $\sim 95\%$ de la population totale se trouvent dans le coin supérieur droit avec $10 \text{ ms} \lesssim P \lesssim 10 \text{ s}$. Les pulsars millisecondes, appelés ainsi à cause de leur très faible période de rotation se trouvent dans le coin inférieur droit avec $1 \text{ ms} \lesssim P \lesssim 10 \text{ ms}$.

2. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

Le scénario standard de formation et d'évolution des pulsars doit son origine en partie à deux grandes découvertes.

- Hulse & Taylor (1975) observèrent le premier pulsar binaire, dont le compagnon dans ce cas s'avère être aussi une étoile à neutrons.
- En 1982, Backer et al. (1982) découvrirent le pulsar le plus rapide alors, avec une période de rotation de seulement 0.001558 s ! Dans un premier temps, on interpréta sa faible période comme étant le signe d'un pulsar très jeune. Mais rapidement, on mesura le très faible accroissement de sa période de rotation étant de $1.2 \times 10^{-19} \text{ s s}^{-1}$, caractéristique d'un pulsar âgé.

Le scénario est le suivant : Un pulsar est une étoile à neutrons dont le rayonnement radio est observé. Les étoiles à neutrons se forment suite à l'explosion d'étoiles de masse supérieure à $8 M_{\odot}$. Quand l'étoile se trouve en fin de vie, c'est à dire à court d'éléments légers (H, He, O), elle ne peut plus produire suffisamment de réactions thermonucléaires pour équilibrer la force de gravitation. L'étoile s'effondre ainsi sous son propre poids jusqu'à ce que la pression de dégénérescence des neutrons n'arrête cette contraction. Le cœur formé est une étoile à neutrons en rotation rapide avec un rayon $R \sim 10 \text{ km}$ pour une masse $M \sim 1.4 M_{\odot}$ et dotée d'un fort champ magnétique ($B \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ G}$). On explique la rotation rapide et les grandes valeur de B par conservation du moment angulaire et du champ magnétique lors de l'effondrement de l'étoile progénitrice.

Après l'explosion d'une étoile en supernova, à un taux d'environ 2 par siècle (van den Bergh & McClure 1994; Keane & Kramer 2008), les pulsars naissent avec une période de quelques dizaines à quelques centaines de millisecondes (Gotthelf & Halpern 2007). A cause de leur fort champ magnétique, leur période décroît rapidement, et la position des pulsars dans la figure 1.1 suit les lignes isomagnétiques, jusqu'à atteindre la ligne de mort au bout de plusieurs millions d'années. Là, la création de paires electron-positron s'arrête et n'ayant plus de particules chargées en mouvement le long des lignes de champ, le faisceau radio du pulsar s'éteint (Chen & Ruderman 1993). Cependant, si le pulsar est membre d'un système binaire et que l'orbite n'a pas été cassée par la première supernova, ce pulsar pourra être réactivé ou 'recyclé'.

Si le pulsar a une étoile compagnon plus légère (et qui évolue donc plus lentement),

quand elle atteint le stade de géante rouge, ces couches externes peuvent dépasser le lobe de Roche. Il se produit alors un transfert de matière et de moment angulaire du compagnon vers le pulsar, ce qui permet de réaccélérer le pulsar jusqu'à des périodes de quelques millisecondes (en bas à gauche de la figure 1.1), mais aussi de réactiver l'émission radio. Durant ce transfert, le système est visible en rayonnement X (Alpar et al. 1982) et le champ magnétique du pulsar diminue en intensité par un facteur 100 à 10 000 (Camilo et al. 1994).

Cette hypothèse est confortée par le fait que la majorité des pulsars millisecondes fait partie d'un système binaire, les autres ayant probablement perdu leur compagnon suite à la supernova résultant de l'évolution du compagnon. De plus, une nouvelle preuve vient étayer ce scénario. Pour la première fois, un pulsar est observé à la fois en radio et en X dans un système avec son disque d'accrétion (Archibald et al. 2009).

1.2 Observations multi-longueurs d'onde

Sur les 1800 pulsars connus actuellement, la très grande majorité n'a été détectée que dans le domaine radio. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire les processus d'émission à haute énergie, les deux principaux étant le modèle de la calotte polaire (Daugherty & Harding 1996) et le modèle de la cavité externe (Cheng et al. 1986). Cependant, il n'est toujours pas admis, 40 ans après la découverte des pulsars, lequel de ces modèles décrit le mieux les processus d'émission.

Ces deux modèles présentent des différences qui pourraient permettre de rejeter soit l'un soit l'autre, la plus importante étant la forme de la cassure spectrale à haute énergie. Le modèle de la calotte polaire prédit une cassure très nette au-dessus de quelques GeV tandis que le modèle de la cavité externe prédit une cassure plus douce qui s'étend jusqu'aux dizaines de GeV. Une autre différence tient dans la géométrie de l'émission gamma comparée à l'émission radio (Abdo et al. 2009).

L'observation multi-longueurs d'onde nous permettra ainsi de mieux comprendre les mécanismes physiques qui accélèrent les particules chargées et les processus qui produisent les radiations pulsées.

Cependant, le suivi des pulsars à haute énergie est problématique car les photons

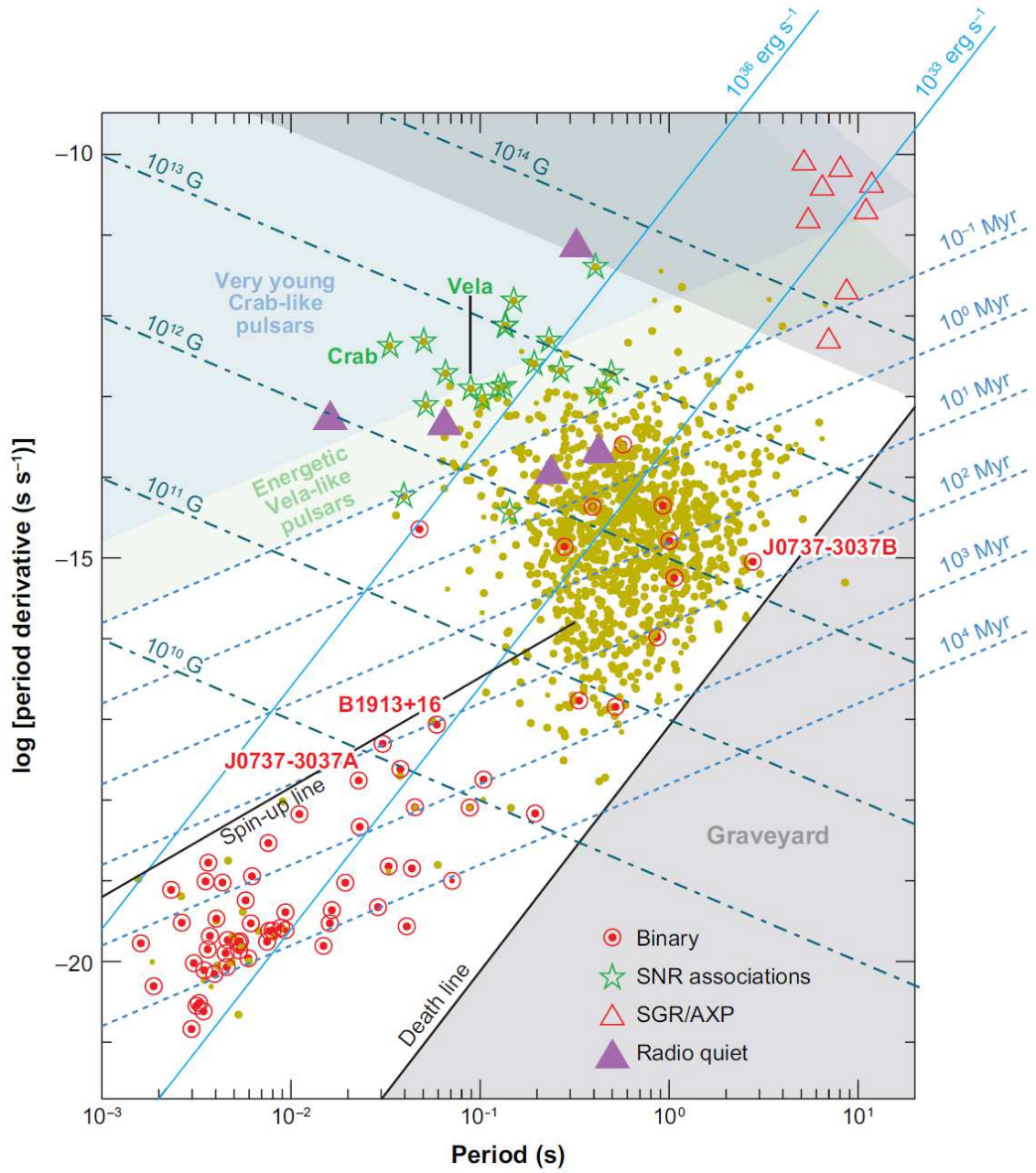


FIGURE 1.1: Diagramme $P-\dot{P}$ pour la population de pulsar actuelle. Les points représentent les pulsars isolés et les points encerclés les pulsars binaires. Les points avec une étoile sont des pulsars associés à un reste de supernova. La ligne de mort représente la limite où l'émission radio des pulsars doit s'arrêter (Chen & Ruderman 1993). La ligne de réaccélération représente la limite en période des pulsars millisecondes après avoir été recyclé par une étoile compagnon (Bhattacharya & van den Heuvel 1991). Figure de Kramer & Stairs (2008)

gamma se font très rares. Par exemple, l'instrument LAT (Large Area Telescope) à bord du satellite Fermi ne capture qu'un photon gamma en provenance du pulsar du Crabe toutes les 500 rotations, qui est pourtant un des objets les plus brillants. Pour les pulsars les plus faibles, seul l'intégration de plusieurs années de données gamma permettra d'obtenir des phasogrammes et des mesures du profil spectral. La phase rotationnelle de chaque photon gamma doit ainsi être calculée avec les éphémérides obtenues par le suivi radio, pour être correctement empilée et former ainsi une courbe de lumière, obtenir des statistiques et un spectre. L'observation concomitante des pulsars radio joue donc un rôle de premier plan ici. De plus, les meilleurs candidats pulsars en gamma sont les pulsars jeunes et instables, qui souffrent de 'glitches' (faible augmentation instantanée de la période) et de bruit de chronométrage et qui doivent donc être suivis de manière régulière pendant la durée de la mission Fermi (Smith et al. 2008).

1.3 Chronométrie pulsar

La chronométrie pulsar consiste à modéliser un ensemble de temps d'arrivées (TOAs) à une éphéméride de pulsar. La différence entre les temps d'arrivées prédits par l'éphéméride et les temps d'arrivées mesurés aux télescopes est appelée **résidus de temps d'arrivées**. Si ces résidus ne présentent aucune signature, alors le modèle peut être considéré comme complet. Sinon, une analyse plus poussée est nécessaire et de nouveaux effets physiques doivent être pris en compte, dans ou hors du modèle.

La chronométrie pulsar a notamment permis la première détection indirecte des ondes gravitationnelles par Taylor & Weisberg (1982), la découverte de la toute première exoplanète en orbite autour d'un pulsar (Wolszczan & Frail 1992) et les tests les plus précis sur la Relativité Générale à ce jour (Kramer et al. 2006). Dans les paragraphes suivants, je présente comment sont obtenus les TOAs et détaille les modèles de chronométrage.

1.3.1 Détermination de temps d'arrivées

La détermination des temps d'arrivées (TOAs) se fait à partir des profils moyens observés de l'impulsion d'un pulsar qui correspondent à des coupes dans le faisceau d'émission

continu balayant l'observateur. L'instrumentation et les méthodes pour obtenir les meilleurs profils de pulsar sont décrits au chapitre 2. Brièvement, je rappelle que chaque profil moyen est obtenu par intégration des données à la période apparente instantanée P_{inst} du pulsar sur quelques minutes typiquement. L'heure précise du début de l'observation t_{start} est projetée au milieu de l'observation en ajoutant un nombre entier de périodes : $t_{mid} = t_{start} + N \times P_{inst}$. La phase rotationnelle ϕ_{init} correspondant au premier échantillon reçu et P_{inst} sont aussi enregistrés.

Les TOAs sont déterminés de façon précise par une méthode de cross-corrélation entre un profil de référence et un ensemble d'observations. Décrite par Taylor (1992), cette méthode consiste à minimiser dans le domaine de Fourier les différences entre un profil observé $P(t)$ et un profil de référence $T(t)$, en supposant que $P(t)$ peut s'écrire :

$$P(t) = a + b \times T(t - \Delta\phi_{off}) + N(t), \quad (1.1)$$

avec a le décalage de la ligne de base, b un facteur d'échelle, $N(t)$ du bruit gaussien et $0 \leq t \leq P$. $\Delta\phi_{off}$ est le décalage en phase entre le profil de référence tourné à la phase zéro dans le spectre de Fourier et le profil observationnel.

Ce décalage en phase est converti en décalage temporel en utilisant la période apparente instantanée du pulsar P_{inst} . Le premier point du profil moyen observé ne correspond pas forcément au début de l'observation. On retranche donc la phase rotationnelle initiale ϕ_{init} (soit la phase du pulsar au début de l'observation) convertie en temps, toujours avec P_{inst} . Cette différence est ajoutée à la date précise du début de l'observation pour former le temps d'arrivée de l'impulsion (TOA), voir figure 1.2.

Le TOA s'obtient donc comme :

$$\text{TOA} = t_{mid} + P_{inst} \times (\Delta\phi_{off} - \phi_{init}) \quad (1.2)$$

L'incertitude sur le TOA n'est limitée que par le rapport signal sur bruit (SNR) des deux profils. Pour diminuer au mieux cette incertitude, on peut construire des profils de référence en utilisant des fonctions analytiques (Kramer et al. 1994; Lommen 2001) ou en réalignant proprement et intégrant les observations sur des dizaines d'heures, le bruit du

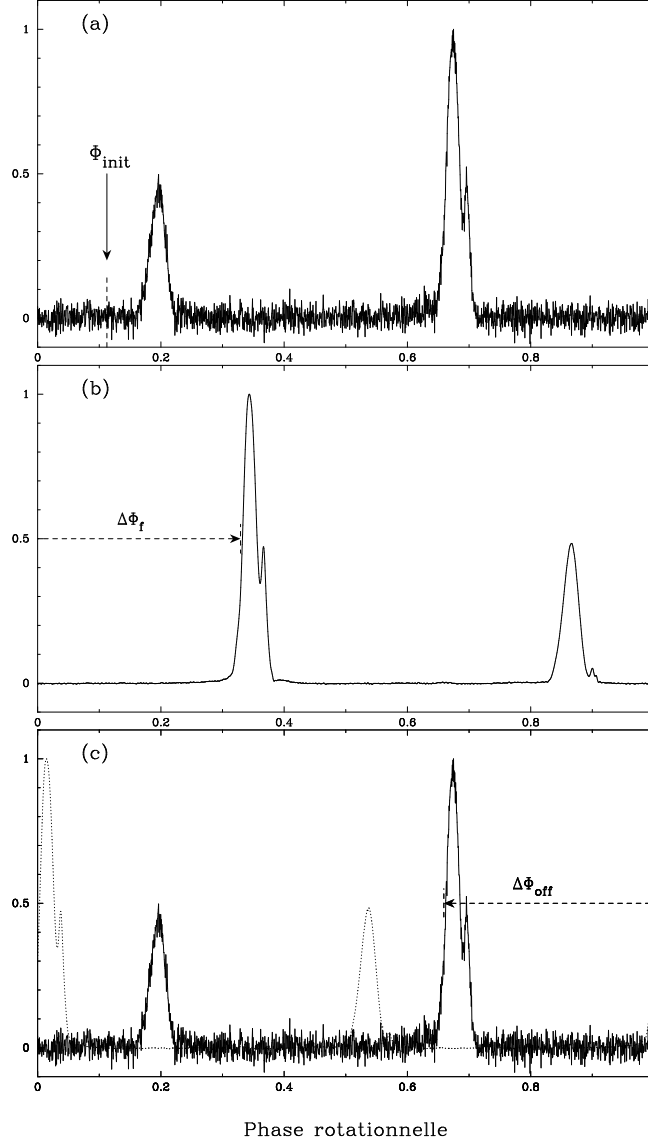


FIGURE 1.2: a) Profil de PSR B1937+21 observé à 1.4 GHz à Nançay et intégré sur une heure avec $N_{pts} = 2048$ points de résolution. Le premier élément du profil ne correspond pas forcément au début de l'observation. C'est la phase initiale ϕ_{init} qui correspond à la phase rotationnelle du début précis de l'observation. b) Profil de référence avec un grand rapport signal sur bruit, intégré sur des dizaines d'heures d'observation. Ce profil est tourné de $\Delta\Phi_f$ pour que le 1^{er} élément du profil soit à la phase zéro dans le spectre de Fourier. c) La différence de phase entre le profil de référence et le profil observationnel $\Delta\phi_{off}$ est mesurée pour construire le TOA.

profil étant proportionnel à la racine carrée du temps d'intégration.

Le résultat final de la détermination du TOA peut être affiché sous la forme suivante :

f 1909-3744 1336.000 54654.97433192236010058 0.5870

La première colonne donne le site d'observation où ce temps d'arrivée a été mesuré (ici **f** correspond au Radiotélescope de Nançay), la deuxième colonne indique la source observée. Le troisième nombre correspond à la fréquence d'observation f_{obs} à laquelle a été dédispersée l'observation qui a donné le TOA, le quatrième nombre est le temps d'arrivée exprimé en jour julien modifié (MJD) et l'incertitude du TOA en microsecondes est indiquée en dernière colonne. A cause de la dispersion dont je reparlerais plus loin, la mesure du temps d'arrivée reste toujours indissociable de la fréquence et du site d'observation.

1.3.2 Le modèle de chronométrage

Le modèle d'analyse des temps d'arrivées inclut différents paramètres pour prendre en compte l'évolution de la rotation du pulsar, la transformation des TOAs mesurés à l'observatoire afin d'être ramenés au barycentre du Système Solaire, la traversée du milieu interstellaire ainsi que la transformation du référentiel du pulsar au centre de masse du système, si celui-ci fait partie d'un système binaire. Les paramètres du pulsar doivent être ajustés pour pouvoir numérotter correctement les TOAs des impulsions et ainsi les connecter en phase.

Modèle de rotation du pulsar Pour modéliser la rotation de l'étoile et le ralentissement observé, on décompose en série de Taylor dans le référentiel du pulsar sa phase rotationnelle $\phi(t)$, représentée en cycles :

$$\phi(t) = \phi(0) + \nu t + \frac{1}{2!} \dot{\nu} t^2 + \frac{1}{3!} \ddot{\nu} t^3 + \dots, \quad (1.3)$$

avec t le temps propre du pulsar et ν la fréquence de rotation du pulsar. ν et $\dot{\nu}$ sont mesurables pour tous les pulsars, mais $\ddot{\nu}$ ne l'est que généralement que pour les pulsars jeunes et instables.

En assimilant le pulsar à un dipôle en rotation rapide, la théorie de l'électromagnétisme prédit une perte d'énergie par radiation ce qui explique en grande partie le ralentissement de l'étoile. Avec les mesures de la période et de sa dérivée par chronométrie, on peut calculer l'âge caractéristique τ_c d'un pulsar non recyclé (voir Lyne & Smith (2004) pour plus de détails) :

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}}, \quad (1.4)$$

ainsi qu'une estimation du champ magnétique B à la surface de l'étoile :

$$B = 3.2 \times 10^{19} P^{1/2} \dot{P}^{1/2}. \quad (1.5)$$

Transformation au barycentre du Système Solaire Le référentiel de l'observatoire est un référentiel qui se déplace par rapport aux étoiles, autour du barycentre du Système Solaire (SSB). La première étape est donc de transformer les temps d'arrivées mesurés au télescope (en passant par les TOAs topocentriques t_{topo} déterminés par la méthode présentée au paragraphe §1.3.1) au SSB, un référentiel inertiel en bonne approximation. On parle alors de TOAs barycentriques, t_{SSB} , et cette transformation s'écrit :

$$t_{SSB} = t_{topo} - \Delta D / f_{obs}^2 + \Delta_{R\odot} + \Delta_{\pi} + \Delta_{S\odot} + \Delta_{E\odot}. \quad (1.6)$$

$\Delta D / f_{obs}^2$ est la correction due à la dispersion (présentée au chapitre 2) pour ramener le TOA observé d'une fréquence f_{obs} à une fréquence infinie et $\Delta D = k \times \text{DM}$ avec la constante de dispersion k et le DM définis équations 2.7-2.8.

Le délai Römer $\Delta_{R\odot}$ est le temps de propagation mis par les ondes entre l'observatoire et le barycentre du Système Solaire. Il se décompose en plusieurs vecteurs : de l'observatoire au centre du géoïde, puis au barycentre du système Terre-Lune, pour finalement atteindre le barycentre du Système Solaire.

Le délai Δ_{π} représente la courbure du front d'onde mesuré pour différentes positions de la Terre sur son orbite autour du Soleil.

Le délai Shapiro $\Delta_{S\odot}$ correspond au retard dû à la courbure de l'espace-temps près des objets massifs du Système Solaire, principalement le Soleil, puis Jupiter.

Le délai Einstein $\Delta_{E\odot}$ combine le décalage gravitationnel vers le rouge et les effets de dilatation temporels causés par les objets du Système Solaire.

Paramètres binaires L'observation des pulsars binaires montre des variations périodiques dans les résidus de temps d'arrivées. Le modèle précédent doit bien sûr être complété par le mouvement du pulsar autour du centre de masse du système. Un minimum de cinq paramètres Kepleriens est nécessaire pour complètement décrire l'orbite :

La période orbitale P_b , l'excentricité e , le temps de passage au périastre T_0 , la longitude du périastre ω et le demi-grand axe projeté sur le plan du ciel $x \equiv (a_1 \sin i)/c$. Les paramètres a_1 et i représentent respectivement le demi-grand axe et l'angle d'inclinaison du système (un système vu par la tranche correspond à un angle $i = 90^\circ$)

Cette description est suffisante pour les systèmes orbitaux où les effets relativistes peuvent être ignorés. Cependant, pour les pulsars en orbite serrée (autour d'une naine blanche ou d'une autre étoile à neutrons), l'orbite doit être corrigée avec les paramètres 'Post-Kepleriens' (PK) (Damour & Deruelle 1986).

L'équation 1.6 devient donc

$$t_{SSB} = t_{topo} - \Delta D/f^2 + \Delta_{R\odot} + \Delta_{S\odot} + \Delta_{E\odot} + \Delta_R + \Delta_S + \Delta_E + \Delta_A \quad (1.7)$$

Les termes Δ_R , Δ_S , Δ_E et Δ_A représentent respectivement les délais Römer, Einstein, Shapiro ainsi que l'aberration due au mouvement orbital du pulsar. Damour & Deruelle (1986) ont décrit de manière indépendante de toute théorie de la Gravitation le problème à deux corps à l'ordre v/c . Cette approche correspond au modèle binaire DD incorporé dans **TEMPO** (un programme d'analyse des données de chronométrage pulsar qui est présenté au paragraphe suivant), et dans ce modèle les délais orbitaux s'écrivent :

$$\Delta_R = x \sin \omega [\cos u - e(1 + \delta_r)] + x \cos \omega \sin u [1 - e^2(1 + \delta_\theta)^2]^{1/2}, \quad (1.8)$$

$$\Delta_E = \gamma \sin u, \quad (1.9)$$

$$\Delta_S = -2r \ln \left\{ 1 - e \cos u - s \left[\sin \omega (\cos u - e) + \cos \omega \sin u (1 - e^2)^{1/2} \right] \right\} \quad (1.10)$$

$$\Delta_A = A \{ \sin(\omega + A_e(u)) + e \sin \omega \} + B \{ \cos(\omega + A_e(u)) + e \cos \omega \}, \quad (1.11)$$

avec l'anomalie excentrique, u , l'anomalie vraie, $A_e(u)$, définies entre 0 et 2π :

$$u - e \sin u = 2\pi \left[\left(\frac{T - T_0}{P_b} \right) - \frac{\dot{P}_b}{2} \left(\frac{T - T_0}{P_b} \right)^2 \right], \quad (1.12)$$

$$A_e(u) = 2 \arctan \left[\left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2} \tan \frac{u}{2} \right]. \quad (1.13)$$

On a aussi :

$$\omega = \omega_0 + \frac{\dot{\omega} P_b}{2\pi} A_e(u), \quad (1.14)$$

$$x = x_0 + \dot{x}(T - T_0), \quad (1.15)$$

$$e = e_0 + \dot{e}(T - T_0). \quad (1.16)$$

Ces équations contiennent un total de 11 paramètres Post-Kepleriens dont 8 sont mesurables séparément : $\dot{\omega}$, l'avance du périastre ; γ , la combinaison du décalage gravitationnel vers le rouge avec les effets de dilatation temporelle ; $\dot{P}_b$, la dérivée de la période orbitale ; r et s , les paramètres de l'effet Shapiro pour 'range' et 'shape' ; $\dot{e}$ et $\dot{x}$ les dérivées respectives de l'excentricité et du demi-grand axe. Un seul des deux paramètres de correction de la forme orbitale, δ_θ , peut être mesuré de manière séparée des autres paramètres. Dans le cadre de la Relativité Générale, les paramètres Post-Kepleriens s'écrivent :

$$\dot{\omega} = 3T_\odot^{2/3} n^{5/3} \frac{1}{1-e^2} M^{2/3} \quad (1.17)$$

$$\gamma = T_\odot^{2/3} n^{-1/3} e \frac{m_c(m_p + 2m_c)}{M^{4/3}} \quad (1.18)$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} T_\odot^{5/3} n^{5/3} f(e) \frac{m_p m_c}{M^{1/3}} \quad (1.19)$$

$$r = T_\odot m_c \quad (1.20)$$

$$s \equiv \sin i = T_\odot^{-1/3} n^{2/3} x \frac{M^{2/3}}{m_c} \quad (1.21)$$

$$\delta_r = T_\odot^{2/3} n^{2/3} \frac{3m_p^2 + 6m_p m_c + 2m_c^2}{M^{4/3}} \quad (1.22)$$

$$\delta_\theta = T_\odot^{2/3} n^{2/3} \frac{\frac{7}{2}m_p^2 + 6m_p m_c + 2m_c^2}{M^{4/3}} \quad (1.23)$$

avec

$$f(e) = \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right)(1 - e^2)^{-7/2} \quad (1.24)$$

$$n = \frac{2\pi}{P_b} \quad (1.25)$$

$$M = m_p + m_c \quad (1.26)$$

$$T_\odot = \frac{GM_\odot}{c^3} = 4.925490947us \quad (1.27)$$

et ne dépendent que de deux paramètres (en plus des paramètres kepleriens), les masses m_p et m_c , respectivement les masses du pulsar et de son compagnon. Toute théorie de la Gravitation doit pouvoir exprimer ces paramètres en fonction de ces deux seules masses. Ainsi, la mesure de 2 paramètres PK permet de mesurer les deux masses du système. La mesure de $2 + N$ paramètres PK permet N tests sur la théorie de la Gravitation. En traçant les valeurs de ces paramètres dans un diagramme m_p - m_c , toute théorie valable de la Gravitation doit vérifier que tous les paramètres s'intersectent en un même point, les deux masses du système. Un exemple d'application est donné avec le pulsar J0737–3039A figure 4.5.

Il faut toutefois noter que les paramètres kepleriens peuvent déjà mettre des contraintes sur la masse du pulsar et de son compagnon à travers la fonction de masse qui dépend du demi-grand axe projeté et de la période orbitale :

$$f(m_p, m_c) = \frac{(m_c \sin i)^3}{M^2} = n^2 \frac{x^3}{T_\odot} \quad (1.28)$$

1.3.3 TEMPO

Ce programme ³ a été écrit dans les années 1970 par Joe Taylor et Dick Manchester. Le principe est assez simple. Ce programme prend en entrée un fichier de TOAs ainsi qu'un fichier de paramètres initiaux et minimise au sens des moindres carrés la différence entre les TOAs mesurés au Radiotélescope et des TOAs prédits par le modèle. Il en ressort des paramètres améliorés. Les TOAs sont numérotés de façon très précise à partir d'un paramètre

3. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo/>

appelé **PEPOCH**. La différence entre le TOA entier prédit le plus proche et le TOA mesuré est appelé **residu de temps d'arrivées**, mesuré en unité de temps.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\phi(t_i) - n_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (1.29)$$

avec n_i le numéro de pulse entier le plus proche du temps t_i , σ_i l'incertitude sur le TOA et N le nombre total de TOAs.

Des paramètres incomplets ou incorrects ont pour résultat des systématismes dans les résidus de temps d'arrivées, montrés figure 1.3.

Une version plus récente **TEMPO2**⁴ a récemment été développée par Hobbs et al. (2006). Notamment, un ensemble de plugins peut se rajouter au cœur du système pour facilement ajouter des fonctionnalités au programme. Plus important, cette version incorpore des améliorations sur le modèle de propagation pour permettre d'atteindre une précision inférieure à 1 ns, mis à part pour les pulsars binaires relativistes (Edwards et al. 2006), et qui est à comparer aux 100 ns de précision pour **TEMPO**. Cette amélioration est indispensable dans le cadre de la détection d'ondes gravitationnelles et les données utilisées dans cette thèse seront analysées avec ce logiciel.

1.4 Fond d'ondes gravitationnelles

Dans la Relativité Générale d'Einstein, la gravité est le résultat de la courbure de l'espace-temps, cette courbure étant due à la présence d'objets massifs. Des objets en accélération provoquent des perturbations de l'espace-temps connues sous le nom d'ondes gravitationnelles et qui se propagent à la vitesse de la lumière.

Les ondes gravitationnelles sont des perturbations de l'espace-temps prédites par la théorie de la Relativité Générale d'Einstein. La seule preuve expérimentale et indirecte de l'existence de ces ondes gravitationnelles vient de l'observation du pulsar binaire B1913+16, découvert par Hulse & Taylor (1974). L'orbite du système rétrécit au taux prédit par la Relativité Générale à cause de la perte d'énergie du système, due à l'émission d'ondes gravitationnelles (Taylor & Weisberg 1982).

4. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo2/>

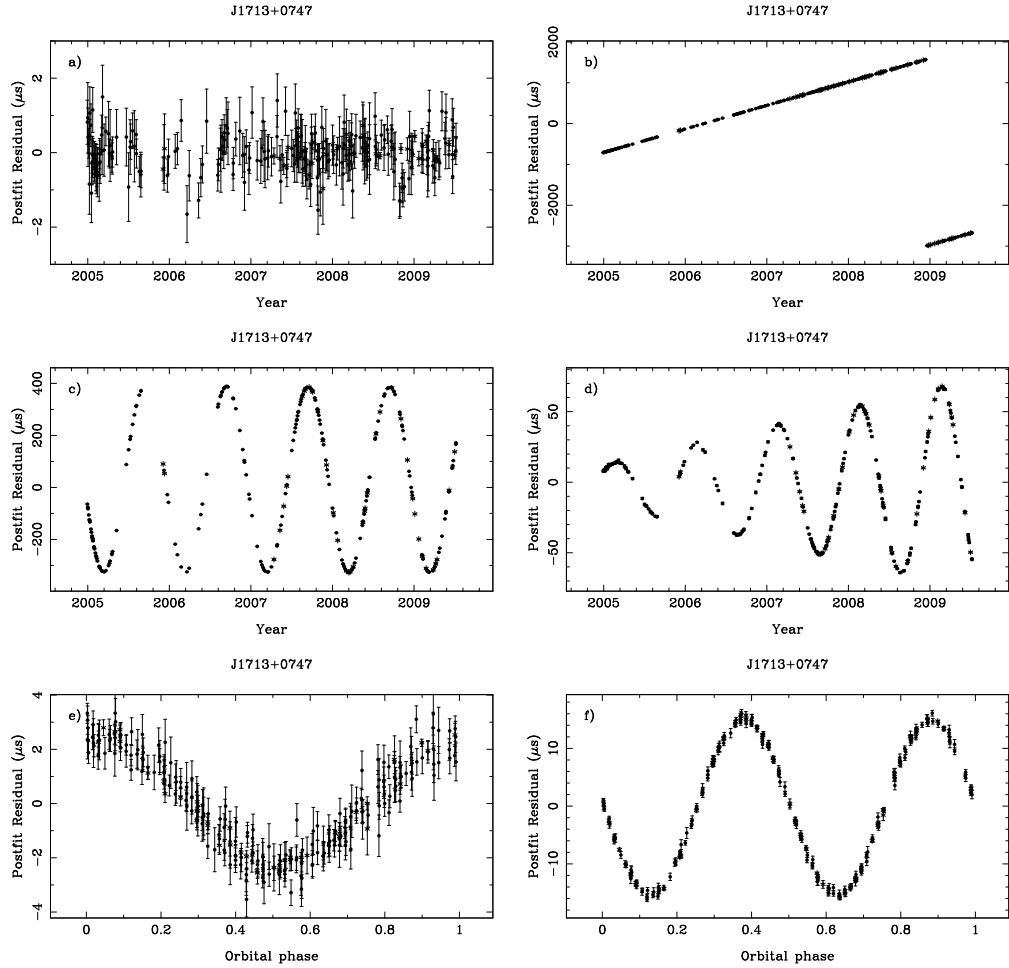


FIGURE 1.3: Résidus de chronométrage pour le pulsar binaire J1713+0747 de période 4.57 ms. a) Un modèle complet a pour résultat une distribution gaussienne des TOAs. b) Une erreur sur la période entraine une variation linéaire des résidus. Dans cet exemple, l'erreur est si importante que les TOAs ne sont plus correctement numérotés à partir de 2009. c) Une mauvaise détermination de la position a pour signature une sinusoïde annuelle. d) Le mouvement propre se caractérise aussi par une sinusoïde annuelle mais dont l'amplitude augmente avec le temps. e) La période orbitale a une signature sinusoïdale en fonction de la phase orbitale et l'excentricité, une double sinusoïde montrée figure f).

L'idée de détecter les ondes gravitationnelles très basse fréquence ($f \sim 10^{-9}$ Hz) par chronométrie pulsar revient à Sazhin (1978) et Detweiler (1979) qui fut le premier à mettre une limite sur le fond d'ondes gravitationnelles stochastique.

Plus tard, Hellings & Downs (1983) ont mis en avant que les ondes gravitationnelles créent des corrélations dans la chronométrie d'un ensemble de pulsars (PTA, Pulsar Timing Array). Plusieurs sources de corrélations sont attendues dans les résidus de temps d'arrivées.

1. Les erreurs dues aux horloges des observatoires utilisées pour enregistrer les temps d'arrivées. Cette erreur affecte tous les pulsars de la même manière. C'est une erreur de type monopôle.
2. Des erreurs dans les éphémérides du Système Solaire provoqueraient une signature bipolaire.
3. L'effet dû au fond d'ondes gravitationnelles induit lui une signature de type quadrupôle.

Récemment, Jenet et al. (2005) ont montré que le chronométrage de 20 pulsars millisecondes avec une précision de 100 ns sur une période de 5 ans suffirait à détecter ce fond d'ondes gravitationnelles. Pour atteindre cet objectif de détection des ondes gravitationnelles, le Radiotélescope de Nançay est membre de l'EPTA (European Pulsar Timing Array), un regroupement de 5 observatoires radio européens. Je fais partie de cette collaboration qui se donne pour but l'échange de données et d'étudiants (Janssen et al. 2008). D'autres collaborations existent de par le monde comme le PPTA (Radiotélescope de Parkes, Australie) et NanoGrav (Green Bank et Arecibo, US).

1.5 Description de la thèse

Dans cette introduction, j'ai décrit brièvement les pulsars ainsi que la manière dont sont obtenus les temps d'arrivées à partir des profils moyens d'impulsions. J'ai aussi montré les principes de l'analyse des temps d'arrivées, appelée la chronométrie pulsar. Au Chapitre 2, consacré à l'instrumentation, je décris toute la chaîne d'acquisition du Radiotélescope et notamment la nouvelle génération du dédisperseur cohérent BON à base de GPUs. J'y détaille aussi deux nouveaux modes d'observation que j'ai mis en place : un mode filterbank et un mode spectromètre. Dans le Chapitre 3, dévoué à la recherche de nouveaux pulsars, je

présente le retraitement complet des données du sondage Foster entrepris à la fin des années 90 à Nançay ainsi que les premières observations du nouveau mode filterbank. L'analyse des deux systèmes pulsars les plus relativistes est décrite au Chapitre 4, avec en particulier l'étude de la précession géodétique sur PSR J1906+0746. Les résultats de chronométrage des vingt meilleurs pulsars millisecondes observés à Nançay sont exposés Chapitre 5.

Chapitre 2

Instrumentation

L’observation des pulsars est un domaine qui nécessite les meilleurs instruments possibles : de grands radiotélescopes car les pulsars sont généralement des sources très faibles, avec une très grande résolution temporelle pour atteindre la meilleure chronométrie possible et une bonne résolution fréquentielle pour combattre les effets du milieu interstellaire, notamment la dispersion. Dans ce chapitre, je commencerai par introduire les effets de la dispersion, puis je présenterai deux approches pour s’affranchir de ces effets. Je me focaliserai sur la méthode dite cohérente et je décrirai l’implémentation que j’ai réalisée au Radiotélescope de Nançay, avec l’utilisation notamment des cartes graphiques de commerce (GPU) comme moyen de calcul intensif. Je présenterai aussi deux autres modes d’observation : un mode filterbank pour un programme de recherche de nouveaux pulsars (voir Chapitre 3) ainsi qu’un spectromètre à haute résolution fréquentielle.

2.1 Le Radiotélescope de Nançay

Le Radiotélescope de Nançay dans le Cher fut inauguré en 1965. D’une architecture de type Kraus (voir figure 2.1), ce radiotélescope de type méridien a une surface collectrice équivalente à celle d’une parabole de 94 m de diamètre et reste encore le quatrième plus grand instrument au monde dans cette gamme de fréquence. Il consiste en un miroir plan (du grillage de maille 12.5 mm) de 200 m $\times$ 40 m dont on peut changer l’inclinaison pour pointer jusqu’à une déclinaison $\delta \gtrsim -40^\circ$. Les ondes réfléchies par ce miroir plan sont envoyées 460

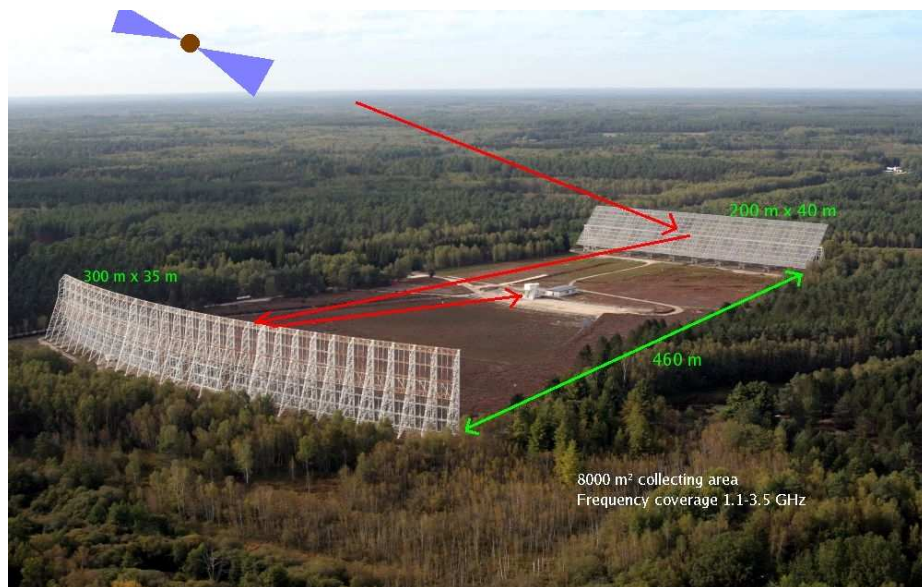


FIGURE 2.1: Photo du Radiotélescope de Nançay et représentation schématique du trajet optiques des ondes radio.

m plus loin vers un miroir de forme sphérique de $300\text{ m} \times 35\text{ m}$. Les ondes sont concentrées vers le chariot focal qui se déplace sur une voie ferrée de 100 m de long pour compenser la rotation de la Terre et permettre des observations jusqu'à 1 h environ.

Le programme de chronométrie des pulsars a débuté fin 1988 avec le suivi de seulement deux objets, PSR B1937+21 et PSR B1821–24 pour l'étude du milieu interstellaire.

Le Radiotélescope fut rénové de 1995 à 2000. Le chariot fut notamment remplacé. Il est désormais moins sensible au rayonnement parasite et intègre deux nouveaux récepteurs qui permettent respectivement une couverture de 1.1 GHz à 1.8 GHz (bande L) et de 1.7 GHz à 3.5 GHz (bande S) avec une bande passante maximum de 400 MHz et une température système, T_{sys} , de 35 K au lieu de 50 K pour l'ancien système.

Je décris ici le schéma hétérodyne du Radiotélescope de Nançay, présenté figure 2.2. Les récepteurs fournissent chacun deux polarisations linéaires, E et W. Les polarisations passent à travers les filtres HF voulus et le choix de la bande est assuré par les commutateurs. Les deux polarisations choisies sont ensuite mélangées à l'OLHF1 pour être montées en fréquence et pouvoir passer par l'hybride qui forme les polarisations circulaires G et D. Les

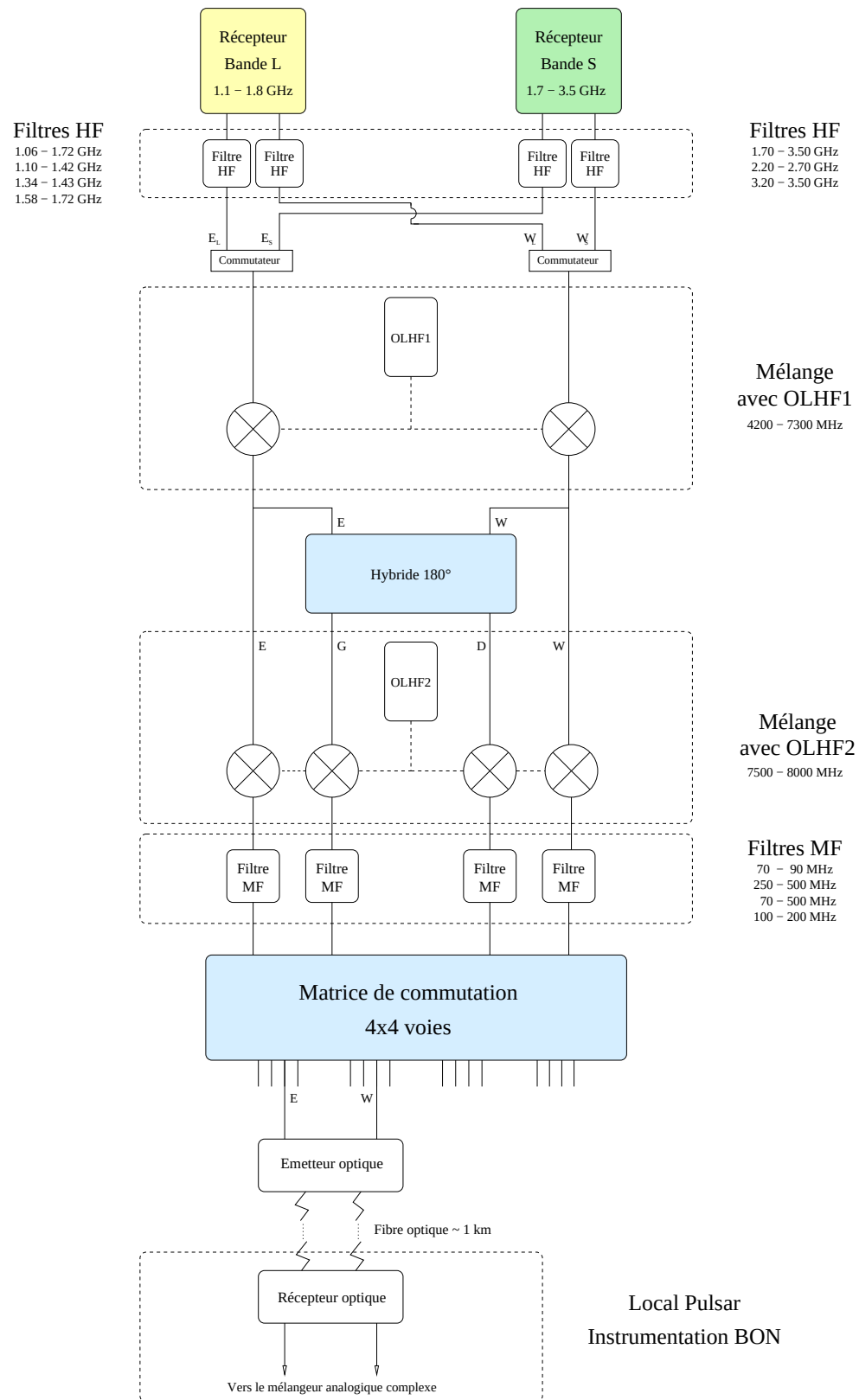


FIGURE 2.2: Chaîne hétérodyne du Radiotélescope de Nançay et connection de l'instrumentation pulsar.

4 polarisations sont mélangées à l'OLHF2 pour être ramenées à basse fréquence, passent par les filtres MF avant d'entrer dans la matrice de commutation. Cette matrice possède 4 sorties différentes à 4 voies. Deux voies, pour E et W, sont transmises par liaison fibre optique au local pulsar, situé à 1 km, avant d'être reconverties en signal analogique. Dans le cas des observations pulsar, le filtre MF est choisi pour laisser passer le signal utile entre 70 et 500 MHz.

2.2 La dispersion par le milieu interstellaire

2.2.1 Propagation des ondes dans un milieu ionisé

Le milieu interstellaire, constitué d'un gaz ténu et ionisé avec une densité électronique $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$, introduit un retard dispersif dans la propagation des ondes radio qui est fonction de leur fréquence. Ce phénomène de dispersion par le milieu interstellaire fut identifié dès la découverte du premier pulsar par Hewish et al. (1968).

La relation de dispersion décrit le comportement des ondes radio dans ce plasma et s'écrit

$$f^2 = c^2 k^2 + f_p^2 \quad (2.1)$$

Elle montre que le vecteur d'onde $\mathbf{k}$ s'annule pour une fréquence f égale à la fréquence plasma f_p et que l'onde ne se propage plus dans le plasma si sa fréquence est inférieure à la fréquence plasma. Ici, c représente la vitesse de la lumière.

La fréquence plasma f_p en unités SI est définie comme :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.2)$$

avec n_e la densité électronique, e et m_e étant la charge et la masse de l'électron et ε_0 la permittivité diélectrique du vide.

Ces ondes qui traversent le milieu ionisé ont une vitesse de groupe v_g différente de la vitesse de la lumière c . Cette vitesse v_g s'obtient par dérivation de l'équation 2.1 :

$$v_g = \frac{\partial f}{\partial k} = c \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Le temps de propagation T de ces ondes sur une distance d s'écrit :

$$T = \int_0^d \frac{1}{v_g} dx = \int_0^d \frac{1}{c} \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right)^{-1/2} dx \quad (2.4)$$

Pour le milieu interstellaire, $f_p \simeq 1.5$ kHz. Les pulsars sont généralement observés en radio à des fréquences f comprises entre ~ 100 MHz et ~ 10 GHz. On peut alors écrire que $f_p \ll f$ et donc $\left(1 - \frac{f_p^2}{f^2} \right)^{-1/2} \simeq \left(1 + \frac{f_p^2}{2f^2} \right)$. Le temps T devient

$$T \simeq \frac{d}{c} + \frac{1}{2f^2 c} \int_0^d f_p^2 dx = \frac{d}{c} + \frac{1}{f^2} \frac{e^2}{8\pi^2 c \varepsilon_0 m_e} \int_0^d n_e(x) dx \quad (2.5)$$

On peut reformuler ce temps T comme

$$T = \frac{d}{c} + k \times \frac{1}{f^2} \times \int_0^d n_e(x) dx, \quad (2.6)$$

avec la constante de dispersion k :

$$k = \frac{e^2}{8\pi^2 c \varepsilon_0 m_e} = 4.14879 \times 10^3 \text{ cm}^3 \text{ pc}^{-1} \text{ MHz} \quad (2.7)$$

2.2.2 La Mesure de Dispersion

On définit aussi le DM (ou Mesure de Dispersion) comme étant l'intégrale sur la ligne de visée Terre - pulsar de la densité d'électrons $n_e(x)$.

$$\text{DM} = \int_0^d n_e(x) dx \sim \langle n_e \rangle \times \text{Distance}. \quad (2.8)$$

Le terme de droite de l'équation 2.6 montre que les ondes de plus haute fréquence arrivent plus tôt que celles de basse fréquence et que cet effet est quadratique.

On peut aussi écrire le délai différentiel Δt en secondes entre deux fréquences f_1 et f_2 en MHz :

$$\Delta t \simeq k \times (f_1^{-2} - f_2^{-2}) \times \text{DM} \quad (2.9)$$

Avec $f = (f_1 + f_2)/2$ et $\Delta f = f_1 - f_2$, cette équation devient :

$$\Delta t \simeq 2 \times k \times \frac{\Delta f}{f^3} \times \text{DM} \quad (2.10)$$

Etant donné que les impulsions des pulsars sont étroites et rapprochées, la dispersion devient problématique quand on observe à basse fréquence ou des objets avec de grands DMs. Dans le plan de la Galaxie, on trouve des pulsars avec des valeurs de DM comprises entre 2 et 1500 pc cm⁻³. A titre d'exemple, pour le pulsar B1937+21 (période de 1.55 ms et un DM de 71 cm⁻³ pc), la dispersion dans une bande de 10 MHz centrée à 1.4 GHz est de $\Delta t = 2.15$ ms. L'impulsion est ainsi élargie sur plus d'une période de rotation, la rendant donc indétectable si le signal est intégré sur la bande sans compensation.

Pour combattre les effets de la dispersion, il existe deux principales méthodes :

- La méthode dite incohérente ou filterbank
- La dédispersion cohérente

2.3 Les techniques de dédispersion

2.3.1 Dédispersion incohérente

La méthode la plus simple pour réduire les effets de la dispersion consiste à diviser la bande totale d'observation Δf_{tot} en de multiples sous-bandes de largeur Δf_{sub} . Pour chacune de ces sous-bandes, le signal est détecté et le retard adéquat pour la fréquence d'observation et le DM du pulsar est appliqué suivant l'équation 2.6. Finalement, toutes les sous-bandes sont additionnées en fréquence. Bien que facile à mettre en œuvre, cette technique souffre cependant de quelques défauts :

- La dispersion n'est pas complètement enlevée. Bien que l'on augmente le nombre de canaux pour réduire au maximum la largeur des sous-bandes, il y a de la dispersion résiduelle δT (différentielle) à l'intérieur de chaque canal.
- Plus on réduit la largeur des sous-bandes pour réduire la dispersion résiduelle δT (en augmentant le nombre de canaux), plus leur résolution temporelle diminue, ce qui limite la précision sur les temps d'arrivée.
- A cause de la scintillation, le signal dans une sous-bande peut être partiellement présent dans le plan temps-fréquence. En fonction de la dispersion résiduelle dans cette sous-bande, le signal ne sera pas détecté au même instant, entraînant des erreurs sur les temps d'arrivée. Cet effet est illustré figure 2.3 et est bien plus

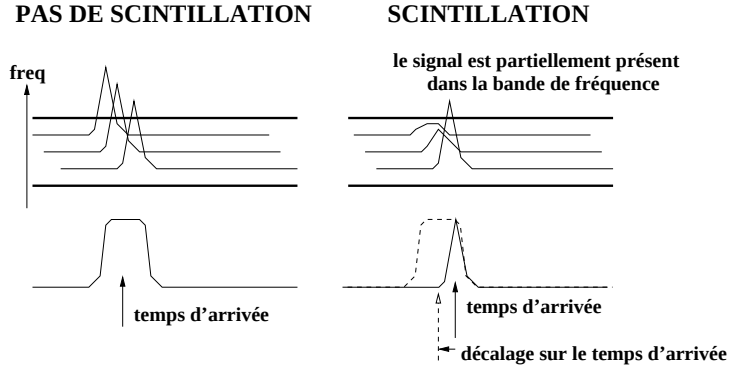


FIGURE 2.3: Dans le cas où il y a scintillation, le temps d'arrivée de l'impulsion détectée dans une sous-bande est décalé par rapport au cas où il n'y a pas de scintillation. Figure fournie par Ismaël Cognard.

dommageable que la dispersion elle-même pour la chronométrie de précision des pulsars millisecondes.

2.3.2 Dédispersion cohérente

Proposée par Hankins & Rickett (1975), la dédispersion cohérente permet de complètement s'affranchir des effets de la dispersion et de retrouver la véritable forme du signal à l'émission par le pulsar. Le principe est assez simple : on représente la dispersion par la fonction de transfert suivante ou filtre de dédispersion qui agit sur la phase du signal :

$$H(f_0 + f) = e^{+i \frac{2\pi k}{(f+f_0)f_0^2} DM f^2}, \quad (2.11)$$

avec f_0 la fréquence milieu de la bande d'observation de largeur Δf_{tot} si $|f| < \frac{\Delta f_{tot}}{2}$.

En appliquant l'inverse de ce filtre au signal, les effets de la dispersion sont enlevés.

Comme mentionné par Demorest (2007), l'implémentation numérique de cette technique dans le domaine de Fourier est plus efficace que dans le domaine temporel mais reste

tout de même très coûteux en calcul. Pour chacune des deux polarisations complexes, on applique une Transformée de Fourier (TF) complexe sur un bloc de données de N_{FFT} points, on multiplie par la fonction de transfert inverse du milieu interstellaire, puis la TF complexe inverse sur ces mêmes N_{FFT} points. Avec l'utilisation de la Transformée de Fourier rapide, le nombre d'opérations s'échelonne en $\mathcal{O}(N_{FFT} \log N_{FFT})$.

Rappelons que pour garder la forme d'onde d'un signal complexe de largeur Δf_{tot} , celui-ci doit être échantillonné à la fréquence de Nyquist, soit $1/\Delta f_{tot}$ (Nyquist 1928). De plus, il ne faut pas oublier que cette implémentation dans le domaine fréquentiel correspond à une convolution dans le domaine temporel. Il y a un nombre minimum de points à transformer qui correspond à la largeur du filtre de dédispersion, soit pour une bande de largeur Δf centrée sur une fréquence f :

$$N_{DM} = \Delta t \times \Delta f = 2k \frac{\Delta f^2}{f^3} \text{DM} \quad (2.12)$$

A cause des effets de repliement du filtre sur les bords du bloc de données, $N_{DM}/2$ points au début et à la fin de ce bloc doivent être jetés. On prendra donc comme longueur minimum pour les FFTs : $N_{FFT} = 2 \times N_{DM}$. Pour éviter des trous dans la série temporelle, les blocs de données doivent se superposer de N_{DM} points. En pratique, pour limiter la longueur du filtre de dédispersion $N_{FFT} \propto \Delta f^2$ et donc la longueur des FFTs, on divisera la bande totale d'observation Δf_{tot} en de multiples sous-canaux.

2.4 Nouvelle implémentation de dédispersion cohérente à Nançay

2.4.1 De nouveaux moyens de calcul et tests de performance

Comme vu dans la section précédente, la dédispersion cohérente requiert une très grande puissance de calcul. En remplacement du cluster Alinka (72 nœuds bi-processeurs Athlon 1 GHz reliés par un switch fibre Cisco) installé à Nançay en 2002 et pour pouvoir dédispenser une bande passante plus large, nous avons exploré des solutions décrites ci-dessous.

- Le processeur Cell d'IBM au cœur de la Playstation 3 (PS3) est un processeur multi-cœurs avec un PowerPC (PPE) qui gère les 6 unités de calcul vectoriels

(SPE) disponibles. Un système linux généraliste peut facilement être installé dessus via la couche de virtualisation. La Playstation 3 offre donc pour un coût modéré d'environ 400 euros un processeur qui atteint ~ 150 GFlops en simple précision et une connectivité réseau gigabit. Malheureusement, cette machine ne possède que 256 Mo de mémoire RAM.

- Poussés par les besoins de l'industrie du jeu vidéo, les GPUs (Graphics Processing Units) se sont tournés vers des architectures massivement parallèles et multi-tâches possédant aussi une très grande bande passante, avec un bus PCI 16x. Les GPUs parviennent à de telles performances en allouant plus de transistors aux unités de calculs plutôt qu'à de la mémoire cache ou à des unités de contrôle (NVIDIA 2008).

J'ai réalisé des tests de performance entre ces deux systèmes et pour des longueurs de FFT différentes. Pour la Playstation 3, le système Linux est un Yellow Dog 6.2 qui inclut le Cell SDK 3.1. Cette version du système permet de tirer profit de la mémoire vidéo de la console en tant qu'espace **swap** linux pour augmenter la mémoire disponible. La librairie FFT utilisée est FFTW 3.2.2 qui tire profit des 6 SPEs disponibles.

Le GPU utilisé est un Nvidia 8800 GTX avec 768 Mo de mémoire sous un système Linux Gentoo et la librairie Nvidia CUDA 1.1. Ce GPU compte 128 processeurs de flux et a une interface mémoire sur 384 bits à une fréquence de 900 MHz, soit une bande passante théorique de 86 Go/s.

J'ai mesuré les temps nécessaires pour réaliser une FFT complexe pour des longueurs de FFT allant de 32 points à 2 millions de points. Avec CUDA 1.1, le 8800 GTX peut réaliser des FFTs allant jusqu'à 8 millions de points.

Les résultats sont montrés figure 2.4. Pour des courtes FFTs, la PS3 obtient de très bons résultats grâce à des temps de latence mémoire inférieures au GPU. Pour de plus longues FFTs, les données ne tiennent plus dans la mémoire cache d'un seul SPE de la PS3 et des échanges mémoires entre les SPEs apparaissent, augmentant le temps de calcul, mais reste au même niveau que le GPU. Le facteur limitant se trouve au niveau de l'interface réseau pour la PS3. En effet, les tests ont montré que le débit moyen de données par l'interface gigabit était de l'ordre de 90 Mo/s. Si on considère deux polarisations complexes échantillonnées

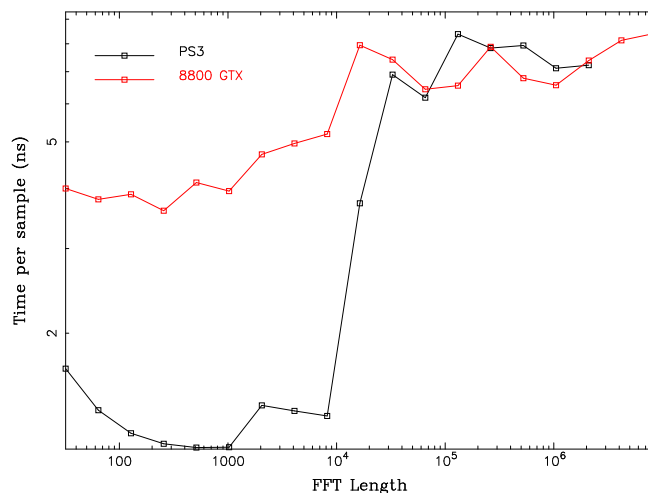


FIGURE 2.4: Temps mesuré en nanosecondes par point pour réaliser une FFT complexe pour différentes longueurs de FFTs. La PS3, trait noir, est très performante pour les petites FFTs mais dès que la FFT atteint les 2^{14} points, le calcul ne tient plus dans un seul SPE et des échanges mémoires se produisent. Les temps d'exécution deviennent alors comparables à ceux du 8800 GTX en rouge.

sur 8 bits, cela revient essentiellement à faire des FFTs et FFTs inverses sur 45 millions de points par seconde (soit une bande passante de 22.5 MHz par PS3), ce qui selon les résultats de la figure 2.4 prend moins de 0.7s quand 1 seconde de temps est disponible.

La plus grande souplesse d'intégration et d'utilisation des GPUs nous a poussé à adopter cette solution en remplacement du cluster Alinka. Tandis que les PS3 sont limitées par leur seul lien Gigabit, on peut directement intégrer les cartes parallèles d'acquisition de données dans les serveurs PC et intégrer 2 GPUs.

Dans le prochain paragraphe, je présente donc la première implémentation des GPUs en tant que système de dédispersion cohérent en temps réel avec seulement 2 serveurs, chacun dotés de deux GPUs, pour traiter une bande passante de 128 MHz en remplacement du Cluster Alinka de 72 nœuds et préféré par rapport à un cluster de 6 PS3.

2.4.2 Une solution pionnière : la dédispersion cohérente à base de GPU

La partie spectromètre Cette partie de l'architecture se base sur le dédispenseur BON de la famille ASP (Astronomy Signal Processors) mise au point et décrite plus en détail

par Demorest (2007). Je ne rappellerai donc ici que les principaux points aussi décrits par la figure 2.5.

Un mélangeur analogique complexe translate les deux polarisations (E et W sur la figure 2.5) en provenance du Radiotélescope à la fréquence de base, autour de 0 MHz. Le signal est aussi filtré pour ne laisser passer que 64 MHz de chaque côté de la bande. En même temps, chaque polarisation est séparée en deux pour être mixée avec un même oscillateur local (LO) mais déphasé de 90° . On obtient maintenant deux polarisations dites complexes qui sont ensuite envoyées à la Serendip V. Ce mélangeur contient aussi un synthétiseur qui construit du 128 MHz à partir d'un signal à 5 MHz fourni par un récepteur GPS **Thunderbolt**. Cette référence à 128 MHz et un signal à 1 PPS généré par le récepteur GPS sont aussi envoyés à la Serendip V par un câble Ethernet RJ45. La carte Serendip V mise au point par CASPER (Center for Astronomy Signal Processing and Electronics Research, Berkeley) échantillonne chaque polarisation complexe sur 8 bits et applique un Polyphase FilterBank (PFB) pour produire 32 canaux de 4 MHz à partir d'un signal à 128 MHz. Le taux de données en sortie de Serendip V est donc de 512 Mo s^{-1} . L'écart entre le front de montée du 1 PPS et le signal à 4 MHz, appelé **tdiff**, est enregistré pour permettre des corrections de l'ordre de la nanoseconde.

La dédispersion Les 32 canaux produits sont envoyés via 4 liens parallèles, soit à un débit de 128 Mo s^{-1} par lien, à seulement deux serveurs équipés chacun de deux cartes d'acquisition parallèles EDT (Engineering Design Team) qui récupèrent les données par le programme **asp_edt** pour les envoyer aux deux cartes graphiques Nvidia 8800 GTX.

Ces serveurs doivent d'abord réagencer les données (**asp_channelize**) en provenance de la Serendip V pour former des blocs contigus de deux millions d'échantillons d'un même canal avant de les envoyer dans la mémoire du GPU pour effectuer la dédispersion (**asp_dedisp_gpu**). Pour chacun des 32 canaux, les étapes suivantes sont donc appliquées :

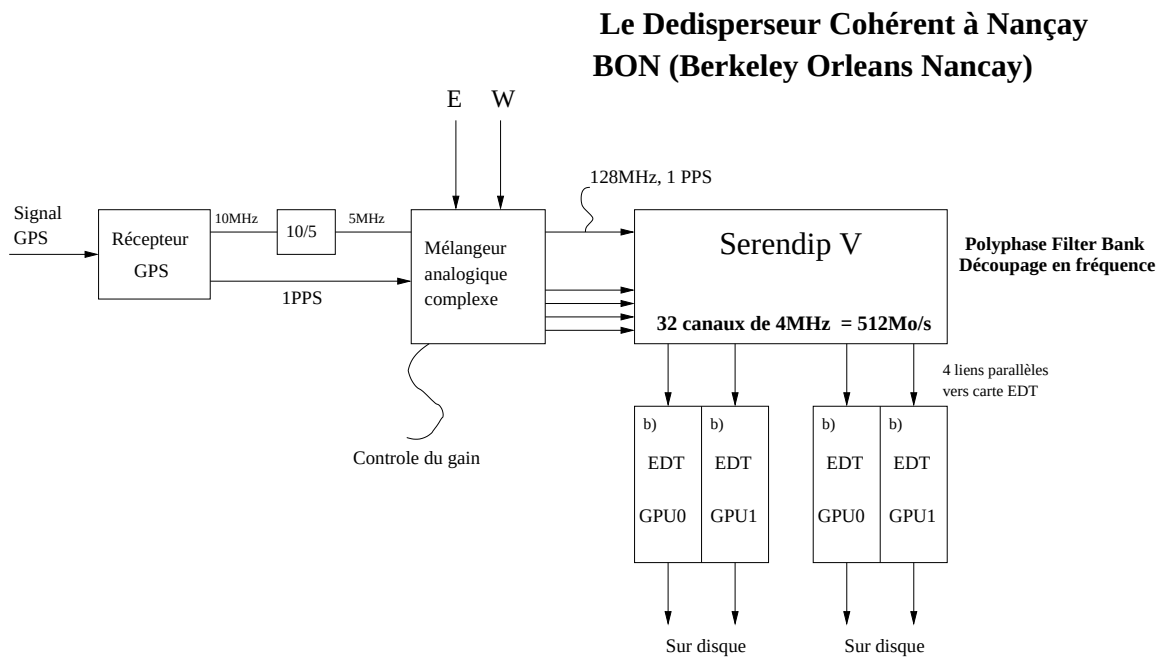
1. Les données sont d'abord décompressées de type *char* à 1 octet en nombre flot-

tants à 4 octets par des fonctions **texture** et tables de conversion. Pour gérer le recouvrement des séries de données, $\frac{N_{DM}}{2}$ points de la fin du bloc de données sont copiés pour être ajoutés au début du bloc de données suivant.

2. Une transformée de Fourier complexe est appliquée via la librairie CuFFT.
3. Une fonction GPU effectue la multiplication avec la fonction de transfert inverse du milieu interstellaire, préalablement chargée dans la mémoire du GPU.
4. Les données sont renvoyées dans le domaine temporel par une transformée de Fourier complexe inverse et de même dimension que la première.
5. Le signal est détecté et les produits croisés sont calculés pour former les paramètres de polarisation.
6. Les données dédispersées et détectées sont finalement transférées dans la mémoire RAM du serveur, éventuellement pour une recherche d'impulsions géantes, et être empilées à la période apparente du pulsar.

Une première version test de ce code, **asp_dedisp_gpu**, a été écrite par Paul Demorest (NRAO). A Nançay, on a implémenté ces étapes dans un GPU Nvidia 8800 GTX avec 768 Mo de mémoire sous un système Gentoo et la librairie CUDA 1.1. Ce GPU compte 128 processeurs de flux et a une interface mémoire sur 384 bits. La figure 2.6 montre la bande passante qui peut être dédispersée en temps réel en fonction de la Mesure de Dispersion, donc pour une longueur minimum de la Transformée de Fourier. Le 8800 GTX peut dédisperser environ 40 MHz de bande en temps réel pour des valeurs de $DM < 1000 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$, une valeur bien au-dessus des 32 MHz qui sont envoyés à chaque GPU par la Serendip V. J'ai aussi testé un modèle plus récent, le GT280 qui compte 240 processeurs de flux et possède une interface mémoire sur 512 bits. Ces tests ont été effectués avec la version 2.3 beta de CUDA qui comprend des améliorations significatives sur les performances des FFTs comme montré par Volkov & Kazian (2008) et Govindaraju et al. (2008). La bande dédispersée est alors bien supérieure à 100 MHz

a)



b)

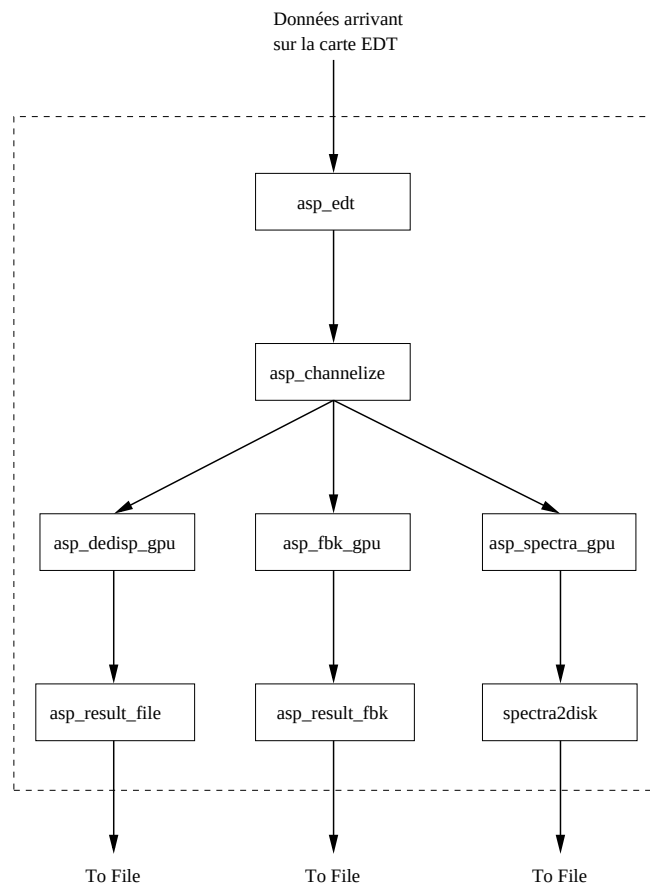


FIGURE 2.5: a) Architecture générale du dédisperser BON avec les deux serveurs à base de GPUs. b) Architecture logicielle d'un serveur à base de GPUs. Avec deux GPUs par serveur, ce schéma se répète deux fois dans chaque serveur.

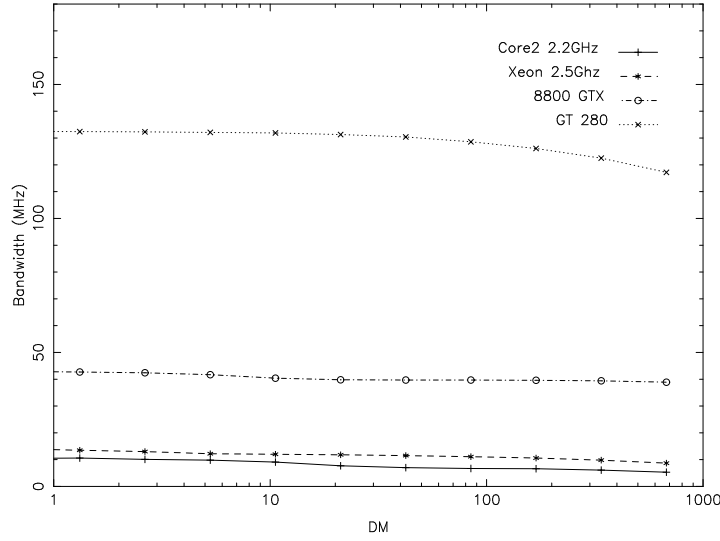


FIGURE 2.6: Largeur de bande pouvant être dédispersée de manière cohérente et en temps réel en fonction de la Mesure de Dispersion. Sont représentés les résultats obtenus avec les GPUs 8800 GTX, GT280, et pour comparaison avec deux CPUs : un Xeon 2.5 GHz et un Core2 Duo 2.2 GHz. Pour les CPUs, un seul cœur a été utilisé à chaque fois.

2.4.3 Empilement des données à la période du pulsar

Les impulsions individuelles des pulsars sont connues pour être extrêmement variables (Helfand et al. 1975). De plus, ces objets sont des sources radio très faibles. Seul l'empilement de milliers d'impulsions individuelles permet de remonter à un profil caractéristique et stable du pulsar. Cette étape, connue sous le nom de *folding*, permet aussi de réduire le bruit sur le profil de l'impulsion et ainsi de diminuer l'incertitude sur l'estimation du temps d'arrivée comme mentionné dans la partie 1.3.1. Chaque échantillon étant précisément daté, on peut remonter à la phase rotationnelle du pulsar avec une éphéméride calculée par le logiciel **TEMPO** (voir section 1.3.3) et un fichier de paramètres du pulsar.

On échantillonne le profil du pulsar sur un grand nombre d'intervalles, un tableau de N_{pts} points, généralement $N_{pts} = 2048$. Pour chaque échantillon temporel, on calcule sa phase rotationnelle grâce à l'éphéméride et on additionne cet échantillon dans la case du tableau correspondant. Finalement, on normalise le tableau par le nombre d'éléments additionnés dans chaque case du tableau. On obtient donc un profil intégré. La phase rotationnelle correspondant au premier élément est enregistrée ainsi que le temps t_{mid} (voir

paragraphe 1.3.1).

Les profils sont finalement intégrés de 30 secondes à 2 minutes. Cela permet corriger pour de petites erreurs sur la mesure de dispersion et la période.

2.4.4 Empilement des données par le GPU

Le folding est actuellement effectué par le CPU, après que les données aient été dédispersées dans le GPU et ramenées dans la mémoire RAM du CPU. Dans ce cas, le folding d'une bande de 32 MHz prend 100% d'un cœur d'un Xeon 2.5 GHz. Réaliser cette étape dans le GPU permettrait de profiter de la plus grande puissance de calcul de ces cartes et que la bande totale dédispersée par un GPU ne soit plus limitée par le folding fait par le CPU. Cela réduit aussi nettement le taux de transfert des données du GPU vers la mémoire RAM. Deux polarisations complexes sur 8bits sont envoyées au GPU et 4 produits croisés en flottants sont récupérés en sortie de GPU. Le volume de données en sortie du GPU a donc augmenté d'un facteur 4 !

Malheureusement, cette étape n'est pas facilement parallélisable. Elle s'apparente au calcul d'un histogramme. De plus, une grande dynamique est nécessaire sur le tableau qui contient le profil. Pour un temps d'intégration de ~ 100 s, un total de 4×10^8 échantillons se répartissent sur un profil de N_{pts} points. Heureusement, les derniers GPU sortis intègrent le support pour les calculs en double précision ainsi que le support des fonctions atomiques dans la mémoire partagée NVIDIA (2008). Une fonction atomique est une fonction qui va lire une donnée en mémoire, s'en servir dans une opération et écrire le résultat, sans qu'aucune autre fonction ne puisse y avoir accès. Cela permet d'éviter, dans le cas de multiples threads avec les GPUs, de lire une valeur sans savoir si elle a déjà été modifiée.

J'ai donc écrit un *kernel* GPU (programme C exécuté dans le GPU) pour empiler les données. Le principe est explicité en figure 2.7. Etant donné que la période des pulsars s'échelonne sur presque 4 ordres de grandeur, différents paramètres sont nécessaires pour optimiser ce *kernel* et garder les meilleurs temps de calcul. La figure 2.8 présente le temps nécessaire pour empiler les données d'un bloc de deux millions de points en fonction de la période du pulsar. Ces résultats montrent que pour les périodes < 10 ms, on préférera les paramètres $n_{blocks} = 128$ et $n_{threads} = 512$. Pour les périodes > 10 ms, on choisira

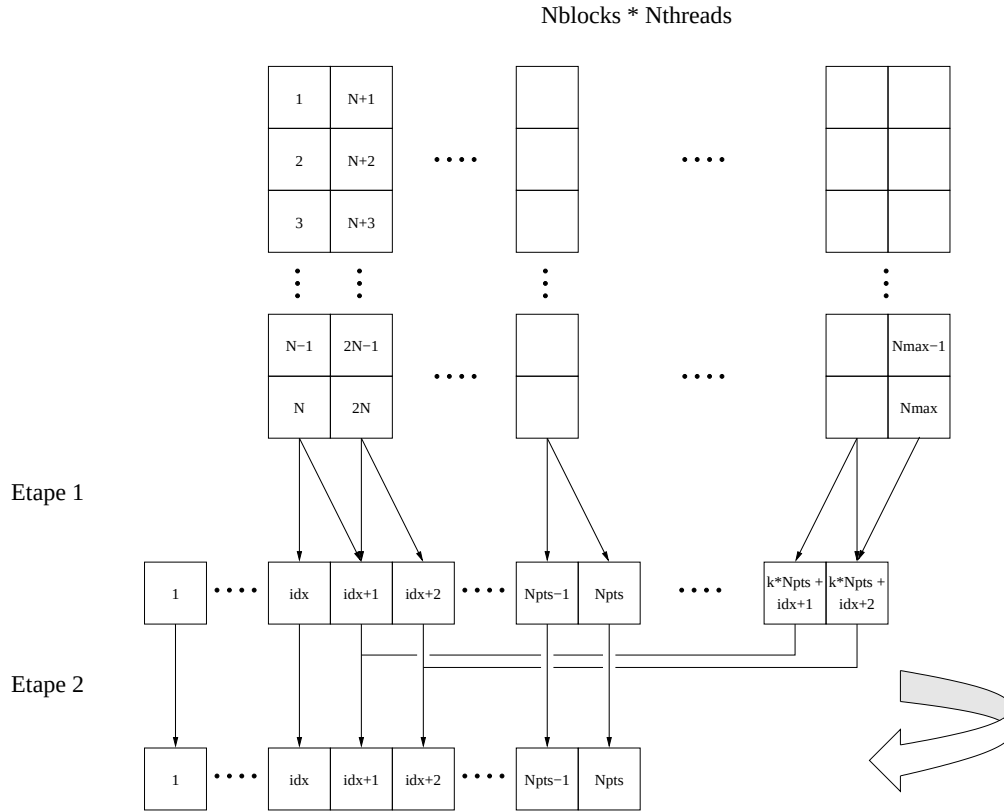


FIGURE 2.7: Schéma de principe du folding dans le GPU. Un tableau de N_{max} éléments est divisé en n_{blocks} de $n_{threads}$. Première étape du kernel : Chaque thread répartit $N = \frac{N_{max}}{n_{blocks} \times n_{threads}}$ échantillons successifs sur un tableau en fonction de la phase rotationnelle associée à chaque échantillon, sur k périodes. Pour empêcher toute erreur due à des accès simultanés aux mêmes cases mémoire, des fonctions atomiques sont utilisées pour réaliser les opérations. Deuxième étape du kernel : C'est une étape de réduction. Les N_{pts} premiers éléments du tableau sont additionnés avec les $k \times N_{pts}$ éléments suivants.

$n_{\text{blocks}} = 32$ et $n_{\text{threads}} = 64$. Le gain par rapport à un cœur de Xeon 2.5 GHz est d'au moins un facteur 3.5, quel que soit la période du pulsar.

2.5 Autres modes d'observation

2.5.1 Mode Filterbank

Les méthodes d'observation décrites au paragraphe précédent pour dédisperser et empiler les données ne sont applicables que si l'on connaît la mesure de dispersion du pulsar et sa période. Bien sûr, quand on cherche de nouveaux pulsars, on ne connaît à priori pas ces paramètres. L'instrumentation considérée ici est donc un système dit filterbank (décrit en section 2.3.1) que l'on va implémenter de manière logicielle dans les serveurs à base de GPU tout en gardant l'architecture ASP.

On a vu au paragraphe 2.4.2 que la Serendip V découpait la bande de 128 MHz en 32 canaux de 4 MHz. Utiliser des canaux aussi larges rend difficile la détection de pulsars millisecondes loin dans le plan de la Galaxie, là où les valeurs de DM sont très importantes. En effet, suivant l'équation 2.9, le délai dispersif pour un canal de 4 MHz à une fréquence d'observation de 1.4 GHz est de $12 \mu\text{s} \times \text{DM}$.

L'idée est d'utiliser le GPU pour produire des sous-bandes et ainsi réduire l'effet dispersif. Il est relativement facile de modifier le code `asp_dedisp_gpu` pour créer un système filterbank logiciel fournissant une grande flexibilité dans les paramètres d'observation. Après que des blocs de données de longueur N_{FFT} aient été envoyés au GPU puis décompressés en nombres flottants (il n'y a plus de recouvrement à effectuer), on applique une seule FFT de longueur N_{FFT} . Les données doivent ensuite être correctement réagencées en fréquence avant d'appliquer N_{sub} FFTs inverses de longueur $\frac{N_{FFT}}{N_{sub}}$. Cette opération produit N_{sub} sous-bandes avec une résolution temporelle dégradée du même facteur N_{sub} .

Par exemple, dans le cas des bandes de 4 MHz produites par la Serendip V, on applique 16 FFTs inverses pour obtenir 16 sous-bandes de largeur 0.25 MHz et de résolution $4 \mu\text{s}$. Pour réduire le taux de données produites, on dégrade encore la résolution jusqu'à obtenir des échantillons de résolution temporelle $32 \mu\text{s}$, ce qui reste amplement suffisant pour la recherche de pulsars millisecondes (environ 30 points sur un profil pour une période

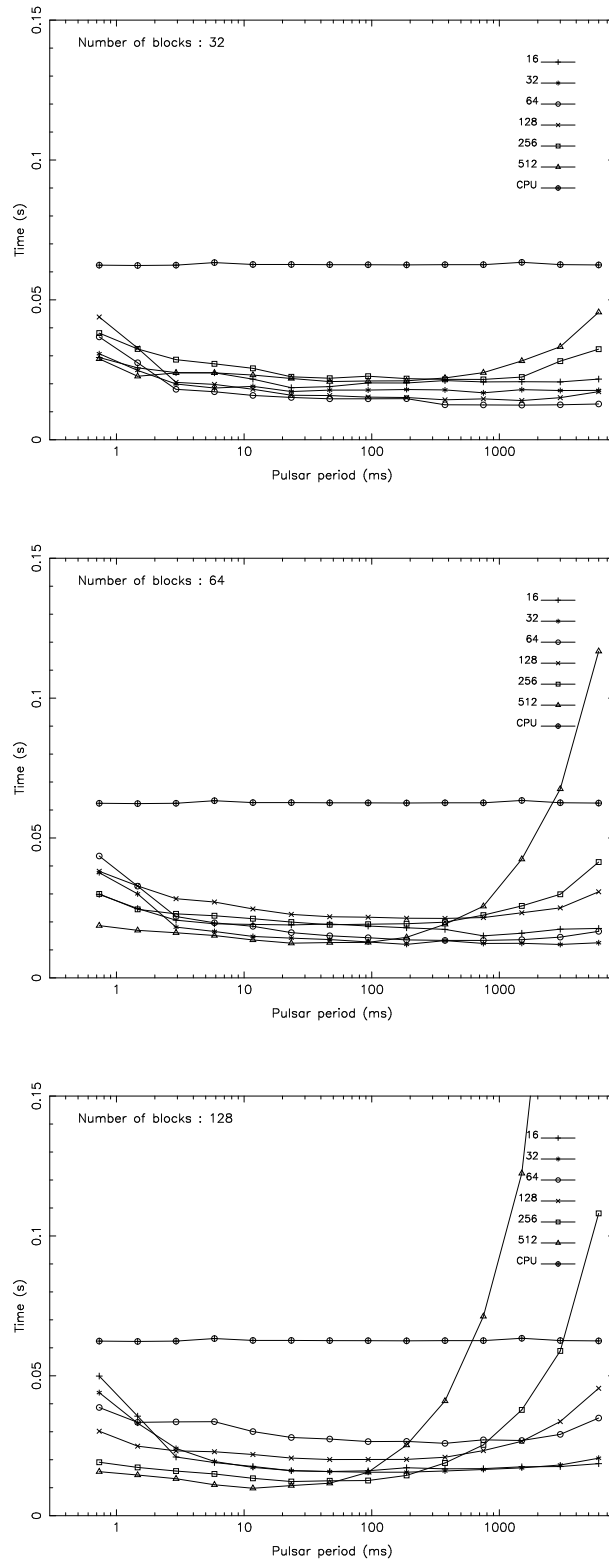


FIGURE 2.8: Temps pris par l'algorithme d'empilement des données implémenté dans un GPU GT280 pour différentes configurations du noyau. De haut en bas, pour respectivement 32, 64 et 128 blocs. Le nombre de tâches ('threads') correspondantes est indiqué dans chaque figure.

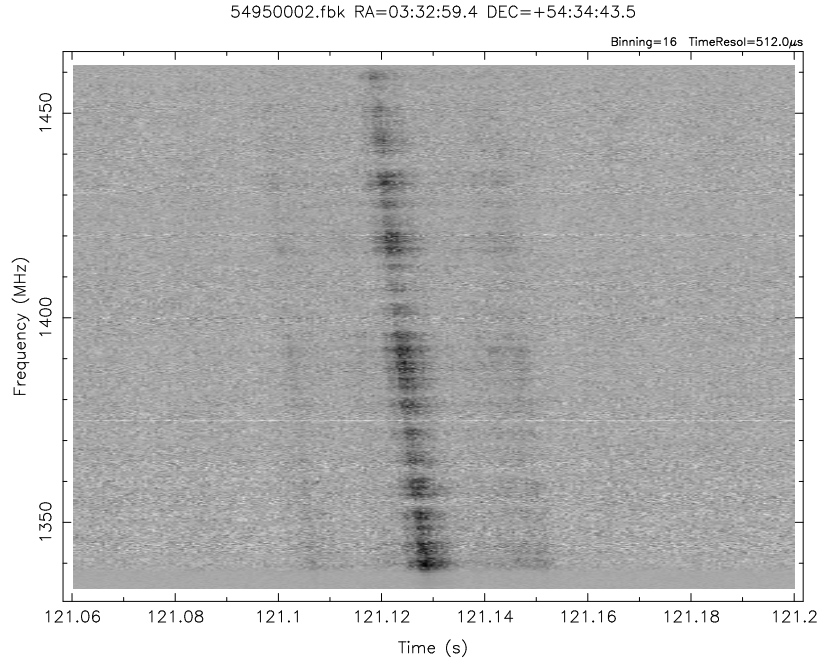


FIGURE 2.9: Observation d’une impulsion individuelle avec le mode filterbank du pulsar B0329+54 ou J0332+5434 de période $P = 714$ ms et de $DM = 26.8 \text{ cm}^{-3}\text{pc}$. La bande d’observation de 128 MHz est centrée sur 1398 MHz. Chacun des 32 canaux de 4 MHz a été découpé pour produire 16 sous-bandes de 0.25 MHz pour un total de 512 canaux. La résolution temporelle originale de $32 \mu\text{s}$ a été dégradée à $512 \mu\text{s}$ pour cette figure. Sur cette figure, on voit clairement l’effet de la dispersion que l’on peut approximer dans ce cas à un effet linéaire à cause du faible DM. L’intensité du signal varie aussi en fonction de la fréquence à cause de la scintillation.

de 1 ms).

Pour chaque sous-bande, la moyenne et le RMS sont calculés dans le GPU à partir du premier bloc de données pour respectivement retrancher la ligne de base et la quantification des données sur 4 bits ($2^0 \rightarrow -3\sigma$ et $2^4 \rightarrow +3\sigma$). La ligne de base est actuellement retranchée dans le GPU, tandis que la quantification est faite dans le CPU, cela étant permis par le flot de données dégradé. L’implémentation de la quantification dans le GPU est prévu pour le passage à la future instrumentation. Les données sont finalement écrites sur disque par *asp_result_fbk* qui produit des fichiers couvrant une bande de 32 MHz au format SIGPROC. Les 4 fichiers produits par les 4 GPUs sont concaténés pour l’analyse.

Une observation du pulsar B0329+54 est montrée à titre d’exemple figure 2.9. Les applications de ce nouveau mode d’observation seront présentées Chapitre 3.

2.5.2 Mode spectromètre à haute résolution

Reprenant toujours le schéma de la famille ASP ainsi que le code `asp_fbk_gpu`, on peut construire un spectromètre logiciel. Il faut se rappeler que les données sont envoyées en paquets de N_{FFT} points (actuellement $N_{FFT} = 2$ millions points, soit des blocs de 524.288 ms) pour chaque canal de 4 MHz. Quand on applique N_{sub} FFTs de longueur $\frac{N_{FFT}}{N_{sub}}$ sur ce bloc de données entier, la résolution fréquentielle devient $\frac{4 \times N_{sub}}{N_{FFT}} 10^6$ Hz et le temps d'intégration $t_{int} = \frac{524.288}{N_{sub}}$. La résolution fréquentielle des données peut à nouveau être dégradée pour diminuer le flot de données. Les spectres peuvent aussi être intégrés en temps avant d'être écrits sur disque. Des tests observationnels ont été effectués à une longueur d'onde de 21 cm sur la galaxie pgc0031653 selon la méthode du ON-OFF. Toutes les 40 secondes, le chariot alterne des observations sur la galaxie et légèrement à côté. Soustraire les observations hors source (OFF) de celles sur source (ON) permet d'enlever la plus grande partie des interférences non impulsioneelles. Pour permettre cette technique, l'instrumentation sortait des spectres intégrés pendant 4 secondes et précisément datés. La figure 2.10 montre les 32 spectres de 4 MHz mis bout à bout et avec 104 intégrations de 4s. La figure 2.11 montre un agrandissement du spectre de la galaxie centrée sur 1408.7 MHz, avec une structure caractéristique facilement identifiable, correspondant à l'hydrogène contenu dans les deux bras spiraux. La structure vers 1410 MHz correspond à des variations de la ligne de base sur les bords d'un canal de 4 MHz qui ne peuvent être enlevées par la méthode du ON-OFF.

2.6 Perspectives

Toute l'instrumentation présentée dans ce chapitre est basée sur la Serendip V qui peut gérer une bande de 128 MHz. Or, les récepteurs du Radiotélescope peuvent fournir une bande de 400 MHz. Pour gagner un facteur en sensibilité $S \sim \sqrt{\frac{400}{128}}$, on a cherché et trouvé une solution de remplacement à la Serendip V : la ROACH¹, une carte construite par CASPER.

La ROACH est couplée à une carte d'acquisition ADC à 1 GHz. Cette carte est assez rapide pour pouvoir échantillonner le signal de 0 à 500 MHz à deux fois la fréquence de

1. <http://casper.berkeley.edu/wiki/ROACH>

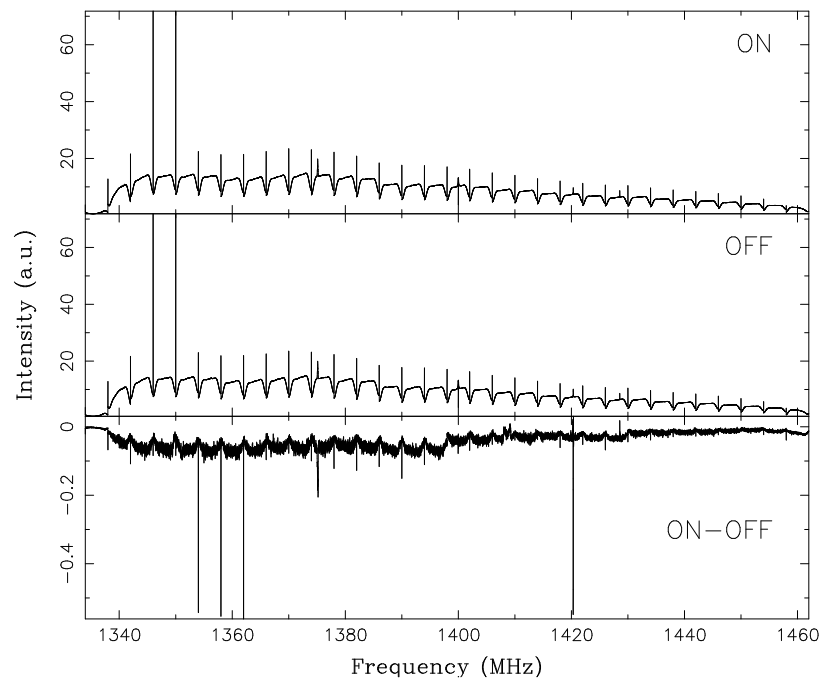


FIGURE 2.10: Chaque figure présente les 32 canaux de 4 MHz produits par la Serendip V auxquels on a appliqué une FFT puis remis bout à bout. La première figure présente le spectre de 128 MHz sur la source, PGC0031653. Celui du milieu est le spectre obtenu en visant à côté de la source. Le graphique du bas est la différence des deux spectres précédents ou ON-OFF. La résolution fréquentielle est de 2kHz. Le temps d'intégration total est de 416 secondes et la source est visible vers 1408-1409 MHz.

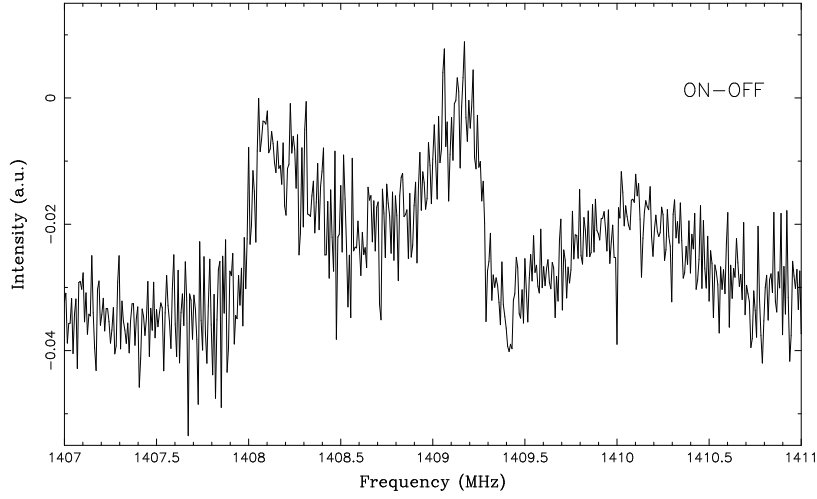


FIGURE 2.11: Agrandissement du spectre de pgc0031653 obtenue par la méthode du ON-OFF. La ligne de base varie légèrement vers 1410 MHz, la soustraction ON-OFF n'étant pas parfaite sur les bords des canaux de 4 MHz produits par le PFB de la Serendip V.

Nyquist et ainsi se passer du mélangeur analogique de type complexe. Avec ses quatre sorties 10 Gb/s, la ROACH pourra distribuer 125 MHz de bande utile à 4 serveurs munis chacun de 2 GPU GT 280. Avec des fonctions de transposition de matrice, le GPU pourra très rapidement réorganiser les échantillons temporels. De plus, j'ai montré au paragraphe 2.4.3 qu'une GT 280 pouvait dédisperser et empiler les données en temps réel une bande de 100 MHz. Les serveurs à base de GPUs se révèlent donc comme des solutions très avantageuses en terme de performances, de prix et de simplicité. En effet, toutes les techniques nécessaires à l'observation des pulsars sont programmables dans les GPUs.

Pour un mode spectromètre haute résolution, on pourra aussi envisager le cas où la ROACH n'appliquera plus de PFB pour diviser la bande totale en sous-canaux. Elle enverra juste des blocs de données sur des temps d'observation très courts mais sur une bande de 400 MHz. Ensuite les GPUs appliqueront des FFTs sur ces 400 MHz de bande pour produire des spectres. Cela a pour avantage d'éliminer les problèmes de variation de ligne de base sur les bords de canaux produits par le PFB.

Chapitre 3

A la recherche de nouveaux pulsars

Depuis la découverte du premier pulsar il y a plus de quarante ans maintenant (Hewish et al. 1968), les différents sondages ont permis de faire passer le nombre de pulsars connus à plus de 1800 à ce jour. Les motivations pour rechercher de nouveaux pulsars sont nombreuses et amènent très souvent à des découvertes insoupçonnées :

- La récente découverte du pulsar double (Burgay et al. 2003; Lyne et al. 2004) a déjà permis les tests les plus précis de la Relativité Générale en champ fort (Kramer et al. 2006).
- Trouver d’hypothétiques pulsars avec des périodes inférieures à la milliseconde permettrait de contraindre l’équation d’état de la matière de ces étoiles et de rejeter de nombreux modèles existants (Lattimer & Prakash 2001).
- On pourrait aussi mieux contraindre la population de pulsars. Ce n’est par exemple que récemment qu’une nouvelle population de pulsars, éteints la majorité du temps, les RRATS, a été mise à jour par McLaughlin et al. (2006).
- La détection d’un fond d’ondes gravitationnelles requiert le chronométrage de 20 pulsars millisecondes avec une précision sur les temps d’arrivée de 100 ns pendant 5 ans (Jenet et al. 2005). Actuellement, trop peu de pulsars avec cette qualité de chronométrage sont connus.

Les pulsars peuvent être observés en radio à des fréquences de 20 MHz jusqu’à 30 GHz. Le choix de la fréquence d’observation est, on va le voir, un compromis entre plusieurs

facteurs.

Les premiers sondages de pulsars ont été menés à basse fréquence, autour de 400 MHz. Cela permet de profiter d'un lobe d'antenne plus grand ($\propto \frac{\lambda}{D}$, avec λ la longueur d'onde du rayonnement et D , le diamètre du télescope) par rapport à des observations à plus haute fréquence. Un sondage peut donc être effectué plus rapidement ou le temps de pointage peut être augmenté. De plus, le spectre radio des pulsars est favorable à l'observation à basse fréquence (le flux $S_f \propto f^\alpha$ avec $-2 > \alpha > -4$).

Cependant, comme le montre l'équation 2.10, la dispersion est beaucoup plus importante à basse fréquence, étant proportionnelle au cube de la fréquence. Observer à plus haute fréquence permet de s'affranchir de ces effets ainsi que de l'élargissement du profil par propagation multiple dans le milieu interstellaire. On est donc ainsi plus sensible aux pulsars millisecondes lointains. Pour compenser la perte de flux observée à plus haute fréquence, les bandes de fréquences d'observations se font aussi de plus en plus larges. Par ailleurs, l'utilisation de multiples récepteurs au foyer de l'antenne permet de compenser le lobe plus étroit que celui obtenu à basse fréquence.

Voilà pourquoi les derniers sondages se font plutôt en bande L, autour de 1.4 GHz. L'exemple le plus remarquable de ces sondages est le Parkes Multibeam Pulsar Survey (PMPS, (Manchester et al. 2001)), qui grâce à son système à 13 récepteurs a permis de garder un long temps d'intégration tout en observant une grande partie du plan galactique. Le résultat est qu'il a permis de découvrir presque 800 nouveaux pulsars, et donc de quasiment doubler la population de pulsars alors connus.

Dans ce chapitre, je présente tout d'abord les tests entrepris sur l'amas globulaire Terzan 5, permettant de valider le nouveau mode filterbank à base de GPUs (Chapitre 2). Je décris ensuite le sondage Foster effectué au Radiotélescope de Nançay à la fin des années 90, la réanalyse complète des données et la réobservation des candidats. Dans une deuxième partie, je présente aussi des applications annexes, plus prospectives, comme la recherche de contreparties radio de GRBs (Gamma-Ray Bursts) sur l'amas de galaxies Abell 2670 ou la recherche de candidats pulsars associés à des sources HESS.

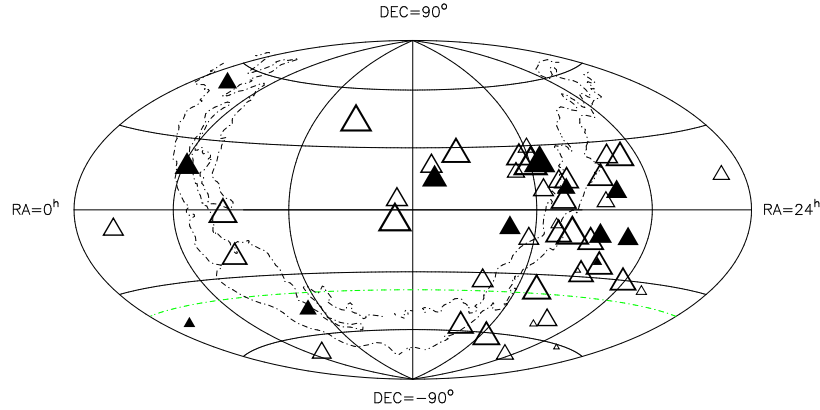


FIGURE 3.1: Distribution des pulsars milliseconde sur le ciel en coordonnées équatoriales. Seuls les pulsars qui ne sont pas dans un amas globulaires et avec $P < 10$ ms sont indiqués. Les triangles creux indiquent les pulsars avec un flux $S_{1.4 \text{ GHz}} < 2$ mJy. Les triangles pleins indiquent les pulsars avec un flux $S_{1.4 \text{ GHz}} > 2$ mJy. La taille des triangles est inversement proportionnelle à la période des pulsars. La ligne verte en traits points-pointillés représente la limite inférieure en déclinaison du Radiotélescope de Nançay et les points gris délimitent la Voie Lactée.

3.1 Test sur l'amas globulaire Terzan 5

Afin de valider l'instrumentation filterbank et la chaîne de traitement des données par PRESTO (l'analyse des données est détaillée au paragraphe 3.2.2), j'ai effectué le 16 avril et le 4 août 2009 (MJD 54937 et 55047) des observations de l'amas globulaire Terzan 5. Ce choix a été motivé par le fait que 33 pulsars, quasiment tous des millisecondes, avec des DMs de l'ordre $230 - 250 \text{ pc cm}^{-3}$ sont connus dans cet amas, dont le pulsar le plus rapide à l'heure actuelle (Ransom et al. 2005; Hessels et al. 2006). Aux deux dates mentionnées ci-dessus, cet amas a été observé pendant une heure avec une bande de 128 MHz centrée sur 1398 MHz. Pour l'observation du 16 avril, la bande a été découpée en 128 canaux et la résolution temporelle a été fixée à $64 \mu\text{s}$. Afin de rester plus sensible aux pulsars à faible période même pour ces grandes valeurs de DMs, on a réobservé cet amas le 4 août avec des canaux plus petits ($\Delta f_{\text{sub}} = 0.25 \text{ MHz}$) et une résolution temporelle de $32 \mu\text{s}$. Suivant l'équation 2.10, la dispersion résiduelle dans ces canaux avec cette configuration est de ~ 0.2 ms à comparer à ~ 0.8 ms pour les premières observations. Mais cela se paie bien sûr par un facteur 8 pour le stockage des données.

PSR J1748-2446A, le pulsar avec le flux le plus important ($S_{1.4 \text{ GHz}} = 0.61 \text{ mJy}$) a été détecté dans l’observation du 16 avril malgré sa faible période orbitale ($P_b = 1.8 \text{ h}$). L’effet Doppler change de manière très significative la période apparente de ce pulsar pendant l’observation (voir figure 3.2). Une des méthodes pour contourner cette limitation est de découper l’observation en temps et de rechercher les candidats sur chacune de ces sous-observations. Cependant, le pulsar J1748-2446A n’a pas été détecté durant l’observation du 4 août, très certainement à cause d’une éclipse (Lyne et al. 1990).

PSR J1748-2446C a été facilement détecté dans les 2 observations, comme le prouve le graphique produit pour l’observation du 4 août, figure 3.2. Tous les autres pulsars aux flux plus faibles n’ont pas été détectés.

Le flux minimum détectable d’un pulsar, S_{min} en mJy ($1 \text{ Jy} \equiv 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), peut s’écrire :

$$S_{min} = \beta_{deg} \frac{(S/N_{min})T_{sys}}{G\sqrt{n_p t_{int} \Delta f}} \left(\frac{\xi}{1 - \xi} \right) \quad (3.1)$$

avec β_{deg} le facteur de dégradation, n_p le nombre de polarisation sommées, ξ le ratio entre la durée de l’impulsion et la période du pulsar. Dans la suite de ce chapitre, je considérerais le seuil de détection d’un pulsar $S/N_{min} = 7$ et le ratio $\xi = 0.05$.

Les caractéristiques de sondages récents, majoritairement à haute fréquence, et dans la zone de recherche du programme Foster pourront être trouvés en Table 3.1.

3.2 Réanalyse du sondage Foster

De 1997 à fin 1998, un programme de recherche de nouveaux pulsars à été mené au Radiotélescope de Nançay en collaboration avec le Naval Research Laboratory (NRL) à Washington et l’Université de Berkeley. La zone de recherche (voir figure 3.3) couvre 1170 degrés carrés du ciel, entre $|b| < 3^\circ$ de latitude du disque galactique et la longitude l , $180^\circ \geq l \geq -15^\circ$ (Foster et al. 1997).

Les données ont été acquises pendant 2 minutes avec une instrumentation *filter-bank* matérielle sur 96 canaux et spécialement conçue pour ce programme : la NBPP (Navy-

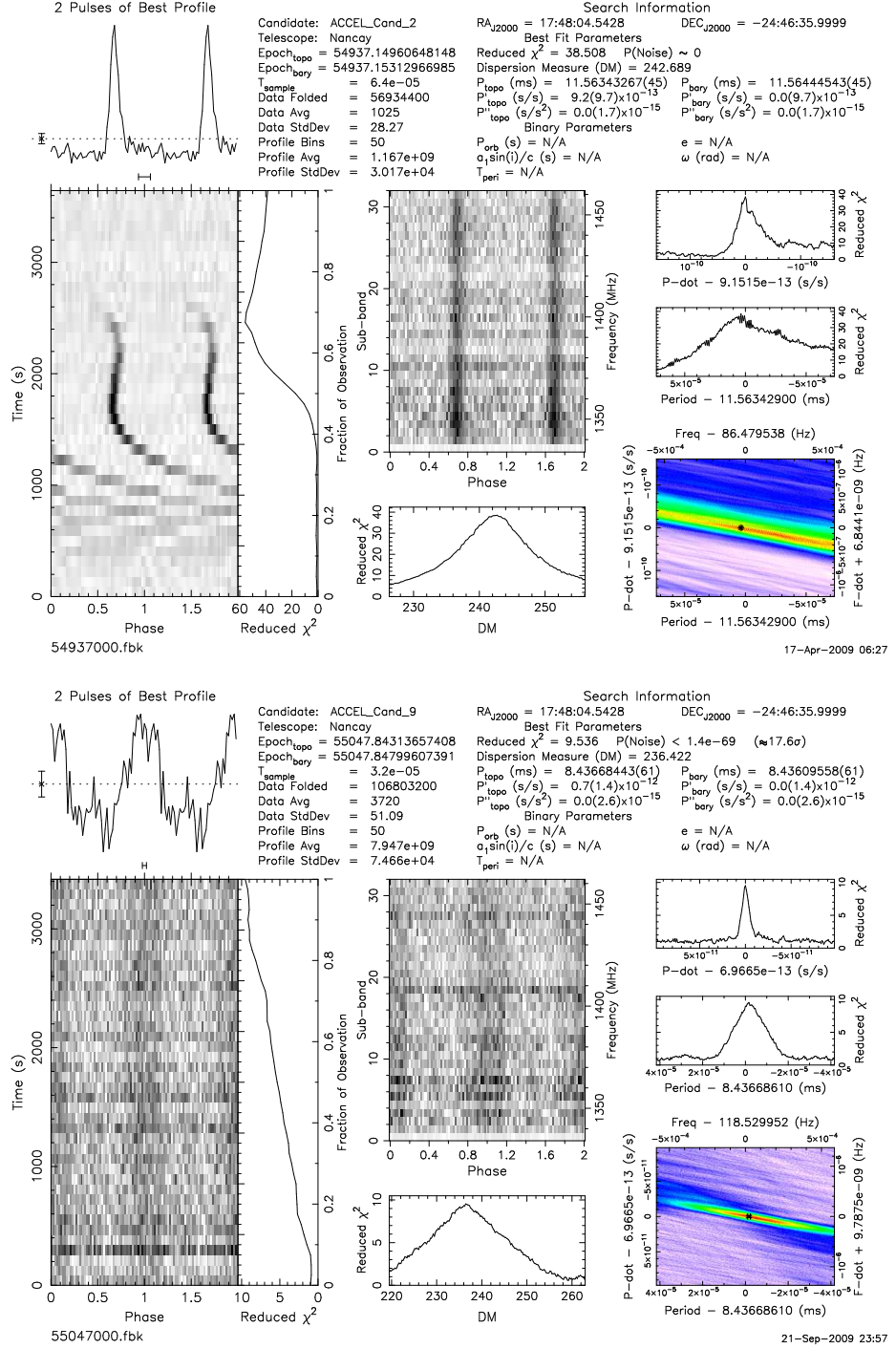


FIGURE 3.2: Graphiques de diagnostic des pulsars J1748-2446A et J1748-2446C produits par PRESTO. Les pulsars A et C ont des périodes respectives de 11.56 et 8.43 ms. Les DMs respectifs sont de 242 et 237 pc cm⁻³. Le pulsar A est un pulsar binaire de période orbitale $P_b = 1.8$ h. La période apparente de ce pulsar varie au cours de l'observation.

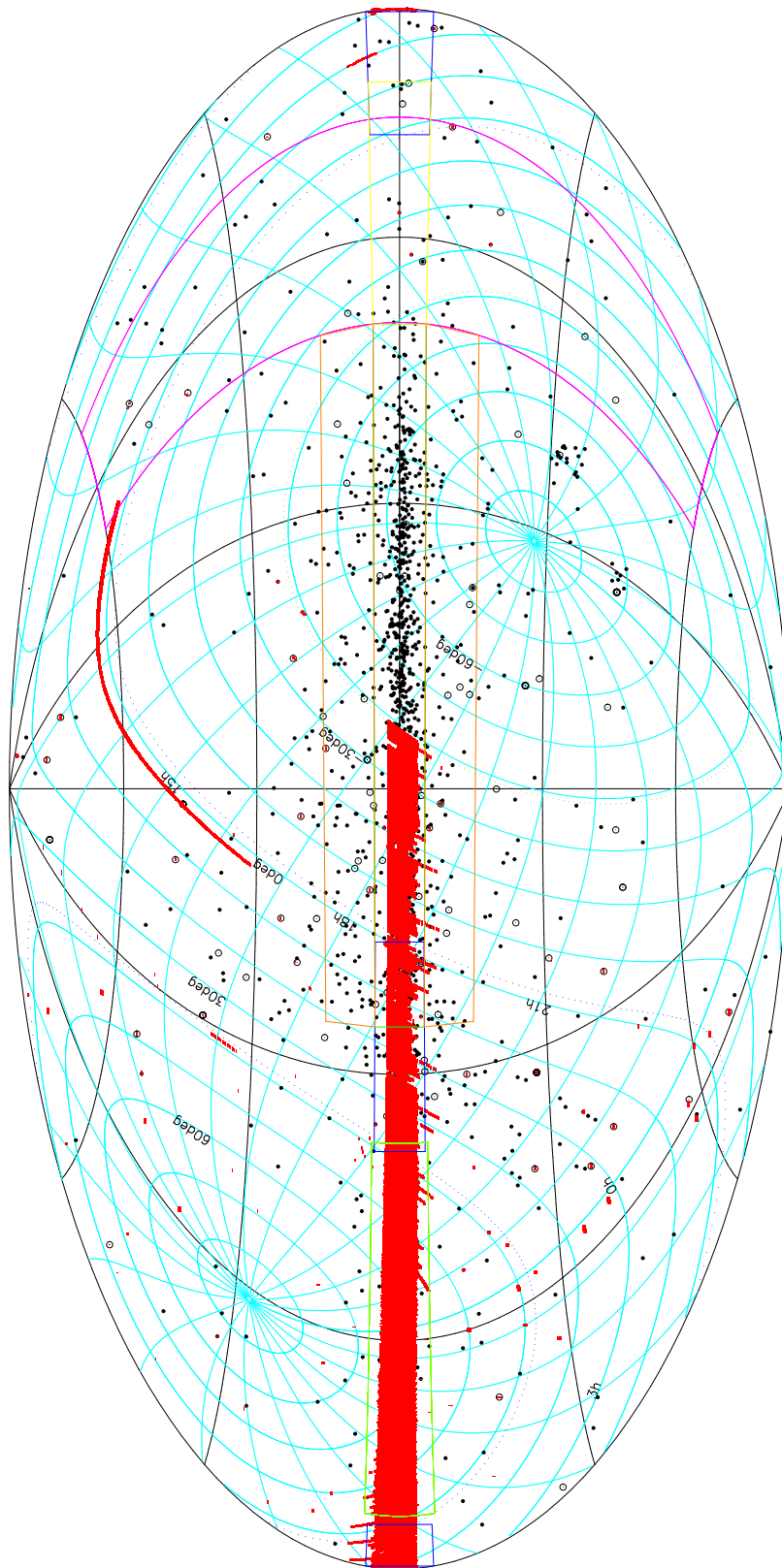


FIGURE 3.3: Position des pointages du programme Foster en coordonnées galactiques. Les points noirs représentent les pulsars connus, les points cerclés les pulsars millisecondes. Chaque rectangle rouge représente un pointage du sondage Foster. Les pointillés bleus délimitent la zone du ciel accessible par Arecibo et les rectangles bleus le sondage PALFA. Les sondages PMBS - Swinburne, Parkes High latitude survey, GBT350 sont respectivement délimités par les zones oranges, roses, verts, jaunes

Observatoire	f (MHz)	Δf (MHz)	N_{sub}	T_{samp} (μs)	T_{int} (s)	S_{min} (mJy)	Zone couverte	Pulsars découverts
Jodrell Clifton	1400	40	8	2000	524	1	$-5^\circ < l < 95^\circ$ $ b < 1^\circ$ $95^\circ < l < 105^\circ$ $ b < 0.6^\circ$	40
Nançay Foster	1340	144	96	60	120	0.6	$-15^\circ < l < 180^\circ$ $ b < 3^\circ$	2
Parkes PMPS	1374	288	96	250	2100	0.17	$260^\circ < l < 55^\circ$ $ b < 5^\circ$	> 750
Green Bank GBT350	350	50	1024	81.92	120	2	$75^\circ < l < 165^\circ$ $ b < 5.5^\circ$	25
Arecibo PALFA	1440	300	1024	64	268 134	0.07	$32^\circ < l < 77^\circ$ $168^\circ < l < 214^\circ$ $ b < 5^\circ$	48

TABLE 3.1: Tableau présentant les caractéristiques des derniers sondages de pulsars dans la zone de recherche du sondage Foster. Clifton : Clifton et al. (1992); Foster : Foster et al. (1997); PMPS : Manchester et al. (2001); GBT350 : Hessels et al. (2008b); PALFA : Cordes et al. (2006)

Berkeley Pulsar Processor). La bande d'observation initiale de 96 MHz centrée autour de 1340 MHz a été rapidement élargie à $\Delta f = 144$ MHz autour de 1360 MHz. Ce programme a été un des premiers à être mené à haute fréquence (~ 1.4 GHz) pour limiter les effets de la dispersion. La somme des deux polarisations a été numérisée sur 4 bits avec un échantillonnage de 60 μs pour être enregistrée sur des bandes magnétiques Exabyte type DLT. Ce sondage ayant été effectué avant la rénovation du chariot focal, le gain G était alors de 1 K Jy $^{-1}$ et la température système, T_{sys} de 50 K. Du à la forme particulière du Radiotélescope de Nançay, la largeur du lobe du Radiotélescope à mi-puissance représente un rectangle de 4' en ascension droite par 22' en déclinaison. Au total, ce programme représente environ 45 000 pointages réparties sur 1500 bandes Exabyte pour un volume total d'environ 4.5 To de données.

L'analyse de toutes ces données a été effectuée au NRL à la fin des années 90. Sur ces 45 000 pointages, seulement deux candidats facilement détectés avec un rapport signal sur bruit (SNR) > 20 ont demandé à être réobservés pour être facilement confirmé par la suite (Ray et al. 1999). Ces pulsars sont maintenant répertoriés comme :

PSR J0248+60 Ce pulsar jeune ($\tau_c = 60\,000$ ans) a une période $P = 217$ ms. Sa valeur de DM élevée ($DM = 376$ pc cm $^{-3}$) plaide pour une localisation dans la région de gaz HII W5. Ce pulsar a aussi subi des glitches et est détecté par le satellite Fermi en gamma. Un papier est en préparation au sein de l'équipe.

PSR J2240+58 Régulièrement suivi à Nançay, ce pulsar a une période de 139 ms et un DM de 264 cm $^{-3}$ pc.

Le programme Foster, à l'origine fait pour détecter des pulsars jeunes et distants, permet aussi de pouvoir chercher pour des pulsars millisecondes grâce à la largeur de ces canaux pas trop élevée en comparaison des précédents programmes, ceux de Clifton et al. (1992) et de Parkes.

3.2.1 Simulation de la population de pulsars

Trouver un si faible nombre de pulsars (seulement deux!) pour un tel sondage du ciel (1170° carrés) paraît étonnant en comparaison du nombre de pulsars détectés par chaque nouveau sondage et spécialement aux ~ 750 pulsars trouvés par le sondage PMPS à Parkes (Lorimer et al. 2006); surtout si l'on considère que ces pulsars ont été détectés avec un $SNR > 20$. Bien que la largeur de bande soit deux fois plus faible et le temps d'intégration $17\times$ inférieur au sondage PMPS (soit une sensibilité moyenne de 0.6 mJy à comparer à la sensibilité de 0.17 mJy du sondage PMPS, voir Table 3.1), le sondage Foster a des canaux de fréquence plus étroits et un taux d'échantillonnage plus élevé, donc une meilleure sensibilité aux pulsars à courte période que le sondage PMPS. Or, les deux pulsars trouvés ont des périodes $P > 100$ ms.

De plus, le fait de réanalyser les données des sondages avec des méthodes et algorithmes différents a prouvé qu'on peut mettre à jour de nouveaux pulsars dans les archives de précédents sondages. En utilisant une nouvelle méthode de visualisation des candidats (paragraphe 3.2.3), Keith (2007) a ainsi détecté 30 nouveaux pulsars dans les données PMPS et Eatough et al. (2009) ont permis la découverte de 4 pulsars en utilisant une nouvelle technique pour enlever les parasites des données.

Pour estimer plus précisément le nombre de pulsars encore à découvrir dans le

sondage Foster et justifier la réanalyse complète de ce sondage, j'ai utilisé le programme **psrpop**¹ écrit par Duncan Lorimer. Pour plus de détails, on pourra se référer à Lorimer et al. (2006). Suivant leurs recommandations, j'ai adopté le modèle C avec une modélisation de la Galaxie avec ses bras spiraux et la distribution en densité d'électrons donnée par le modèle de Cordes & Lazio (2002). D'autres paramètres sont aussi fixés : j'ai supposé une distribution radiale gaussienne de pulsars par rapport au centre de la Galaxie avec un écart-type à 5 kpc ; l'échelle de hauteur z de la population est fixée à 0.33 kpc. La distribution en luminosité s'échelonne de 0.1 à 1000 mJy. J'ai choisi de générer cette population jusqu'à ce qu'un nombre de 1100 pulsars détectables par les sondages de PMPS et du Parkes High Latitude Pulsar Survey (Burgay et al. 2006) soit atteint.

Avec tous ces paramètres, le programme estime à 46000 ± 1300 le nombre de pulsars avec une luminosité minimum de 0.1 mJy kpc² et pointant dans la direction de la Terre. Avec les paramètres du sondage Foster et en tenant compte des différents sondages déjà effectués ou en cours (PMPS et PALFA principalement), le modèle prédit 10 à 15 pulsars encore à découvrir dans cette zone.

Le sondage Foster est un des premiers à avoir été effectué à cette fréquence et avec des canaux aussi étroits dans cette région du ciel. Le fait que seulement deux pulsars ont été découverts avec un SNR > 20 nous a poussé à réanalyser entièrement ce sondage.

3.2.2 Analyse et comparaison PRESTO / SIGPROC

Deux principaux logiciels sont disponibles librement pour rechercher des candidats pulsars à partir de séries temporelles : **Sigproc**², développé par Duncan Lorimer, et **PRESTO**³, écrit par Scott Ransom, à l'origine pour des recherches de pulsars millisecondes dans des amas globulaires. **PRESTO** utilise notamment des techniques de recherche avancées en accélération dans le domaine de Fourier (Ransom et al. 2002, 2003).

Dans un premier temps, les données Foster enregistrées sur des bandes magnétiques Exabyte ont été copiées sur des disques durs. J'ai aussi écrit un programme qui transforme les données en format NBPP vers un format plus généraliste : le format **filterbank** de **Sigproc**,

1. <http://psrpop.sourceforge.net/>

2. <http://sigproc.sourceforge.net/>

3. <http://www.cv.nrao.edu/~sransom/presto/>

qui est aussi reconnu par **PRESTO**. Ce programme effectue également la transformation des coordonnées du pointage écrit à l'époque dans le référentiel B1950 vers le référentiel J2000

L'analyse se découpe ensuite en plusieurs étapes dont je rappelle ici les principaux points. Ces étapes sont communes aux deux programmes. Pour plus de détails, on pourra se référer à Lorimer & Kramer (2005).

Recherche d'interférences radio Des statistiques sur le signal sont calculées dans le domaine temporel et le domaine fréquentiel, à la recherche de signaux forts et étroits d'origine terrestre, appelé RFI (Radio Frequency Interference). Ces zones sont ensuite remplacées ou *masquées* par la moyenne du bruit

Dédispersion Etant donné que la valeur de dispersion du pulsar n'est à priori pas connue, on doit dédisperser les données pour une multitude de valeurs de DM. Le choix de la liste de DMs est très important. L'écart entre deux valeurs de DM ne doit être ni trop grand pour que la dispersion n'étale pas l'impulsion, ni trop petit pour ne pas perdre inutilement du temps de calcul. Il est fixé de telle manière à ce que le délai entre le canal de plus haute fréquence et celui de plus basse fréquence soit égal à la résolution temporelle.

Aussi, dès que le délai dispersif dans un canal devient trois fois supérieur à la résolution temporelle, on dégrade la résolution temporelle des données d'un facteur deux en additionnant les échantillons deux par deux pour gagner en temps de calcul et on recalcule l'écart entre DMs. Pour des sondages le long du plan galactique, on a trouvé pour l'instant des pulsars avec DMs jusqu'à $1500 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ (Deneva et al. 2009).

Recherche d'impulsions individuelles Etant donné que la durée des observations est relativement courte (2 minutes), on est peu sensible aux RRATS (Rotating Radio TransientS) où l'intervalle connu à l'heure actuelle entre deux émissions varie de 4 minutes à quelques heures (McLaughlin et al. 2006). Cependant, certains pulsars émettent des impulsions occasionnelles très puissantes, tels le pulsar du Crabe, PSR B1937+21, où même le pulsar découvert à Nançay, PSR J0248+60. Cette recherche n'a pas été conduite lors du traitement originel des données. Le principe de recherche des impulsions géantes est décrit en détails par Cordes & McLaughlin (2003). Pour le survey Foster,

tous les évènements supérieurs à 5σ sont enregistrés.

Recherche de périodicité par FFT Seuls quelques pulsars sont assez forts pour pouvoir être découverts grâce à leurs impulsions individuelles. Pour les autres pulsars plus faibles, il est nécessaire de recourir à la Transformée de Fourier pour chercher des signaux périodiques dans une série temporelle bruitée. Afin de rester sensible aux pulsars au profil étroit ($\xi \lesssim 10$ pourcents de la période), l'amplitude de Fourier est calculée en sommant jusqu'à 8 harmoniques du spectre de Fourier. Cette méthode n'est sensible que pour les pulsars dont la période est constante avec le temps à l'échelle de l'observation. Pour les pulsars binaires, l'effet Doppler peut faire varier la période durant l'observation, étalant et réduisant l'amplitude dans le spectre de Fourier, jusqu'à le rendre indétectable.

Aucun algorithme d'accélération n'a été utilisé pour les données Foster en raison de la courte durée des observations.

Optimisation des candidats et empilement des données La succession de toutes les étapes précédentes produit une liste de candidats pour chacune des valeurs de DM. Seuls les candidats avec un $\text{SNR} > 5\sigma$ sont retenus dans la limite des 100 meilleurs candidats par pointage. Dans le traitement, un pulsar apparaîtra à de nombreuses reprises avec un SNR différent (mais toujours la même période!) pour des valeurs de DM différentes, le plus grand SNR pointant pour la valeur de DM la plus proche du vrai DM du pulsar. La série temporelle est alors dédispersée à ce DM, empilée à la période du candidat après optimisation de ces deux paramètres, pour finalement produire un graphique de diagnostique.

Dans le cadre d'une collaboration avec l'Université de Manchester, nous avons pu utiliser leur ordinateur avec le code **Sigproc** pour analyser un total de 374 pointages parmi lesquels se trouvent des pointages sur des pulsars connus. Ces mêmes pointages ont été analysés par **PRESTO** avec le ordinateur installé à Nançay afin de comparer les résultats et valider notre chaîne d'analyse.

Le code **Sigproc** a produit un total de 79489 candidats tandis que **PRESTO** a produit 22061 candidats. Bien que **PRESTO** ait trouvé environ quatre fois moins de candidats que

Sigproc, les 2 codes utilisés ont réussi à trouver tous les pulsars connus. La seule différence est que **PRESTO** trouve beaucoup plus de candidats à faible période et moins de candidats à grande période que **Sigproc**. Néanmoins, ces résultats sont satisfaisants et cela nous a permis de valider notre chaîne de traitement des données avant de lancer l'analyse complète.

3.2.3 Résultats de PRESTO

Dans cette section, je ne parlerai donc que des résultats obtenus avec le logiciel **PRESTO**. Sur les $\sim 45\,000$ pointages, seulement 40002 pointages ont pu être réanalysés, ce qui représente ~ 4.5 To de données. Pour les autres, soit les bandes magnétiques étaient devenues illisibles, soit les observations ont été considérées comme trop contaminées par les RFIs pour 2173 pointages (plus de 50% de l'observation masquée) et n'ont donc pas été traitées.

Pour effectuer l'analyse de ces données à Nançay, avec l'aide de Patrice Lespagnol, j'ai assemblé un ordinateur de 16 nœuds Intel Core2 quadri-processeur 2.83 GHz, 4 Go de mémoire RAM et 2 To de mémoire disque en RAID 0. J'ai aussi écrit un programme client-serveur en langage Python pour la gestion du ordinateur ainsi que la distribution des tâches du maître vers les nœuds de calcul.

L'analyse complète des 40002 pointages du sondage Foster a pris moins de 3 mois et produit 3 318 774 candidats, soit une moyenne de 83 candidats par pointage. Regarder tous ces graphiques de diagnostic un par un prendrait trop de temps et serait inefficace.

Une méthode plus efficace a été introduite et développée par Edwards et al. (2001) et Faulkner et al. (2004). Plus tard, Keith (2007) a repris cette idée pour développer **Jreaper** afin de revisualiser tous les candidats produits par le sondage PMPS au format **Sigproc**. Cette méthode consiste à regrouper les candidats de quelques centaines de pointages pour différentes positions dans le ciel et à les afficher dans une vue 'rapport signal sur bruit en fonction de la période'. Ainsi, on peut aisément distinguer les candidats réels des interférences. En effet, des candidats avec exactement la même période mais détectés pour différentes positions dans le ciel ne peuvent être considérées que comme des interférences radio. Ils apparaissent clairement sur la figure 3.4 où ils forment des traits verticaux.

Pour prendre en charge les candidats et les graphiques de diagnostics produits

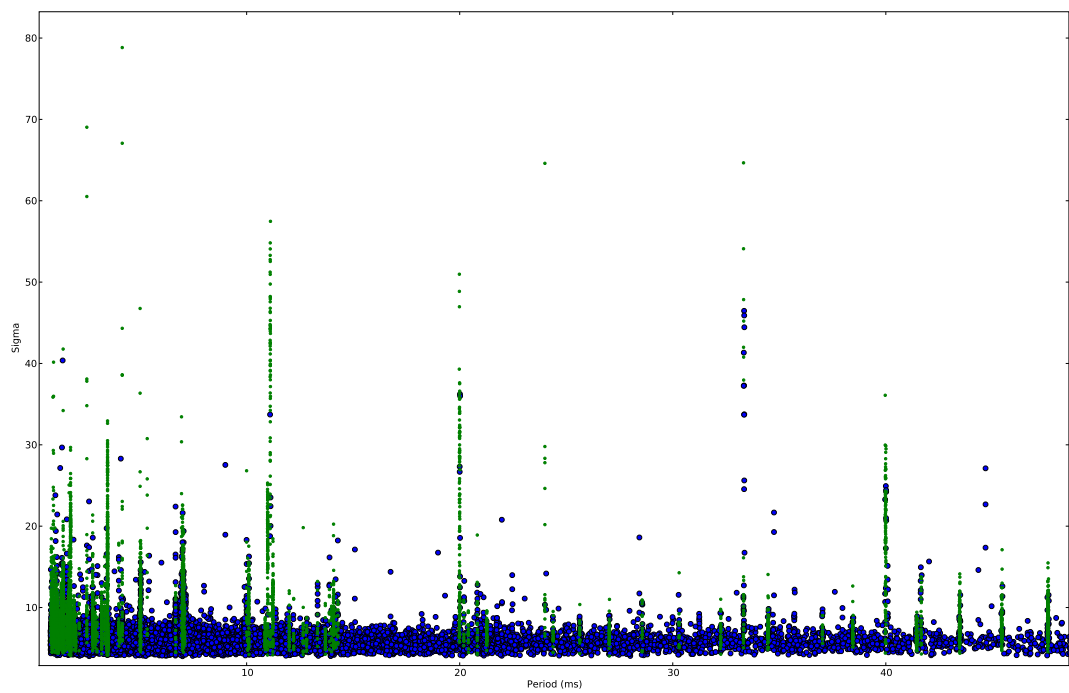


FIGURE 3.4: Visualisation des candidats obtenus par PRESTO avec le programme `psrhunt.py` sur une plage de 0.8 à 50 ms. Les points bleus représentent les candidats non visualisés. Les points verts sont identifiés comme RFIs à cause de leurs périodes. Les points jaunes si présents représentent les candidats identifiés comme pulsars connus et les petits points noirs représentent les candidats visualisés mais non retenus.

par **PRESTO** et puisque **Jreaper** est un logiciel fermé, j'ai développé `psrhunt.py`⁴, une interface graphique en Python avec la librairie **Matplotlib** pour les visualiser selon la méthode décrite ci-dessus. Ce programme a une fonction automatique de repérage des RFIs : Si 10% des candidats d'une boîte se trouvent avoir la même période (prise sur 5 chiffres significatifs), alors cette période est considérée comme étant celle d'un RFI. Les graphiques de recherche en événements impulsionnels sont aussi pris en charge.

Avant de lancer le retraitement complet des données, les $\sim 40\,000$ pointages ont d'abord été regroupés par longitude galactique, puis séparés en 116 boîtes de 400 pointages environ avant d'être soumis au calculateur. Actuellement, 17 boîtes ont été entièrement regardées, soit environ 15% des données. On s'est d'abord focalisé sur les pointages hors des zones d'observations des sondages PMPS et PALFA, plus sensibles. L'analyse de ces 17 boîtes a produit une liste de 341 candidats à réobserver pour confirmation, tous avec un très faible niveau de détection, $< 10\sigma$.

3.2.4 Réobservations des candidats

Les réobservations sont effectuées toujours avec le mode filterbank à base de GPUs. Une bande de 128 MHz centrée sur 1398 MHz est découpée en 512 canaux et la résolution temporelle choisie est de $32\,\mu\text{s}$. Les candidats sont réobservés pendant 6 à 10 minutes. Le flux minimum détectable est respectivement de 0.14 à 0.11 mJy, soit une sensibilité bien supérieure à celle du sondage Foster, spécialement pour les courtes périodes. Puisque ces observations ont une sensibilité bien supérieures à celles du sondage Foster, une analyse complète et en aveugle de ces données est effectuée. Cette analyse comporte cette fois-ci des recherches en accélérations dans le domaine de Fourier et des recherches d'événements impulsionnels.

Sur les 341 candidats actuellement à réobserver, environ 200 l'ont été. Mais aucune confirmation de candidats n'a encore eu lieu.

4. <http://lpce.cnrs-orleans.fr/~desvignes/software.html>

3.3 Recherche de contreparties radio aux sources HESS

HESS est un réseau de télescopes (4 miroirs de 12 m) implanté en Namibie à imagerie Tcherenkov atmosphérique pour l'étude des rayons gamma à très haute énergie ($E > 100$ Gev). Un sondage du plan galactique a déjà permis de découvrir plus de 40 sources dont beaucoup demeurent non identifiées.

Cette émission très haute énergie est généralement interprétée comme une émission Compton inverse due aux électrons et positrons relativistes accélérés par un pulsar et dont l'émission synchrotron est observée à plus basse énergie.

Ainsi, des sources HESS non encore indentifiées pourraient être des plérions de pulsars encore inconnus. En effet, des pulsars ont récemment été découverts pour les sources HESS J1837-069 (Gotthelf & Halpern 2008), HESS J1813-178 (Gotthelf & Halpern 2009) et HESS J1857+026 (Hessels et al. 2008a).

Dans le cadre d'une collaboration avec les équipes de Paris 7 (l'APC) et de Montpellier (LPTA), on se propose de chercher des contreparties radio aux sources HESS qui présentent les caractéristiques d'un pulsar : une nébuleuse qui émet du rayonnement synchrotron en X avec un spectre non-thermique. Pour cette étude, on a retenu et observé les candidats HESS suivants à une fréquence de 1.4 GHz sur une bande de 128 MHz divisée en 512 canaux et avec 32 μ s de résolution temporelle :

- La source HESS J1713-381 coïncide avec le reste de supernova CTB37B et de récentes observations avec le satellite X Chandra ont révélé la présence d'une source ponctuelle non thermique et d'un candidat pulsar près du centre de l'émission HESS (Aharonian et al. 2008). Cette source a été observée le 17 avril 2009 (MJD 54938) pendant 39 minutes et donne un flux maximum, S_{max} , de 55 μ Jy.
- HESS J0632+057 est une source ponctuelle (à la résolution du télescope, inférieure à 0.1°) à très haute énergie coïncidente avec une source X détectée par XMM et aussi avec une étoile massive et est très probablement binaire (Hinton et al. 2009). D'autres binaires détectées par HESS sont en orbite avec des pulsars (PSR J1302-6350) ou supposées l'être (LS 5039). On se propose donc

- de chercher un compagnon pulsar de cette source. L'observation de 52 minutes du 17 avril 2009 (MJD 54938) donne $S_{max} < 48 \mu\text{Jy}$.
- La découverte plus récente de la source HESS J1714-385 coïncide avec CTB37A, un reste de supernova. Des observations en X avec les satellites XMM-Newton et Chandra ont révélé la présence d'une source au spectre non-thermique près de la source HESS. Le 20 avril 2009 (MJD 54941), une observation pendant 52 minutes de cette source impose que $S_{max} < 48 \mu\text{Jy}$.
 - HESS J1813-178 était initialement considérée comme non-identifiée, mais des observations radio et X ont révélé que cette source était coïncidente avec un reste de supernova et une nébuleuse X. Une précédente tentative d'observation avec le Radiotélescope de Parkes a donné une limite de flux supérieure à $70 \mu\text{Jy}$ à 1.4 GHz pour des périodes supérieures à 50 ms (Helfand et al. 2007). Cette source a été observée le 6 août 2009 (MJD 55049) pendant 66 minutes et donne une nouvelle limite supérieure de $42 \mu\text{Jy}$ pour des périodes supérieures à 10 ms.

3.4 Recherche d'émission radio du cluster Abell 2670

En collaboration avec Maurice Van Putten, hôte du LPC2E sur une chaire Studium en 2008-2009, on a proposé un mini sondage de l'Univers Local à la recherche d'événements impulsionnels radio, qui pourraient s'expliquer par des supernovæ (effondrement du cœur de l'étoile) ou bien être la contrepartie radio de GRBs (Gamma-Ray Bursts) courts provoqués par la coalescence d'un système binaire compact. Cette recherche est motivée par la découverte, encore controversée, d'une gerbe radio (< 5 ms) de 30 Jy d'origine extragalactique par Lorimer et al. (2007).

Pour cette étude, on a choisi l'amas de galaxies Abell 2670 pour sa relative proximité, le nombre de galaxies qu'il comporte et sa dimension. La position de cet amas est 23h54m10s en ascension droite, $-10^{\circ}24\text{m}18\text{s}$ en déclinaison et se situe à une distance d'environ 300 Mpc ($z=0.076$). Sur la figure 3.5 qui représente une vue de $20'$ par $20'$, 200 galaxies sont répertoriées dans le catalogue NED⁵ en terme de redshift. Etant donné la dimension de

5. <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

l'amas et le lobe du Radiotélescope de Nançay à une fréquence de 1.4 GHz, trois pointages ont suffi pour couvrir sa partie intérieure, figure 3.5 : a) le 15 avril 2009 (MJD 54936) pendant 45 minutes avec une résolution temporelle de $64 \mu\text{s}$ et 128 canaux ; b) et c) les 7 et 9 août (MJD 55050 et 55052) pendant environ 53 minutes avec une résolution temporelle de $32 \mu\text{s}$ et 512 canaux.

Les résultats des recherches en évènements impulsionnels $> 6.5\sigma$ jusqu'à un DM de 1250 pc cm^{-3} sont présentés figure 3.6. Les trois observations présentent de manière continue des interférences pour les DMs inférieurs à 30 pc cm^{-3} , qui ne permettent donc pas de détection possible. Dans le cas d'évènements radio d'origine extragalactique, on s'attend à des valeurs de DM élevées. La gerbe radio découverte par Lorimer et al. (2007) correspond à un DM de 375 pc cm^{-3} . Comme on peut le voir sur la figure 3.6, aucun évènement similaire n'a été observé.

3.5 Recherche de pulsars dans les sources non identifiées de FERMI

Le LAT (Large Area Telescope) embarqué à bord du satellite Fermi lancé le 11 juin 2008 est sensible aux photons d'énergie comprise entre 20 MeV et 300 GeV. Pour plus de détails sur les applications pulsars avec le satellite Fermi, on pourra se référer à Guillemot (2009) et Parent (2009).

Après un an d'observations avec le LAT, un catalogue de plus de 1000 sources a été constitué dont les caractéristiques spectrales de certaines font suspecter des pulsars. Le but du Fermi Pulsar Search Consortium (PSC) est de rechercher d'éventuels pulsars dans ces sources gamma. Parmi la dizaine de sources du catalogue Fermi observées au Radiotélescope de Nançay au mois de novembre 2009, deux pulsars millisecondes ont été découverts, puis confirmés par le Radiotélescope de Green Bank (GBT, Virginie Occidentale, USA) : PSR J2302+4443 de période $P = 5.19 \text{ ms}$ (Fig. 3.7) et PSR J2017+0603 de période $P = 2.89 \text{ ms}$ (Fig. 3.8). Ces deux pulsars montrent une accélération

La campagne de suivi de chronométrage pulsar est en cours au Radiotélescope de Nançay. Ces deux pulsars appartenant à des systèmes binaires, j'ai écrit un programme

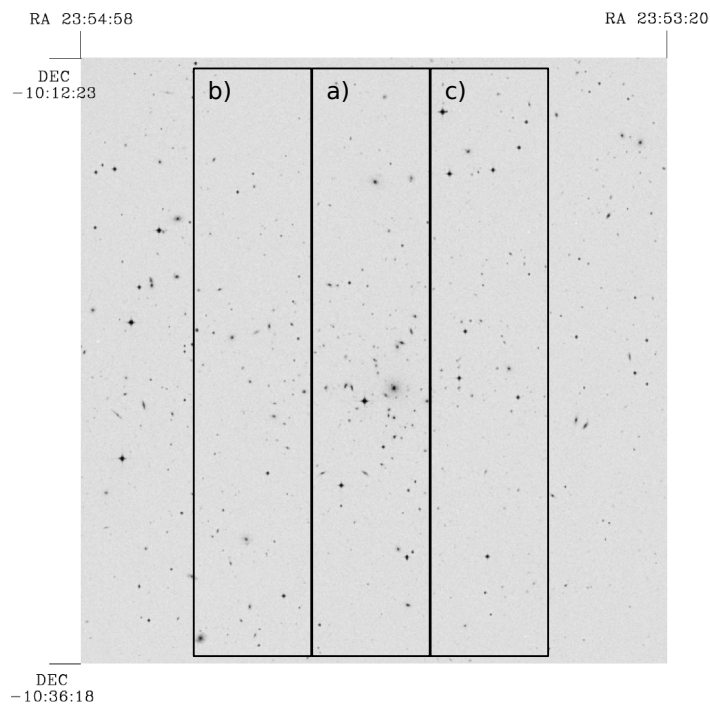


FIGURE 3.5: Vue de l'amas Abell 2670 à un redshift $z=0.076$. Dans cette vue de $20'$ par $20'$, 200 galaxies sont répertoriées dans le catalogue NED. Les rectangles représentent grossièrement les zones pointées par le Radiotélescope pour les trois observations effectuées. Les résultats correspondants sont montrés figure 3.6.

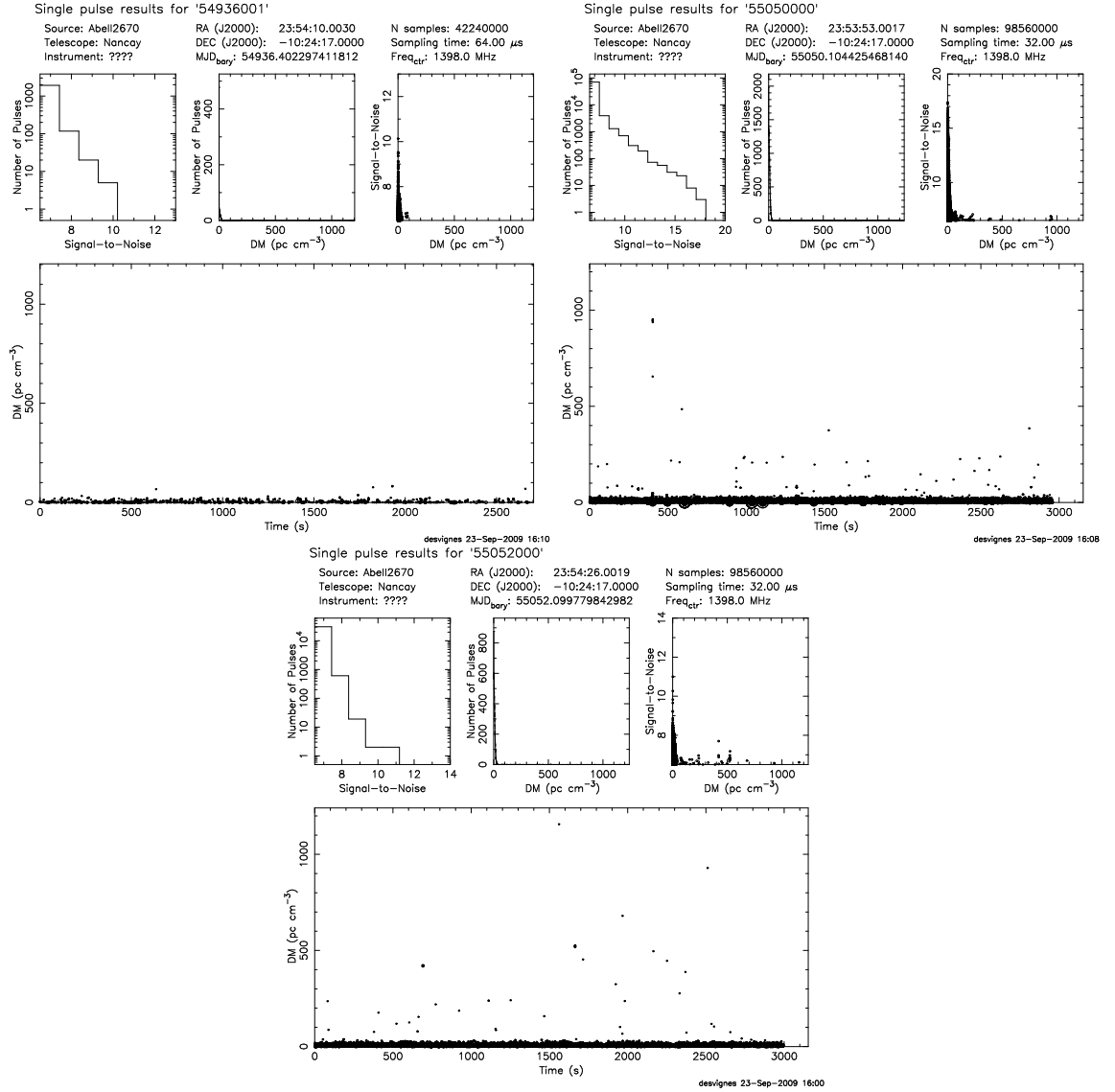


FIGURE 3.6: Résultats de la recherche d'événements impulsionnels sur l'amas Abell 2670. a) 54936001 ; b) 55050000 ; c) 55052000. Les interférences radio empêchent toute détection possible pour des DMs $< 30 \text{ pc cm}^{-3}$. Aucune impulsion supérieure à 7σ n'est ici détectée.

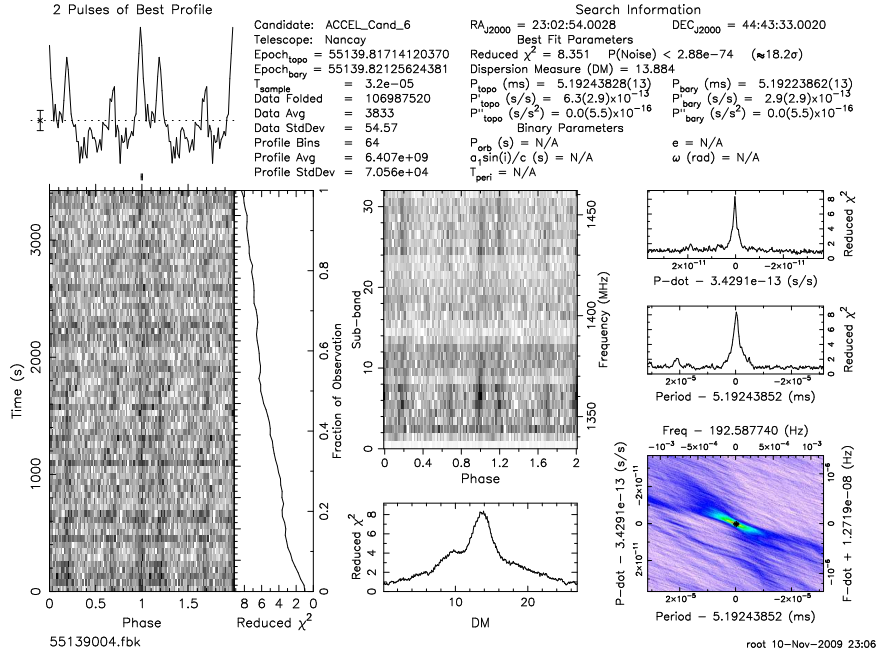


FIGURE 3.7: Profil de découverte du pulsar J2302+4443 dans la source FERMI EMS1535 observé à Nançay le 4 novembre 2009. Ce pulsar de période $P = 5.19\text{ms}$ est binaire avec $P_{orb} \sim 126$ jours. Les données ont été analysées avec le logiciel PRESTO.

python avec interface GTK pour pouvoir résoudre les paramètres orbitaux kepleriens de l'orbite, en fonction de la période barycentrique et du MJD de l'observation (ce programme est montré Fig. 3.9). Elle permettra de fournir les éphémérides nécessaires au satellite Fermi pour obtenir les courbes de lumière gamma.

3.6 Conclusions et perspectives

Bien que le retraitement des données du sondage Foster soit fini, il reste encore 85% des résultats à regarder. La visualisation des graphiques de diagnostic même avec l'interface `psrhunt.py` reste une grande tâche qui prend énormément de temps. Cependant, on s'est assuré qu'aucun pulsar ne reste dans les données avec un $\text{SNR} > 20$, soit un flux de 1.7 mJy. Et sur les ~ 200 réobservations de candidats déjà effectuées, aucune n'a encore permis de confirmer une détection.

L'observation des graphiques de diagnostic est toujours en cours. Pour simplifier

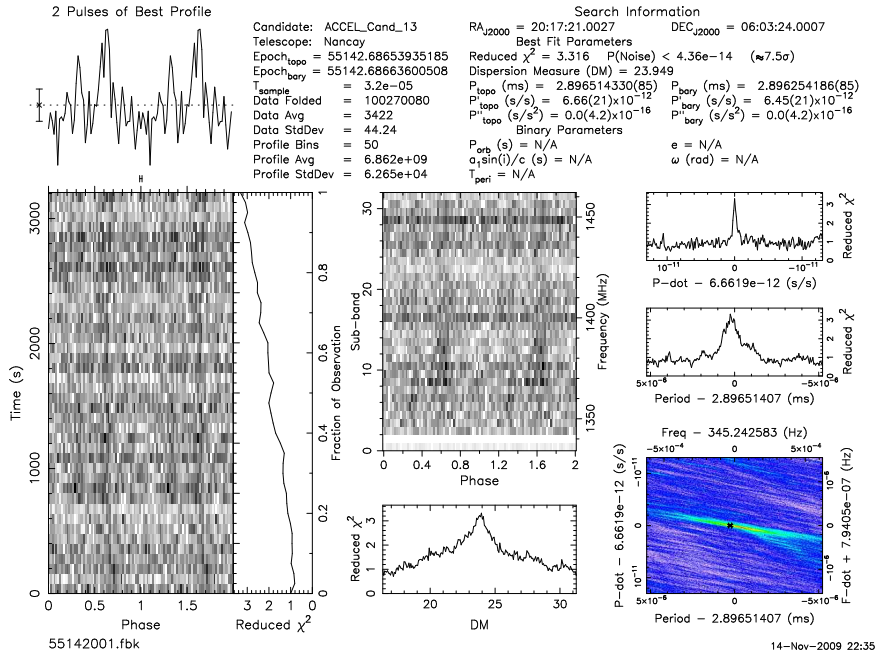


FIGURE 3.8: Profil de découverte du pulsar J2017+0603 dans la source FERMI EMS1362 observé à Nançay le 7 novembre 2009. Ce pulsar de période $P = 2.89\text{ms}$ est binaire avec $P_{orb} \sim 2.2$ jours. Les données ont été analysées avec le logiciel PRESTO.

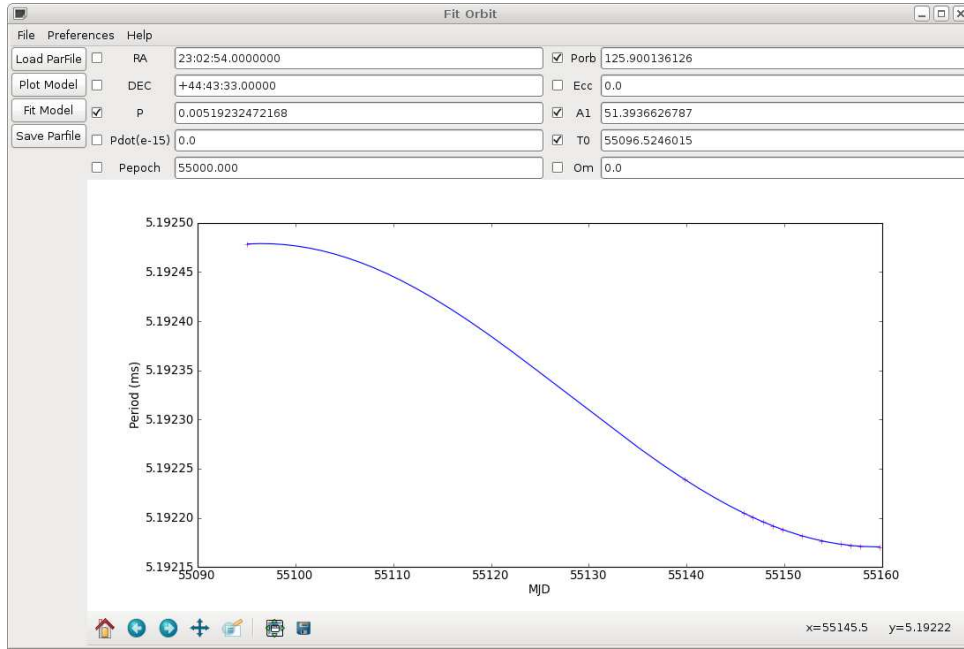


FIGURE 3.9: Vue du programme fitorbit.py qui permet d'obtenir une première estimation des cinq paramètres kepleriens de l'orbite du pulsar J2302+4443.

la visualisation de tous les candidats, j'ai prévu d'implémenter un tri par score, similaire au travail de Keith et al. (2009). Les scores sont calculés en fonction de différents paramètres dont la largeur du profil intégré et la distribution gaussienne du SNR en fonction du DM par exemple. Pour trier les candidats en fonction de ces scores et réduire de manière significative le nombre de candidats à regarder, on pourra faire appel à un réseau de neurones, projet en collaboration avec Ben Stappers. Cette technique, actuellement testée à l'Université de Manchester, a déjà permis de trouver de nouveaux pulsars dans les archives du sondage PMPS (Eatough, en préparation).

Le sondage à titre prospectif sur l'amas de galaxies Abell 2670 pour la recherche d'événements impulsionnels en général est l'un des programme-clés des nouveaux instruments radio tels LOFAR, ou ATA.

La future instrumentation avec 400 MHz de bande permettra d'atteindre une grande sensibilité comparée au sondage Foster. Comme indiqué sur la figure 3.10, la sensibilité atteint 0.034 mJy pour des pulsars de période supérieure à 10 ms. Cependant, de

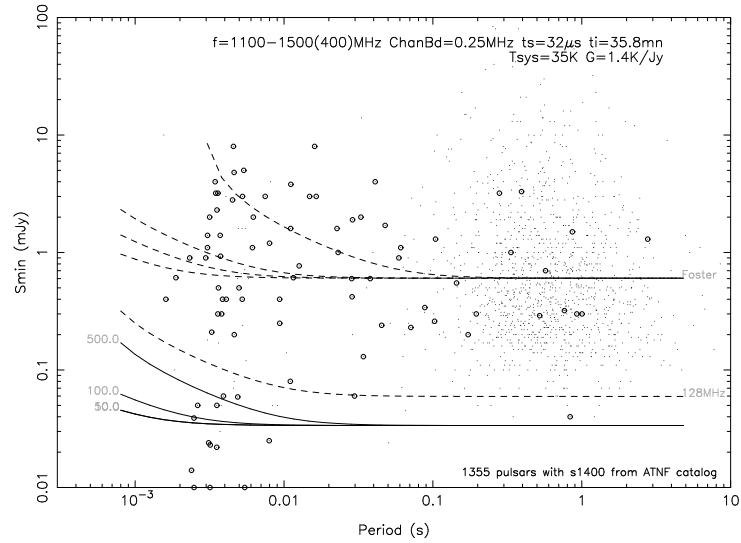


FIGURE 3.10: Courbes de sensibilité pour un futur sondage avec l'instrumentation à 400 MHz à base de ROACH et GPUs. Les paramètres sont : un temps d'intégration de 36 minutes, une résolution temporelle de $32 \mu\text{s}$ et des canaux de 0.25 MHz. La sensibilité atteint 0.034 mJy pour des pulsars avec des périodes supérieures à 10 ms. A titre de comparaison, les courbes de sensibilité du sondage Foster pour les mêmes DMs de 0, 50, 100 et 500 pc cm^{-3} sont représentées. Pour les caractéristiques du sondage Foster, voir paragraphe 3.2.

nouveaux sondages du plan galactique au Radiotélescope de Parkes et d'Effelsberg (tous les deux équipés de multi-récepteurs) sont en cours ou en préparation (Kramer, comm privée). Probablement, le Radiotélescope de Nançay ne disposant que d'un seul récepteur, ne peut donc se lancer dans un sondage à grande échelle, préférant des sondages ciblés du ciel, par exemple pour des recherches de candidats Fermi ou HESS.

Chapitre 4

Les pulsars binaires relativistes J0737-3039A/B et J1906+0746

4.1 PSR J0737-3039A/B

Le système à pulsar double J0737-3039A/B consiste en un pulsar de période $P = 22.7$ ms, PSR J0737-3039A (A), en orbite légèrement excentrique, $e = 0.088$, et de période $P_b = 147$ minutes autour d'un autre pulsar, PSR J0737-3039B (B) de période $P = 2.77$ s (Burgay et al. 2003; Lyne et al. 2004). Le pulsar A a un ralentissement de 1.8×10^{-18} s s^{-1} . Le pulsar B, plus lent, a lui un ralentissement de 0.9×10^{-15} s s^{-1} . Comme expliqué en section 1.1.2, ces paramètres indiquent que le pulsar A s'est formé en premier, puis a été accéléré ou 'recyclé' par accréation de matière de son compagnon en évolution qui plus tard a formé le pulsar B, plus jeune.

Ce système est seulement un des 8 systèmes binaires connus à ce jour avec deux étoiles à neutrons, mais c'est surtout le seul où les deux étoiles sont visibles en tant que pulsar. Ajouté au fait que l'avance du périastre $\dot{\omega} = 16.9^\circ/\text{an}$ est quatre fois plus grande que pour le pulsar de Hulse & Taylor (1975), PSR B1913+16, il fut vite réalisé que ce système procurerait les tests les plus précis sur la Relativité Générale (RG) et les théories alternatives (Lyne et al. 2004). En effet, avec seulement 2.5 années de données, Kramer et al. (2006) ont montré que la RG était vérifiée à 0.05% près. Le temps de coalescence de ce système, dû à la

perte d'énergie par émission d'ondes gravitationnelles, est estimé à 85 millions d'années. La distance du pulsar, $d = 1150^{+220}_{-160}$ pc, mesurée par interférométrie VLBI (Deller et al. 2009) est deux fois supérieure aux résultats donnés par le chronométrage (Kramer et al. 2006) et donne une faible vitesse transversale, $v_{trans} \sim 9 \text{ km s}^{-1}$. Plus important, cette nouvelle mesure implique que les tests de RG peuvent être effectués à 0.01% avec dix années de données sur $\dot{P}_b$.

Cette section présente les observations puis les résultats de chronométrage obtenus au Radiotélescope de Nançay avec 4.8 années de données sur le pulsar A, soit presque le double de celles présentées par Kramer et al. (2006). L'amélioration de la mesure des paramètres PK permet des tests encore plus précis de la RG. Ces données et leur analyse combinées avec celles d'autres radiotélescopes font l'objet d'un projet d'article ou collaboration avec Michael Kramer (MPIfR, Bonn).

4.1.1 Observations

Les observations du pulsar J0737-3039A présentées ici ont été menées au Radiotélescope de Nançay de octobre 2004 (MJD 53287) à août 2009 (MJD 55049) avec l'instrumentation à dédispersion cohérente BON présentée au Chapitre 2. Ce pulsar est observé à Nançay tous les 3 à 4 jours pendant 1 heure environ, le temps maximum permis par cet instrument méridien.

Jusqu'à juin 2008, 16 canaux de 4 MHz ont été dédispersés à une fréquence de 1398 MHz par l'instrumentation BON à base de CPUs. Depuis juin 2008 et l'utilisation des GPUs pour la dédispersion cohérente, on est passé à 32 canaux de 4 MHz, toujours centrés autour de 1398 MHz. Jusqu'à avril 2009, la série temporelle dédispersée était intégrée à la période apparente du pulsar pendant 120 s. Grâce au passage à la bande de 128 MHz, on a pu abaisser le temps d'intégration des profils à 60 s pour permettre de mieux échantillonner l'orbite du pulsar, tout en gardant un bon rapport signal sur bruit. On dispose aussi de 31 observations effectuées à plus haute fréquence, autour de 2048 MHz, afin d'estimer les variations de DM.

Contrairement aux observations présentées par Kramer et al. (2006), on ne dispose que de vingt observations effectuées jusqu'à avril 2008 sur son compagnon, PSR J0737-

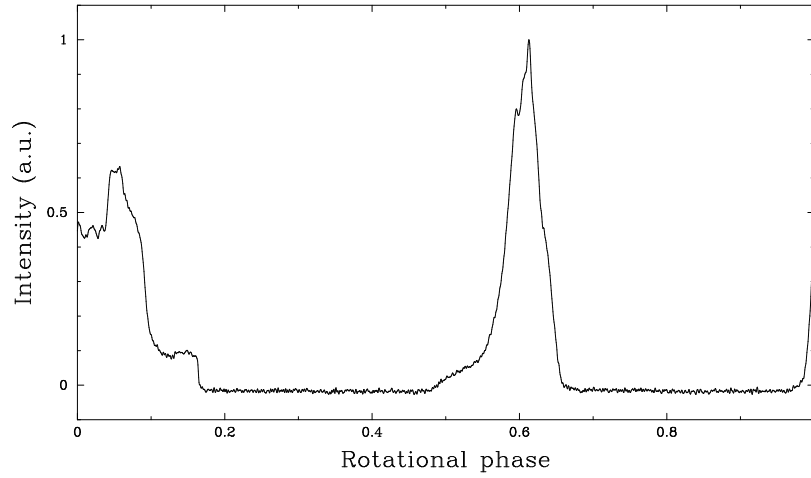


FIGURE 4.1: Profil de référence de PSR J0737-3039A obtenu à 1.4 GHz en intégrant 212 heures d'observation.

3039B. Je ne présenterai donc pas les résultats de chronométrage de ce pulsar.

4.1.2 Chronométrage

Pour chaque sous-intégration de 60 s ou 120 s, les observations ont d'abord été intégrées en fréquence avec un DM de 48.9 pc cm^{-3} . Un total de 16987 TOAs a ensuite été obtenu par corrélation avec un profil de référence. Ce profil de référence, voir figure 4.1, a été construit en réalignant et intégrant 212 heures d'observation.

Quand on trace la distribution cumulée des incertitudes des TOAs obtenus (figure 4.2), on s'aperçoit que cette distribution s'infléchit pour la petite fraction de points de grande incertitude qu'il convient d'écarter, le pulsar ayant été trop faible pour être convenablement détecté ou le profil ayant été contaminé par un parasite par exemple. Avant de continuer l'analyse, tous les TOAs avec une incertitude supérieure à $70 \mu\text{s}$ sont donc écartés. Il reste un total de 15562 TOAs (8% exclus) avec une incertitude moyenne de $36 \mu\text{s}$.

Ces TOAs ont été analysés avec le logiciel **TEMPO2** et le modèle binaire relativiste DD présenté paragraphe 1.3.2. Les paramètres astrométriques ont été obtenus avec les éphémérides du Système Solaire DE405 (Standish 1998). La parallaxe ayant été déterminée par VLBI (Deller et al. 2009), j'ai fixé cette valeur à $\pi = 0.87 \text{ mas}$ dans le modèle.

Tous les paramètres du pulsar améliorés par la modélisation des TOAs sont indiqués

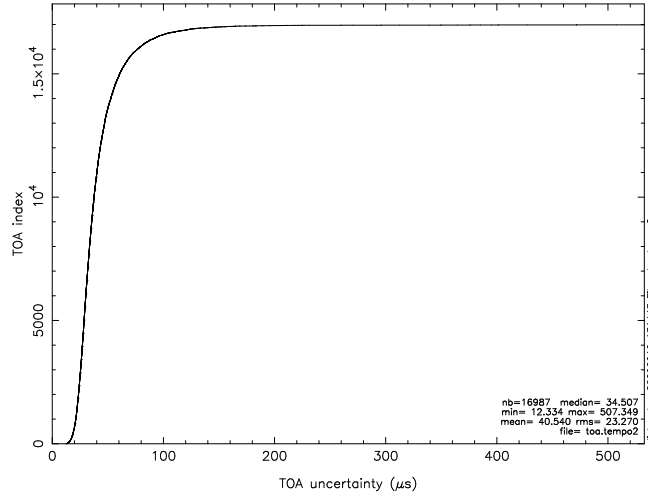


FIGURE 4.2: Distribution des incertitudes des TOAs de PSR J0737-3039A. Cette distribution s’infléchit pour un faible nombre de TOAs avec de grandes incertitudes. Il convient d’exclure ces points, le pulsar ayant été trop faible pour être détecté correctement ou l’observation étant contaminée par des parasites.

Table 4.1. Notamment, comme reporté par Kramer et al. (2006), cinq paramètres PK sont mesurés : $\dot{\omega}$, γ , r , s , et $\dot{P}_b$. Pour comparer ces résultats avec ceux obtenus par Kramer et al. (2006), j’ai multiplié par deux l’erreur formelle donnée par **TEMP02**.

Les résidus de temps d’arrivées correspondants sont présentés figure 4.3. Le RMS pondéré des résidus est de $45 \mu\text{s}$, soit légèrement mieux que les $54 \mu\text{s}$ obtenus par Kramer et al. (2006). Et contrairement à leurs données, toutes ces observations ont été obtenues avec une seule et même instrumentation et aucun ‘offset’ instrumental n’a donc été ajouté dans les données (10 ‘offsets’ ont été inclus dans le modèle de Kramer et al. (2006) pour prendre en compte toutes les instrumentations).

Un autre résultat donné par le chronométrage est la fonction de masse $f_m(m_p, m_c) = 0.29096565 \pm 0.00000013 M_\odot$. Cette fonction de masse pose une contrainte supplémentaire sur les masses des deux étoiles. En effet, puisque $\sin i \leq 1$, on peut réécrire l’équation 1.28 pour mettre une limite supérieure sur la masse du pulsar m_p ,

$$m_p = f_m^{-1/2} \times m_c^{3/2} - m_c. \quad (4.1)$$

Cette contrainte est représentée par la zone colorée sur le diagramme masse-masse, figure 4.5, introduit au paragraphe suivant.

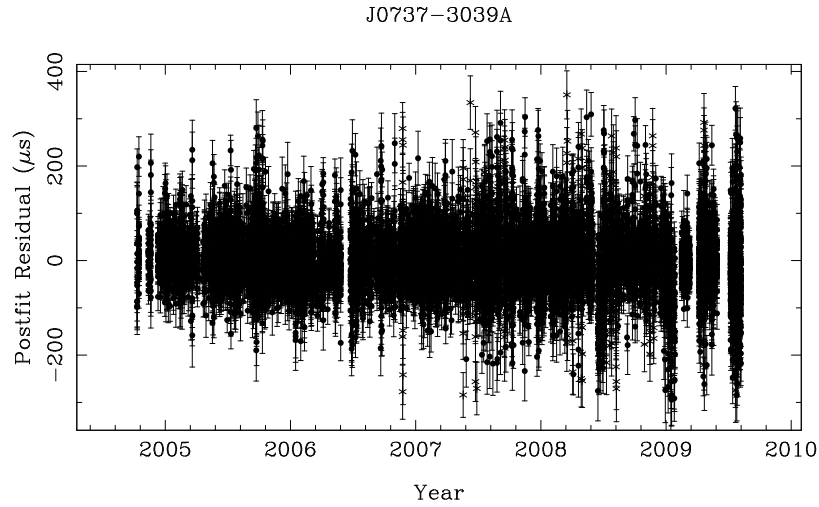


FIGURE 4.3: Résidus de chronométrage de PSR J0737-3039A obtenus avec les données du Radiotélescope de Nançay et l'instrumentation BON pendant presque 5 ans. Jusqu'à avril 2009, le temps d'intégration des profils était fixé à 120 secondes. Depuis, il a été abaissé à 60 secondes afin de mieux échantillonner l'orbite et de déterminer les paramètres orbitaux. Cette diminution du temps d'intégration des profils produits explique en partie la plus grande incertitudes dans la détermination des TOAs malgré le passage récent à une bande de 128 MHz.

Les incertitudes sur les paramètres PK ne diminuent pas toutes de la même manière en fonction de la longueur du jeu de données. De manière approximative, les erreurs sur (r, s) , $(\dot{\omega}, \gamma)$, $\dot{P}_b$ varient respectivement comme $T^{-1/2}$, $T^{-3/2}$ et $T^{-5/2}$ (Damour & Taylor 1992). Ainsi, $\dot{P}_b$ est maintenant mesuré avec une précision de 0.6% au lieu de 1.4% précédemment par Kramer et al. (2006). Cette amélioration potentielle de la mesure des paramètres PK m'a amené à refaire les tests de la RG, le but du paragraphe suivant. Cependant, en seulement 2.5 ans, Kramer et al. (2006) ont collecté plus de 130 000 TOAs venant de trois radiotélescopes. Ainsi, et mis à part l'incertitude sur $\dot{P}_b$, les autres paramètres sont mesurés avec des précisions comparables.

4.1.3 Tests de la Relativité Générale

Diagramme Masse-Masse Cinq paramètres PK sont donc mesurés : $\dot{\omega}$, γ , r , s et $\dot{P}_b$.

Comme mentionné au paragraphe 1.3.2, avec cinq paramètres PK, on peut réaliser trois tests de la théorie de la Gravitation. Ces tests sont représentés par le diagramme

PSR J0737–3039A		
Fit and data-set parameters		
Pulsar name	Desvignes (2009)	Kramer et al. (2006)
MJD range	53287.3—55049.5	52760—53736
Number of TOAs	15,562	131,416
Number of time offsets fitted	0	10
Rms timing residual (μs)	44.5	54
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53156	53156
Measured Quantities		
Right ascension, α	07:37:51.24925(6)	07:37:51.24927(3)
Declination, δ	−30:39:40.7136(9)	−30:39:40.7195(5)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	44.054068709658(4)	44.054069392744(2)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	−3.41548(5) $\times 10^{-15}$	−3.4156(1) $\times 10^{-15}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	48.935(4)	48.920(5)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	−2.9(3)	−3.3(4)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	1.1(3)	2.6(5)
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.9995(5)	0.99974(−39,+16)
Orbital period, P_b (d)	0.10225156413(5)	0.10225156248(5)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	53155.9075823(5)	53155.9074280(2)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	1.415032(3)	1.415032(1)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	87.0300(16)	87.0331(8)
Orbital eccentricity, e	0.0877784(14)	0.0877775(9)
Orbital period derivative, $\dot{P}_b$	−1.252(8) $\times 10^{-12}$	−1.252(17) $\times 10^{-12}$
Periastron advance, $\dot{\omega}$ (deg/yr)	16.9002(5)	16.89947(68)
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	1.30(12)	1.26 (33)
Gravitational redshift parameter, γ (s)	0.000384(3)	0.0003856(26)
Annual parallax, π (mas)		3(2)
Set Quantities		
Annual parallax, π (mas)	0.87	

TABLE 4.1: Paramètres de chronométrage de PSR J0737-3039A. Ces résultats ont été obtenus avec le modèle binaire relativiste DD et les éphémérides planétaires DE405 du JPL (Standish 1998). Les incertitudes notées en parenthèses se réfèrent au dernier chiffre et représentent deux fois l’incertitude donnée par le logiciel **TEMPO2**. La masse du compagnon donnée ici est estimée par la mesure de l’effet Shapiro seulement.

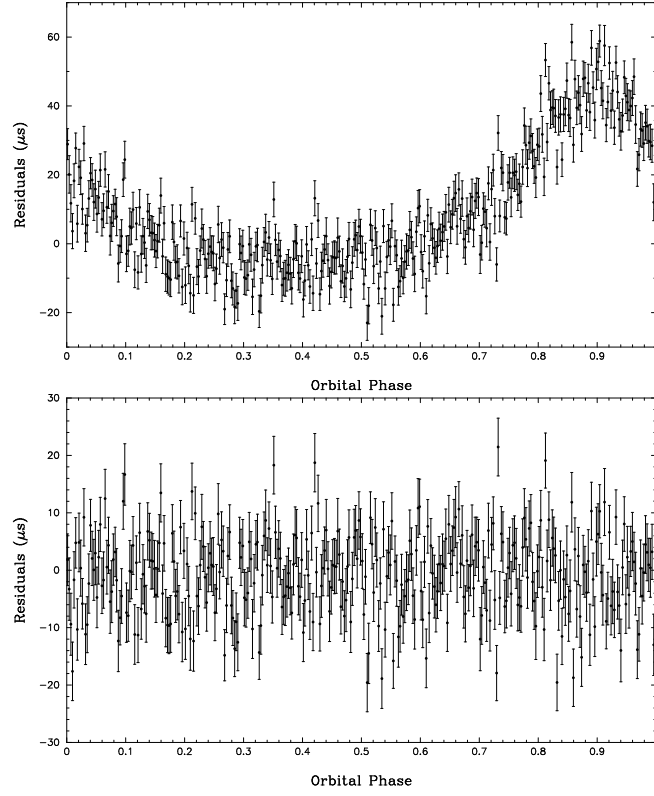


FIGURE 4.4: Délai Shapiro dans les résidus du pulsar J0737-3039A en fonction de la phase orbitale. La figure du haut représente les résidus obtenus avec les paramètres présentés Table 4.1, tout en fixant les paramètres de l'effet Shapiro, r et s , soit la masse du compagnon et l'inclinaison de l'orbite, à zéro. Pour les deux figures, les TOAs ont été regroupés par tranche de 1° de phase orbitale.

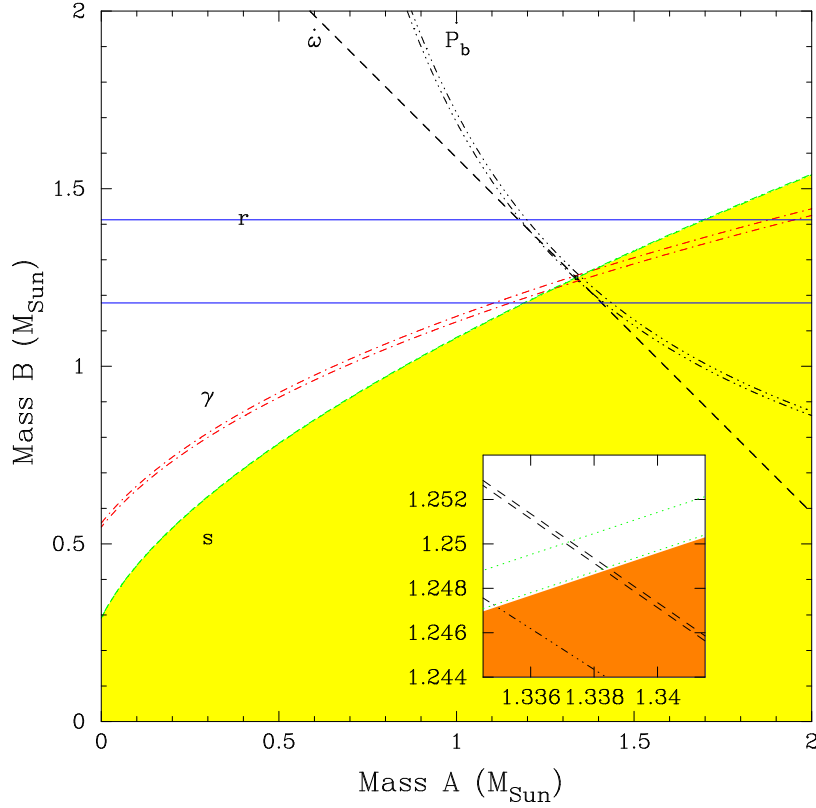


FIGURE 4.5: Diagramme masse-masse du système J0737-3039A/B. Puisqu'on ne dispose pas de solution sur le pulsar B, contrairement à Kramer et al. (2006) on ne peut pas calculer le ratio R entre les masses des deux pulsars et obtenir de test indépendant.

'masse-masse' de la figure 4.5. Toutes les contraintes mesurées par les paramètres PK se coupent en un même point (qui donne les masses des deux pulsars) et confirment la validité de la RG.

Avec les deux paramètres PK les mieux mesurés, $\dot{\omega}$ et le paramètre s déduit du délai Shapiro, représenté figure 4.4, on peut déterminer précisément les masses des deux étoiles : $m_A = 1.3378 \pm 0.0007 M_\odot$ et $m_B = 1.2495 \pm 0.0007 M_\odot$.

Avance du périastre La Relativité Générale prédit un rétrécissement de l'orbite par perte d'énergie due à l'émission d'ondes gravitationnelles.

On note ϕ_b la phase orbitale du pulsar et $\nu = \frac{1}{P_b}$ la fréquence orbitale. On peut alors écrire :

$$d\phi = \nu_b(t)dt. \quad (4.2)$$

En décrivant les variations de la fréquence orbitale ν en série de Taylor et en se limitant au premier ordre, on a :

$$\nu_b(t) = \nu_{b0} + \dot{\nu}_{b0}(t - t_0). \quad (4.3)$$

La phase orbitale à un instant t devient

$$\phi(t) = \frac{1}{P_b}(t - t_0) - \frac{\dot{P}_b}{2P_b^2}(t - t_0)^2, \quad (4.4)$$

le terme de droite représentant le retard prédit par la Relativité Générale et le retard cumulé du temps de passage au périastre t par rapport à un instant t_0 s'obtient comme :

$$\delta\phi = \frac{\dot{P}_b(\text{théorique})}{2P_b}(t - t_0)^2. \quad (4.5)$$

Pour tracer l'évolution du retard cumulé du passage au périastre, on applique les étapes suivantes :

1. On modélise l'ensemble des TOAs pour la date de départ t_0 qui donne le temps de passage au périastre $T_{0(0)}$.
2. On calcule la date de passage au périastre $T_{0(i)}$ projetée au temps t_i ($t_i = t_0 + N$ jours) en utilisant seulement les paramètres orbitaux kepleriens. La longitude du périastre est aussi projetée à la date t_i en utilisant $\dot{\omega}$.
3. En gardant les TOAs $\frac{N}{2}$ jours avant et après la date t_i , on ne modélise les TOAs que pour $T_{0(i)}$ et $P_{b(i)}$.
4. Les différences entre les $T_{0(i)}$ par rapport au $T_{0(0)}$ obtenu à la date t_0 donnent le retard cumulé du temps de passage au périastre.

Les mesures représentées figure 4.6 sont en excellent accord avec les prédictions de la Relativité Générale.

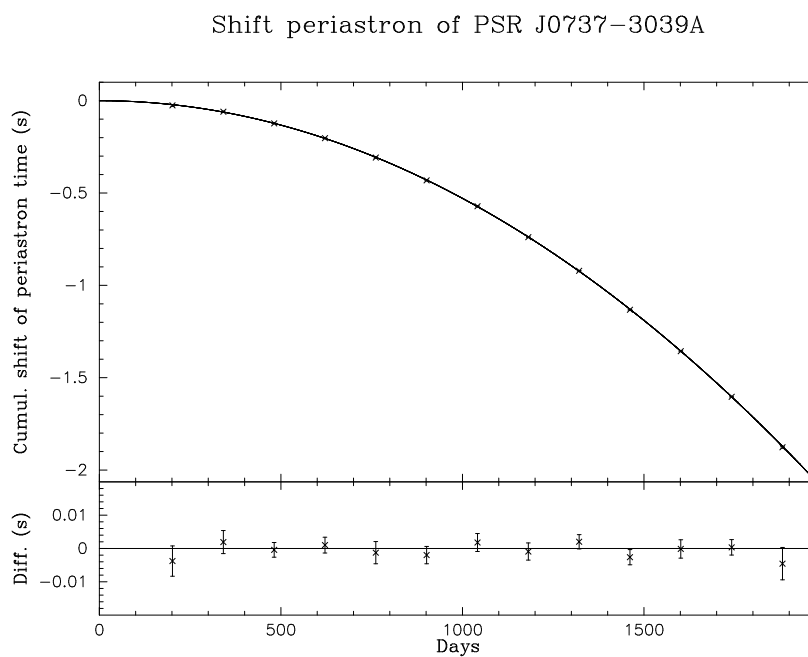


FIGURE 4.6: Décalage du temps de passage au périastre de PSR J0737-3039A en fonction du temps. Ce décalage est dû à la perte d'énergie du système par émission d'ondes gravitationnelles. Les points représentent les mesures observationnelles, en parfait accord avec la prédiction de la Relativité Générale, représenté en trait plein. Si la période orbitale était restée constante, le résultat aurait été une droite avec un décalage du périastre de zéro.

4.2 PSR J1906+0746

PSR J1906+0746 est un pulsar de période $P = 144$ ms en orbite autour d'une autre étoile à neutrons. Découvert en 2005 par Lorimer et al. (2006) lors du sondage PALFA (voir Chapitre 3), l'orbite de ce système est compacte ($P_b = 3.98$ h) et présente une excentricité ($e = 0.085$) similaire à celui du système à deux pulsars J0737-3039A/B. La période du pulsar associé à son grand ralentissement (2×10^{-14} s s $^{-1}$) indique très clairement que ce pulsar est jeune, avec un âge caractéristique $\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}} = 112000$ ans. En comparant un profil obtenu à partir des archives du sondage PMPS de 1998 avec le profil de découverte de 2005, Lorimer et al. (2006) ont suggéré un possible changement dans la forme de l'impulsion, confirmé indépendamment par mes mesures et celles de (Kasian & Consortium 2006). Ce n'est pas inattendu puisque la période de précession géodétique est estimée à 160 ans (Kasian & Consortium 2006).

Dans cette section, je présente tout d'abord les observations, le chronométrage ainsi que les effets observés de la précession géodétique qui mènent à la détermination de la géométrie. Les résultats montrés en section 4.2.3 seront publiés sous Desvignes et al. (en préparation) tandis que les résultats de chronométrage font l'objet d'une collaboration avec l'Université de Colombie-Britannique (UBC, University of British Columbia) et seront publiés avec ceux du Radiotélescope de Green Bank (US) sous Kasian et al. (en préparation).

4.2.1 Observations

Ce sujet de recherche a été mené dans le cadre de l'EPTA et fait appel aux données de 3 des 4 radiotélescopes constituant actuellement cette collaboration : Nançay (NRT), le Radiotélescope Lovell de Jodrell Bank (JBO) ainsi que le Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT).

Nançay Les observations utilisées dans cette étude ont été prises avec l'ancien système BON à base de CPUs, de juin 2005 à juin 2007. Pour chaque observation d'environ une heure, une bande de 16×4 MHz centrée sur 1398 MHz a été dédispersée de manière cohérente et empilée à la période du pulsar toutes les deux minutes sur 2048 points. Les données ont finalement été intégrées en fréquence avec un DM de 217.78

pc cm^{-3} . La calibration en flux n'étant pas effectuée à l'époque, on normalise chaque polarisation par le RMS du bruit avant de former les paramètres de Stokes. Nançay est un télescope méridien et on observe donc ce pulsar à chaque fois dans les mêmes conditions d'orientation du télescope. Ainsi on ne s'attend pas à des changements significatifs du gain.

Le logiciel **psrchive** (Hotan et al. 2004) a été utilisé pour analyser les données, réaligner et construire neuf profils à grand SNR sur les deux années d'observation, chacun couvrant donc environ trois mois. Le MJD associé à chacun de ces profils correspond à la date barycentrée des observations composant ces profils.

Le Radiotélescope Lovell Ces données ont été prises au Radiotélescope Lovell de Jodrell Bank, une parabole de 76 m, au sud de Manchester. Les observations ont été faites de mai 2005 à mai 2007 avec une instrumentation filterbank sur une bande de 64 MHz divisée en 64 canaux et centrée sur 1.4 GHz. Les profils des impulsions sont échantillonnés sur 400 points soit avec une résolution de $360 \mu\text{s}$ et intégrés de 30 minutes à plusieurs heures.

Le Radiotélescope de Westerbork Le Westerbork Synthesis Radio Telescope est constitué de 14 antennes simples de 25 m formant un interféromètre. Les données ont été prises de juin 2005 à mai 2007 avec le système PUMA I, une instrumentation de type filterbank (Voûte et al. 2002). Une bande de 80 MHz, toujours centrée à 1.4 GHz a été découpée en 512 canaux. Les temps d'intégration s'échelonnent de 20 minutes à une heure. Les profils sont échantillonnés sur 256 points.

4.2.2 Chronométrage

Comme dit précédemment, le chronométrage de PSR J1906+0746 fait l'objet d'une collaboration internationale. Néanmoins, je présente dans cette section les données obtenues au Radiotélescope de Nançay.

En deux ans, un total de 1850 TOAs a été obtenu par cross-corrélation avec le profil de référence, figure 4.7. Ce profil de référence a été construit en intégrant 48 h d'observation. Comme on le verra au paragraphe suivant, la forme du profil varie au cours du temps

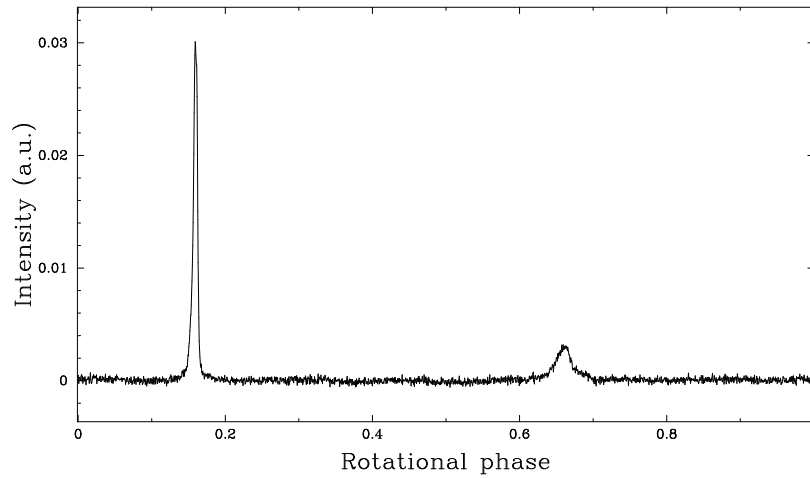


FIGURE 4.7: Profil de référence de PSR J1906+0746 à 1.4 GHz obtenu en intégrant 48 h d’observations sur l’impulsion principale. Comme on la verra plus tard, la forme de l’impulsion change avec le temps à cause de la précession géodétique.

augmentant l’incertitude sur la détermination du TOA.

Quand on modélise les TOAs avec les paramètres de découverte donnés par le catalogue de l’ATNF¹, les résidus présentent un bruit de chronométrage très élevé. On peut utiliser les fitwaves pour absorber le bruit de chronométrage (Hobbs et al. 2004).

Kasian & Consortium (2006) a utilisé **TEMP02** pour modéliser 13 sinusoïdes et absorber ce bruit de rotation de l’étoile. Elle a pu mesurer les paramètres Post-Keplériens $\dot{\omega}$ et γ , et a pu en déduire les masses des deux étoiles, $M_p = 1.25 M_\odot$, $M_c = 1.37 M_\odot$ (Kasian & Consortium 2006).

Cependant, si on regarde attentivement la forme des résidus sur de courts intervalles de temps, on peut probablement distinguer des glitches, ces brusques changements dans la fréquence de rotation des pulsars, probablement dus à un transfert de moment angulaire entre la croûte rigide du pulsar et sa structure interne superfluide.

Le premier glitch observé fut noté par Andrew Lyne (communication privée, 2007). En modélisant 10 glitches sur les deux ans de données présentées ici, j’arrive à enlever le bruit basse fréquence présent dans les résidus. Par exemple, le glitch de plus forte amplitude (un changement de fréquence de 1.2×10^{-8} Hz) s’est produit au MJD 54209, montré figure 4.9.

1. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

PSR J1906+0746 étant un pulsar relativement jeune, il est commun d'observer des glitches. Ainsi, je pense qu'une grande partie du bruit présent dans les résidus est dû à la présence de glitches.

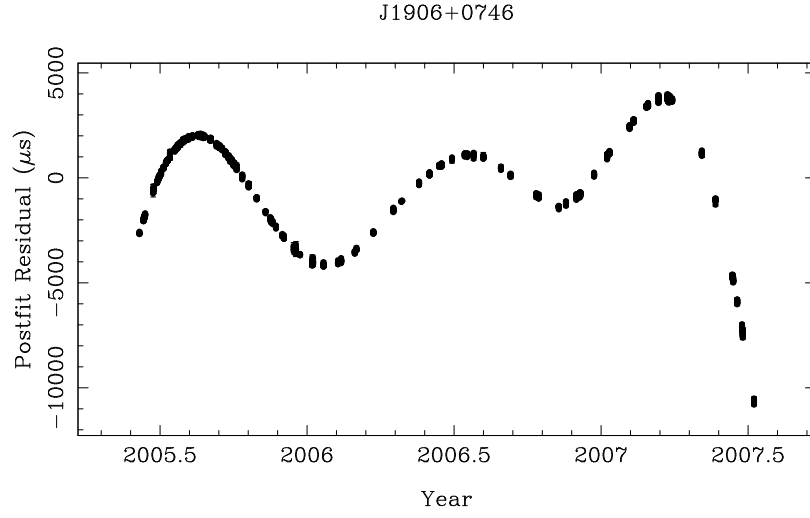


FIGURE 4.8: Résidus de chronométrage de PSR J1906+0746 obtenus à partir des paramètres de l'ATNF en modélisant les paramètres astrométriques, ascension droite et déclinaison, ainsi que les paramètres de rotation, P et $\dot{P}$ avec les paramètres orbitaux fixés. Ce pulsar présente un grand bruit de rotation, dont l'amplitude atteint plusieurs millisecondes.)

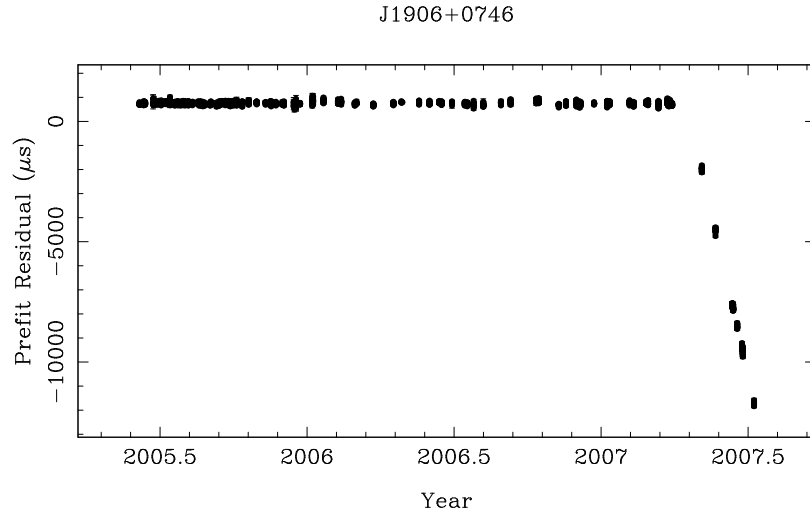


FIGURE 4.9: Exemple de glitch survenu au MJD 54209 avec un changement de fréquence de 1.2×10^{-8} Hz.

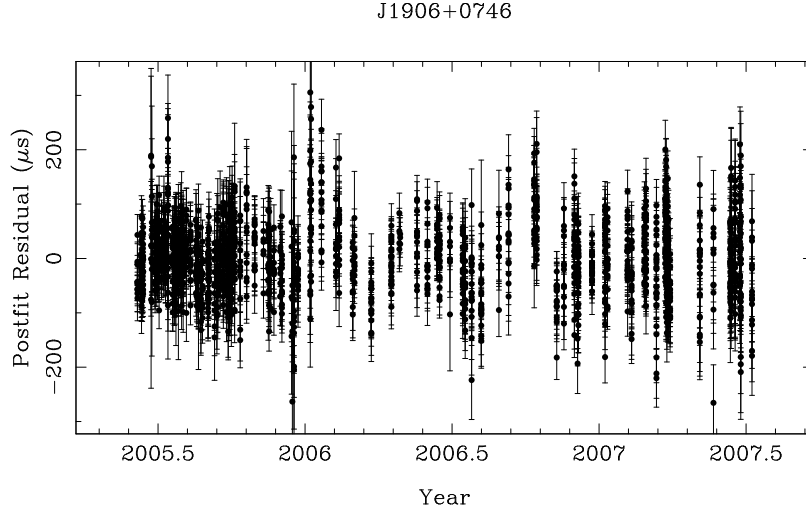


FIGURE 4.10: Résidus de chronométrage de PSR J1906+0746 obtenus en modélisant 10 glitches sur deux ans d'observation.

4.2.3 PSR J1906+0746 : précession géodétique et géométrie

Peu après la découverte du pulsar B1913+16 par Hulse & Taylor (1975), Damour & Ruffini (1974) ont montré qu'un nouvel effet prédit par la RG pouvait être vérifié par des systèmes binaires relativistes : si l'axe de rotation d'un pulsar est incliné d'un angle δ (et que cet angle n'est pas trop petit) par rapport au vecteur de moment cinétique orbital total (bien approximé par le moment cinétique orbital seul, le moment cinétique du pulsar étant négligeable), alors le couplage spin-orbite provoque une précession de l'axe de rotation du pulsar (Damour & Ruffini 1974).

Si l'on suppose que l'axe de rotation du pulsar précède, alors la ligne de visée doit traverser différentes parties du faisceau d'émission du pulsar avec le temps, provoquant des variations dans le profil observé. Les effets de cette variation dépendent bien sûr de la valeur de l'angle δ , de la phase précessionnelle ainsi que du faisceau du pulsar. Par exemple, si le profil de l'impulsion présente deux composantes qui peuvent être interprétées comme les bords opposés d'un cône d'émission creux, on peut alors observer deux effets sur l'intensité totale du profil : un changement dans la séparation des composantes et dans le rapport de leurs amplitudes. On attend aussi des variations de polarisation.

Jusqu'à maintenant, seulement 4 pulsars binaires montrent des changements de leur

profil moyen d'impulsion expliqué par la précession géodétique : PSR B1913+16 (Weisberg et al. 1989; Kramer 1998), PSR B1534+12 (Arzoumanian 1995; Stairs et al. 2004), PSR J1141-6545 (Hotan et al. 2005) et PSR J0737-3039B (Burgay et al. 2005).

Un premier argument pour l'observation de la précession géodétique dans ce système a été avancé par Lorimer et al. (2006). Ayant redétectionné ce pulsar dans les archives du sondage PMPS de 1998, ils ont comparé le profil de l'impulsion aux données obtenues en 2005. Le profil intégré avec les données de 1998 ne montre pas l'impulsion secondaire observée en 2005, indiquant un possible premier signe de précession géodétique. Des variations du profil ont aussi été détectées par Kasian & Consortium (2006).

Le taux de précession géodétique de l'axe de rotation prédit par la RG est donné par Barker & O'Connell (1975) :

$$\Omega_{geod} = \left(\frac{2\pi}{P_b}\right)^{5/3} T_{\odot}^{2/3} \frac{m_c(4m_p + 3m_c)}{2(m_p + m_c)^{4/3}} \frac{1}{1 - e^2} \quad (4.6)$$

Pour le pulsar J1906+0746, avec les valeurs données par le chronométrage pulsar, $P_b = 3.98\text{h}$ et $e = 0.0853$ (Kasian & Consortium 2006), la constante $T_{\odot}$ introduite Eq 1.27, et les masses des deux étoiles dérivées des paramètres PK, on obtient une période de précession géodétique de 157 ans.

Variation du profil de l'impulsion

En combinant les données NRT, JBO et WSRT, j'ai mesuré la séparation entre les deux composantes du profil, en terme de phase rotationnelle, soit entre 0 et 1. Le résultat est montré figure 4.11. Les trois jeux de données s'accordent sur la même variation de séparation. J'ai donc mesuré la pente de cette variation par la méthode des moindres carrés, en pondérant chaque point par son incertitude. Le résultat est un changement de $2.05^{\circ} \pm 0.05^{\circ}$ par an dans la séparation des deux composantes.

Toujours avec les données NRT, JBO et WSRT, j'ai représenté la variation du rapport d'amplitude entre les deux composantes, figure 4.12, mais ces variations restent marginales, inférieures à deux fois l'incertitude des mesures.

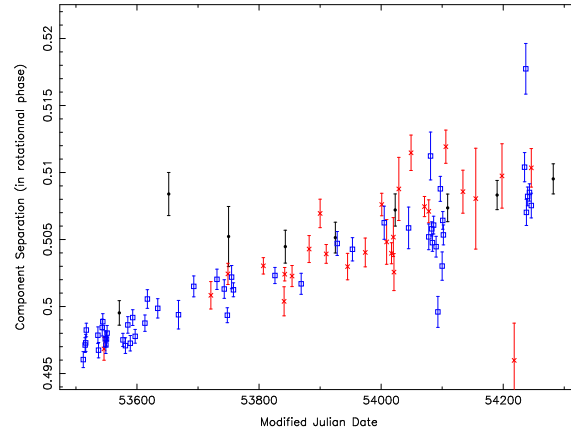


FIGURE 4.11: Séparation des deux composantes du profil de l'impulsion moyenne du pulsar J1906+0746, en terme de phase rotationnelle et en fonction du MJD. Les ronds noirs, carrés bleus et croix rouges représentent respectivement les données NRT, JBO et WSRT. Les trois jeux de données s'accordent globalement. Cette évolution a été modélisée par une droite et donne une augmentation de $2.05 \pm 0.05^\circ$ par an.

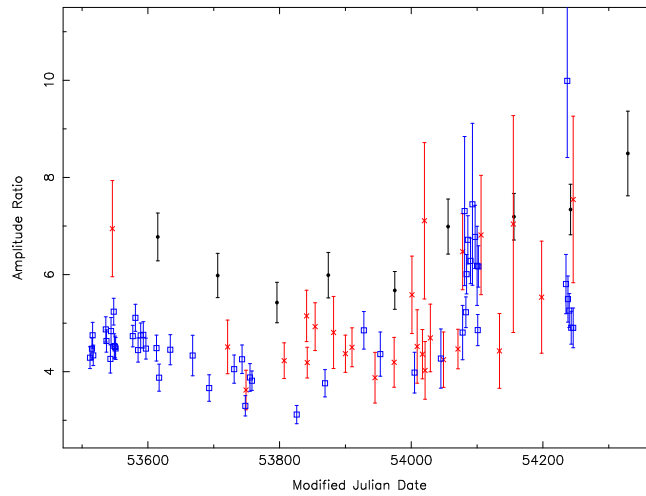


FIGURE 4.12: Rapport d'amplitude entre les deux composantes du profil de PSR J1906+0746 en fonction du MJD. Les ronds noirs, carrés bleus et croix rouges représentent respectivement les données NRT, JBO et WSRT. Le décalage entre les différents jeux de données est du au fait que la dédispersion cohérente produit une impulsion principale plus étroite pour les données NRT par rapport à JBO ou WSRT. L'impulsion secondaire est moins affectée car intrinsèquement plus large. Le rapport d'amplitude entre les deux composantes est donc plus important pour les données NRT.

Variation de polarisation

Les figures 4.13 et 4.14 présentent les données de polarimétrie de Nançay, les seules disponibles. Tandis que la polarisation linéaire reste constante avec le temps, la polarisation circulaire disparaît au cours des deux années d'observation. Plus important, on note que la pente de l'angle de position de la polarisation linéaire (PPA) en-dessous de la composante principale diminue aussi avec le temps. Cette variation du PPA m'a amené à essayer de déterminer la géométrie du pulsar, le sujet du paragraphe suivant.

Géométrie par le modèle RVM

Le modèle standard de polarimétrie des pulsars proposé par Radhakrishnan & Cooke (1969) est connu sous le nom de RVM (Rotating Vector Model). Il prédit un 'S' caractéristique dans le PPA quand le faisceau d'émission radio traverse la ligne de visée Terre-Pulsar.

Le RVM s'écrit comme suit :

$$\tan(\psi - \Psi_0) = \frac{\sin \alpha \sin(\phi - \Phi_0)}{\sin(\alpha + \beta) \cos \alpha - \cos(\alpha + \beta) \sin \alpha \cos(\phi - \Phi_0)}, \quad (4.7)$$

avec α , l'angle entre l'axe de rotation et l'axe magnétique, β le paramètre d'impact ou le plus petit angle entre le vecteur magnétique et la ligne de visée. ψ est la valeur mesurée du PPA, ϕ est la phase rotationnelle tandis que Φ_0 et Ψ_0 peuvent juste être considérés pour l'instant comme deux constantes arbitraires. La géométrie du pulsar et de son orbite est résumée graphiquement figure 4.15.

Le PPA mesuré, ψ , est lui calculé à partir des paramètres de Stokes I, Q, U et V des observations. Dès que $I > 3\sigma_I$, σ_I étant le RMS du bruit de I , on calcule le PPA comme :

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \quad (4.8)$$

Une modélisation du RVM au PPA permet donc de déduire une partie de la géométrie du pulsar, c'est-à-dire α et β . Mentionné par Everett & Weisberg (2001), ces paramètres sont fortement covariants dans le cas de profils à l'impulsion étroite. Heureusement, la présence de deux composantes dans le profil de PSR J1906+0746 séparées par presque 180° de longitude (voir figure 4.7) permet de diminuer fortement cette covariance.

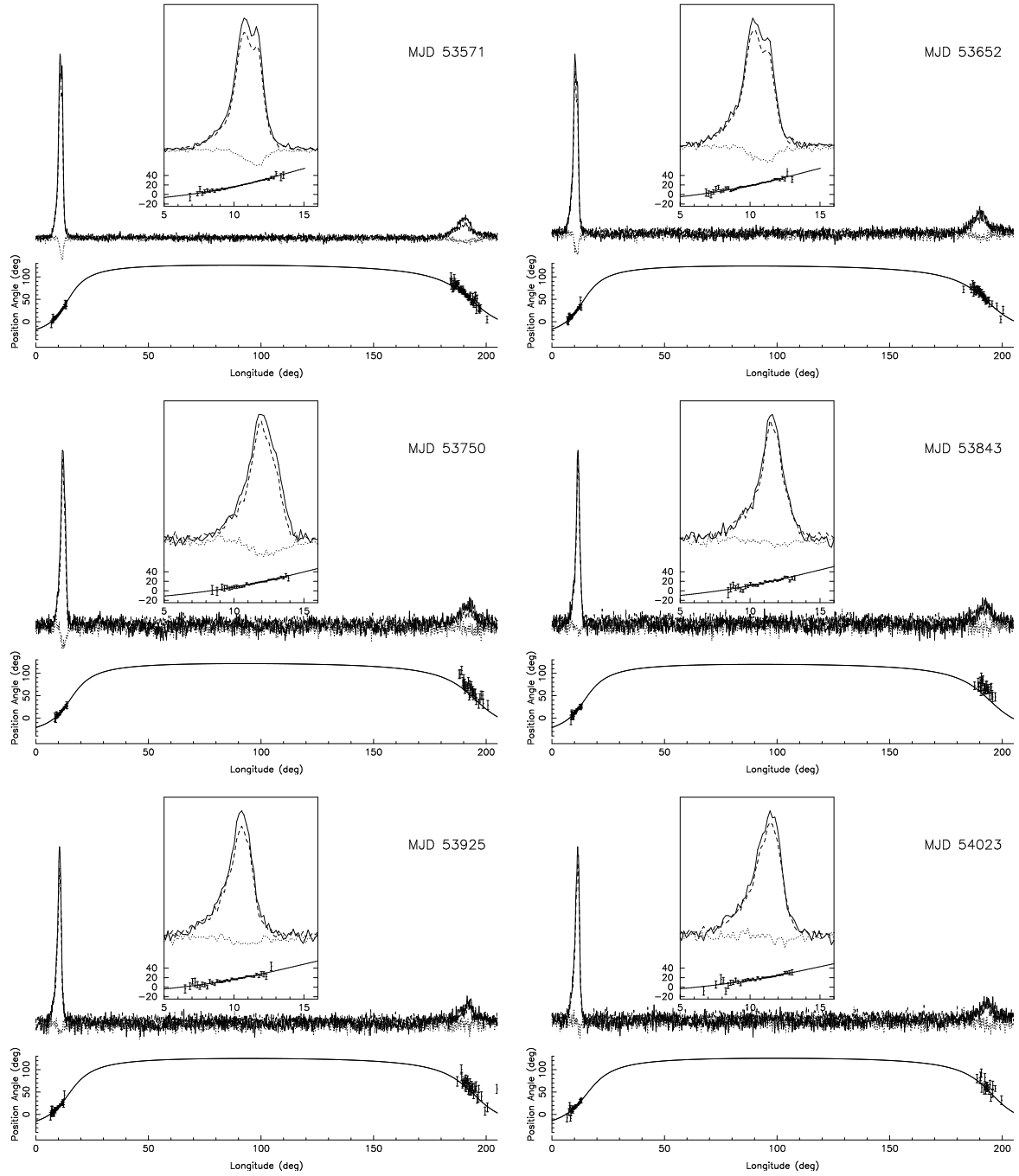


FIGURE 4.13: Profils de J1906+0746 pour les 6 premières époques, de MJD 53571 à 54023. Les profils ne sont affichés que sur 200 degrés de longitude pour une meilleure lisibilité. Le trait plein représente l'intensité totale, les traits pointillés la polarisation linéaire et les pointillés la polarisation circulaire. L'angle de position de la polarisation linéaire (PPA) est représenté avec la meilleure modélisation du RVM (voir résultats table 4.2). Chaque fenêtre représente un agrandissement de l'impulsion principale. La polarisation circulaire tend à disparaître avec le temps tandis que la pente du PPA diminue sous l'impulsion principale.

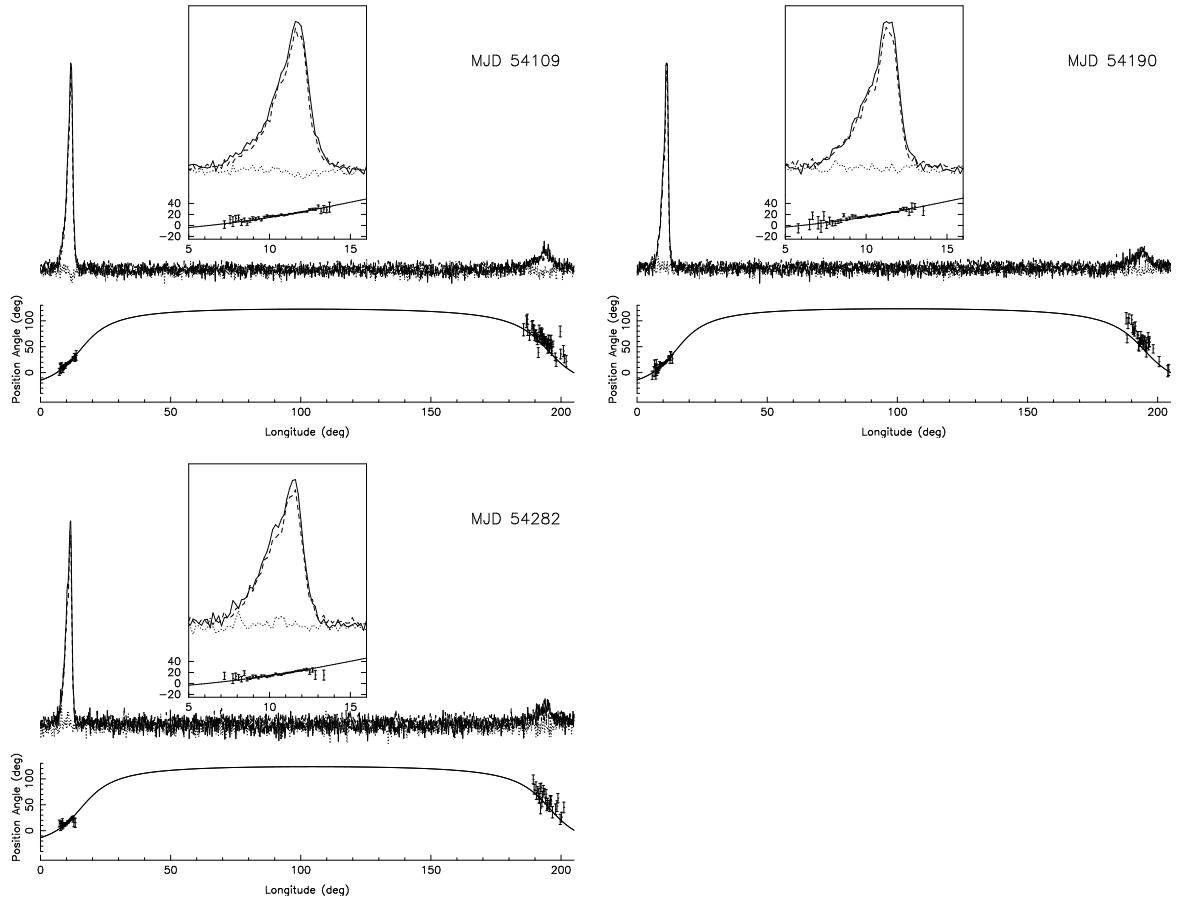


FIGURE 4.14: Profils de J1906+0746 pour les 3 dernières époques, de MJD 54109 à 54282. Voir figure 4.2.3 pour la légende.

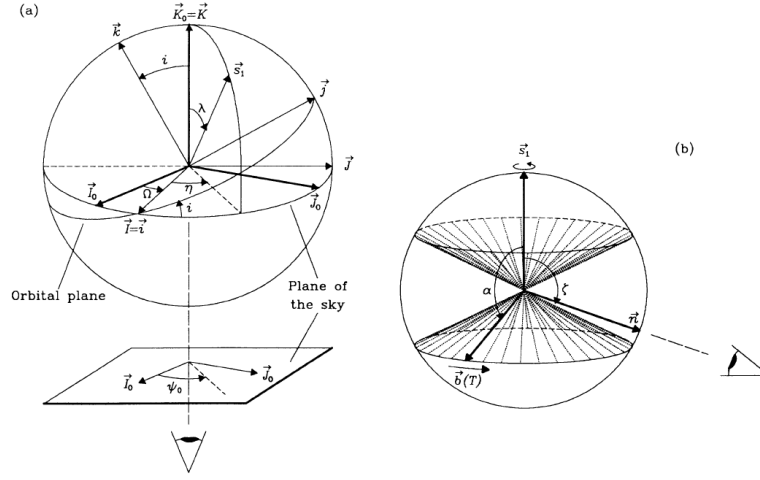


FIGURE 4.15: Géométrie du pulsar et de son orbite. Le vecteur de moment angulaire orbital est $\mathbf{k}$, l'axe de rotation du pulsar est dénoté $\mathbf{S1}$. L'angle δ entre $\mathbf{k}$ et $\mathbf{S1}$ n'est ici pas représenté. L'angle magnétique entre $\mathbf{S1}$ et le pôle magnétique $b(T)$ est noté α et l'angle β , ou le paramètre d'impact correspond au plus petit angle entre la ligne de visée et l'axe magnétique. Figure prise de Damour & Taylor (1992).

J'ai donc écrit un programme qui modélise le PPA en utilisant l'algorithme Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992) recommandé par Everett & Weisberg (2001) pour son efficacité à résoudre les systèmes d'équations non linéaires.

1. Une première modélisation a été effectuée pour chacun des neuf profils en permettant aux quatre paramètres $(\alpha, \beta, \Phi_0, \Psi_0)$ de varier. Comme attendu, la valeur de l'angle magnétique α est resté proche de 80° pour chacun des neuf profils, à l'intérieur des barres d'erreur. Ainsi, pour la suite de la modélisation, la valeur de α sera maintenue fixée à 80° .
2. Une deuxième itération est effectuée avec β, Φ_0, Ψ_0 comme paramètres libres et α fixé à 80° . Les incertitudes pour β sont maintenant estimées avec des simulations Monte-Carlo pour des résultats plus fiables que les éléments diagonaux de la matrice de covariance (voir Press et al. (1992)). Les résultats obtenus sont montrés Table 4.2.

Quand on représente les neuf valeurs de β en fonction de leur MJD respectif, figure 4.16, on voit très clairement une évolution séculaire. J'ai donc modélisé au sens des moindres carrés cette évolution par une droite (une bonne approximation si l'on considère les deux

MJD	β (deg)	ψ_0 (deg)	RM (rad m ⁻²)
53571	6.83 ± 0.32	45.6 ± 1.2	156 ± 2
53652	7.37 ± 0.53	43.9 ± 1.5	146 ± 2
53750	7.75 ± 0.92	41.2 ± 3.1	155 ± 4
53843	7.90 ± 0.80	39.7 ± 4.2	140 ± 5
53925	8.21 ± 1.25	44.7 ± 3.2	152 ± 6
54023	8.94 ± 1.52	45.2 ± 3.9	145 ± 4
54109	9.44 ± 0.92	42.5 ± 2.3	137 ± 3
54190	9.34 ± 0.91	43.2 ± 2.9	147 ± 3
54282	9.79 ± 1.04	43.4 ± 3.7	126 ± 3

TABLE 4.2: Résultats de la modélisation pour β et les deux angles ϕ_0 et ψ_0 avec l'angle magnétique α fixé à 80° . Les valeurs de ϕ_0 ne sont pas affichées ici. Les incertitudes ont été estimées avec des simulations Monte-Carlo. La mesure de rotation (RM) du à l'effet Faraday et déterminé par PSRCHIVE est aussi indiqué en dernière colonne.

années de données à comparer à la période de précession géodétique $P_{geod} = 157$ ans). Le résultat est une augmentation de β de $1.55^\circ \pm 0.36^\circ$ par an.

L'évolution de β avec le temps est aussi donnée par :

$$\cos \beta(t) = \cos \delta \cos i + \sin \delta \sin i \cos \phi(t), \quad (4.9)$$

avec la phase précessionnelle $\phi(t) = \Omega_p(t - t_0)$ (Ω_p est le taux de précession géodétique), δ , l'angle entre l'axe de rotation du pulsar et le vecteur de moment angulaire orbital, et i , l'inclinaison du système par rapport au plan du ciel.

Avec l'équation 4.9 et connaissant $\Omega_p = \frac{360^\circ}{P_{geod}} = 2.3^\circ/\text{an}$, $i = 43^\circ$ dérivés du chronométrage (Kasian & Consortium 2006), on peut mettre des limites sur la valeur de l'angle δ ainsi que la phase précessionnelle. La figure 4.17 représente l'évolution du paramètre d'impact en fonction de la phase précessionnelle pour différentes valeurs de δ , en supposant Ω_p et i . L'évolution minimum de β étant $\frac{d\beta}{dt} = 1.19^\circ/\text{an}$, j'en déduis que la phase précessionnelle est très favorable à l'observation de la précession géodétique et que $\delta > 31^\circ$ ou $\delta < 149^\circ$.

Géométrie par un modèle global RVM

J'ai montré précédemment que la polarisation changeait avec le temps. Ce n'est pas inattendu puisque à cause de la précession géodétique, la direction du vecteur $\mathbf{S}$ change

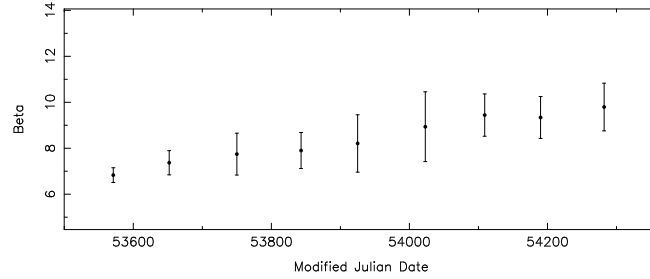


FIGURE 4.16: Représentation des neuf valeurs de β obtenues par la modélisation du RVM. Une modélisation de ces valeurs par une droite donne une évolution de $1.55^\circ \pm 0.36^\circ$ par an. L'évolution minimum de β avec le temps va permettre de contraindre l'angle δ , entre l'axe de rotation du pulsar et le vecteur de moment cinétique orbital.

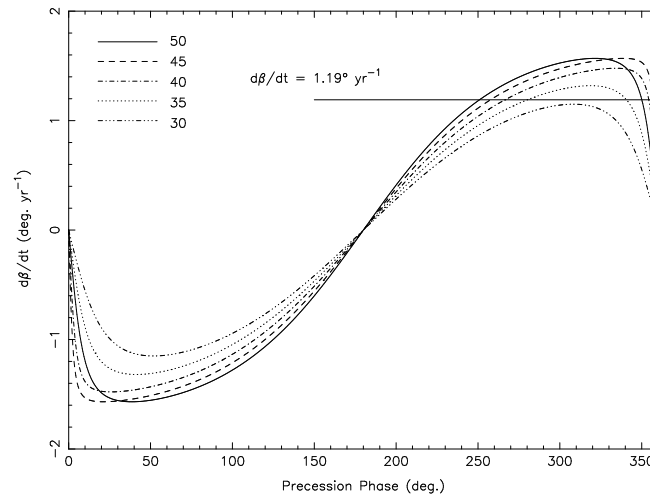


FIGURE 4.17: Evolution du paramètre d'impact en fonction de la phase précessionnelle et pour différentes valeurs de δ indiquées en haut à gauche de la figure. Un angle d'inclinaison de 42° et une période de précession géodétique de 157 ans ont été utilisés pour réaliser la figure. La variation minimum de β ($\frac{d\beta}{dt} > 1.19^\circ$) obtenue par la modélisation des résultats présentés en figure 4.16 impose une valeur minimum pour δ de 31° .

avec le temps et donc sa projection sur le ciel. Damour & Taylor (1992) ont montré que la valeur absolue du PPA change aussi avec le temps comme $\Psi_0(t) + \delta_{aberr}\Psi_0(t)$. Le deuxième terme est dû à l'aberration orbitale. Cet effet étant certainement de faible amplitude, il sera ignoré par la suite.

La modélisation précédente supposait les paramètres Φ_0 et Ψ_0 comme deux constantes arbitraires mais le résultat de cette modélisation indique que Ψ_0 varie avec le temps, comme mentionné par Damour & Taylor (1992). Je vais maintenant présenter les résultats obtenus avec un modèle global, c'est-à-dire en modélisant simultanément le RVM sur les neuf époques où le PPA a été mesuré. Cette étude a été menée en collaboration avec Michael Kramer suivant une méthode décrite par Kramer & Wex (2009). Je détaille ici les différentes étapes. On écrit maintenant les variations de $\Psi_0(t)$ comme

$$\Psi_0(t) = \Omega + \eta(t) + \Psi_{Faraday}, \quad (4.10)$$

avec Ω , la longitude du nœud ascendant, $\eta(t)$, un des deux angles polaires définis sur la figure 4.15 et $\Psi_{Faraday}$ l'effet de la rotation Faraday sur le PPA, présenté Table 4.2. Comme indiqué dans la table 4.2, le RM varie légèrement avec le temps et les valeurs de PPA doivent d'abord être corrigées de cet effet.

Suivant Damour & Taylor (1992) et Stairs et al. (2004), on a

$$\cos \lambda(t) = \cos \delta \cos i - \sin \delta \sin i \cos \Phi_{SO}(t) \quad (4.11)$$

$$\cos \eta(t) \sin \lambda(t) = \sin \delta \sin \Phi_{SO}(t) \quad (4.12)$$

$$\cos \delta = \cos \lambda(t) \cos i - \sin i \sin \lambda(t) \sin \eta(t), \quad (4.13)$$

avec i , l'angle d'inclinaison du système dérivé à partir du chronométrage et Φ_{SO} , la phase précessionnelle :

$$\Phi_{SO} = \Omega_{SO} \times t + \Phi_{SO}^0. \quad (4.14)$$

On peut réécrire les équations 4.11 à 4.13 pour donner

$$\cos \lambda(t) = \cos \delta \cos i - \sin \delta \sin i \cos(\Omega_{SO} \times t + \Phi_{SO}^0) \quad (4.15)$$

$$\cos \eta(t) = \frac{\sin \delta \sin(\Omega_{SO} \times t + \Phi_{SO}^0)}{\sin \lambda(t)} \quad (4.16)$$

$$\sin \eta(t) = \frac{\cos \lambda(t) \cos i - \cos \delta}{\sin i \sin \lambda(t)}. \quad (4.17)$$

Suivant la définition de la géométrie introduite par Damour & Taylor (1992) et représentée figure 4.15, on a

$$\lambda(t) = \pi - \alpha - \beta(t). \quad (4.18)$$

Puisque $0 \leq \lambda \leq \pi$ et donc que $\sin \lambda \geq 0$, on peut écrire

$$\sin \lambda(t) = \sqrt{1 - \cos^2 \lambda(t)}. \quad (4.19)$$

Combinant les équations 4.18, 4.19 avec les équations 4.16 et 4.17, on obtient facilement $\eta(t)$ avec la fonction arctan.

On fait une modélisation globale du PPA au RVM, simultanément pour les neuf époques, en minimisant les différences entre le PPA observé et le PPA du modèle, c'est-à-dire

$$\psi(t) - (\eta + \Delta\psi). \quad (4.20)$$

On introduit ici un dernier paramètre libre mais constant, $\Delta\psi = \Omega + \Psi_{Faraday}$. Avec les paramètres $\alpha, \delta, \Phi_{SO}^0, \Delta\psi$, le dernier paramètre constant Φ_0 du RVM, un pour chaque profil, cela représente un total de 13 paramètres libres. En principe, on peut aussi introduire i en tant que paramètre libre dans le modèle et vérifier sa validité par rapport au chronométrage.

Les résultats de cette modélisation globale sont montrés Table 4.3. L'angle d'inclinaison du système a été fixé à 41.2° . Avec 13 paramètres libres et 695 points de PPA pour les 9 époques, cela fait 682 degrés de liberté. Le χ_{red}^2 est de 1.29, ce qui indique une bonne modélisation des données. L'angle δ entre l'axe de rotation du pulsar et le vecteur de moment angulaire orbital est modélisé à 110° . Cette valeur est consistante avec la contrainte donnée par la méthode précédente.

α (deg)	Φ_{SO}^0 (deg)	δ (deg)	ψ_0 (deg)	χ_{red}^2
80^{+4}_{-6}	109^{+51}_{-79}	110^{+21}_{-55}	20.03	1.29

TABLE 4.3: Résultats de la modélisation globale de PSR J1906+0746 par RVM. Les erreurs sur les paramètres sont estimées à partir des graphiques de χ^2 , figure 4.18.

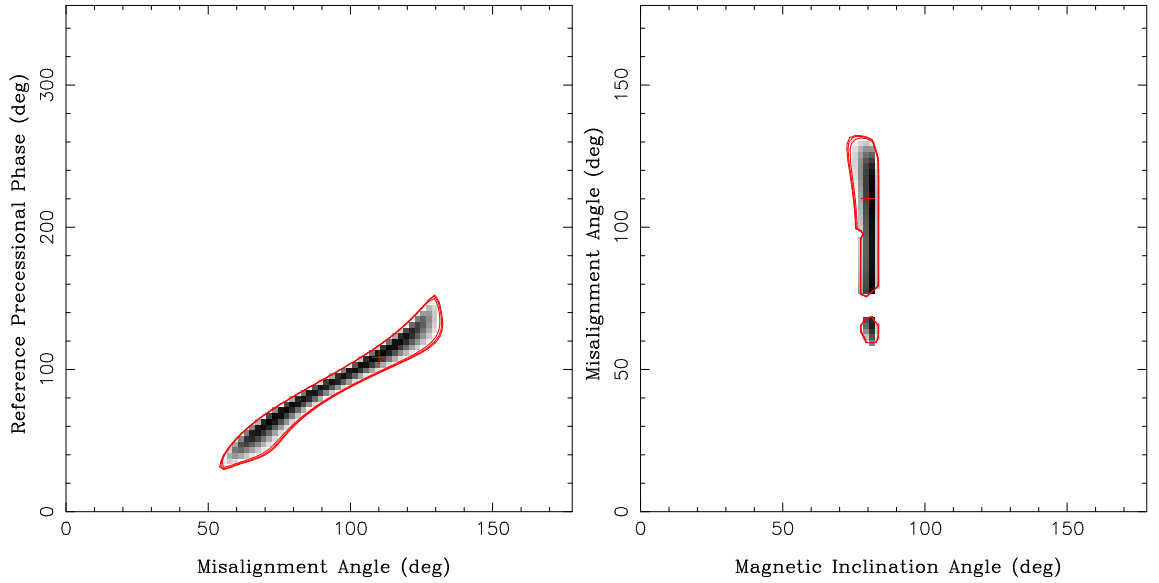


FIGURE 4.18: Les graphiques de χ^2 reflètent la covariance des paramètres et donnent ainsi une bonne estimation de l'incertitude de ces paramètres.

4.3 Discussions et conclusions

Pour améliorer la précision des tests de la Relativité Générale possibles avec le système à deux pulsars J0737-3039A/B, il est nécessaire de combiner les jeux de données des différents radiotélescopes. Une collaboration sur le chronométrage de ce système est en cours avec Michael Kramer et Robert Ferdman.

Les variations du profil ainsi que de la polarimétrie observées sur le pulsar J1906+0746 sont indéniablement reliées à la précession géodétique. En utilisant une nouvelle méthode de modélisation globale de l'angle de position de la polarisation linéaire avec le RVM, on a pu en déduire la géométrie de ce système : un angle entre l'axe de rotation et l'axe magnétique de $80^{+4}_{-6}^\circ$ et plus important un angle δ de $110^{+21}_{-55}^\circ$ entre l'axe de rotation du pulsar et le vecteur de moment cinétique orbital.

Si on suppose que le système consiste en deux étoiles à neutrons, et J1906+0746 étant le jeune pulsar observé, alors son compagnon, plus vieux, peut être considéré comme ayant été recyclé par J1906+0746. Cette hypothèse est confortée par la mesure des masses du système : $M_p = 1.25 M_\odot$, $M_c = 1.37 M_\odot$. Juste avant l'explosion qui a formé PSR J1906+0746, le système consiste en un pulsar non visible en orbite circulaire autour de l'étoile progénitrice de PSR J1906+0746. Les vecteurs de rotation des étoiles sont supposés être alignés suite à la phase d'accrétion. Une telle valeur de l'angle δ indique donc que le pulsar a été violemment éjecté lors de la supernova, certainement dû à une asymétrie dans l'explosion de l'étoile.

On peut comparer ces résultats avec le système à deux pulsars J0737-3039A/B où $M_A = 1.34 M_\odot$, $M_B = 1.25 M_\odot$, $P_b = 2.45$ h et $e = 0.0878$. Bien que le pulsar A ait une période de précession géodétique plus faible, $P_{geod} = 75$ ans, aucun changement sur le profil de l'impulsion n'a encore été détecté (Ferdman 2008). Ferdman (2008) a utilisé ce résultat pour montrer que l'angle λ doit être $< 14^\circ$ (95.4% de confiance) pour le modèle à deux pôles d'émission et $< 37^\circ$ (95.4% de confiance) pour le modèle à un pôle. Seul son compagnon, B, avec $P_{geod} = 71$ ans a vu son profil modifié du à la précession géodétique (Burgay et al. 2005).

Les pulsars J0737-3039A et J1906+0746 ne sont pas les seuls pulsars binaires suivis

au Radiotélescope de Nançay. Ainsi, les données sur le pulsar J1802–2124 font l’objet d’une collaboration internationale menée par Robert Ferdman. La mesure du délai Shapiro a permis la détermination des masses du système et l’évolution du système est discutée (Ferdman et al., soumis à l’ApJ).

De même, PSR J1012+5307 a fait l’objet d’une collaboration européenne avec les données d’Effelsberg, Jodrell Bank, Westerbork et Nançay. Lazaridis et al. (2009) ont déterminé son mouvement complet dans la Galaxie et ont montré que ce pulsar pouvait servir à tester les théories alternatives de la Gravitation.

Chapitre 5

Pulsars millisecondes

D'après Jenet et al. (2005), la détection directe d'ondes gravitationnelles requiert le chronométrage de 20 pulsars avec une précision de 100 ns pendant 5 ans. Dans ce chapitre, je présente les résultats de chronométrage obtenus pour 20 pulsars millisecondes observés au Radiotélescope de Nançay. Le traitement de ces données fait appel aux méthodes décrites au chapitre 1. Le système d'observation utilisé pour enregistrer ces données a été détaillé chapitre 2. La principale motivation de ce travail est de détecter, ou si cela n'est pas possible, de mettre des limites sur le fond d'ondes gravitationnelles. Cette analyse est présentée au paragraphe 5.6. Les paramètres modélisés et les figures de résidus de temps d'arrivées sont présentés au paragraphe 5.4.

5.1 Description des observations

Les observations présentées dans ce chapitre ont toutes été obtenues au Radiotélescope de Nançay. Un programme de chronométrage pulsar pour l'étude du milieu interstellaire a commencé dès fin 1988 avec une instrumentation à base d'oscillateur balayé et l'observation régulière de deux pulsars millisecondes : PSR J1939+2134 et PSR J1824-2452. L'instrumentation et les techniques d'analyse sont expliquées dans Cognard et al. (1995) ainsi que dans la partie 1.3. Depuis l'installation fin 2004 à Nançay de l'instrumentation BON à dédispersion cohérente, le nombre de pulsars millisecondes a constamment augmenté. Je présente ici les 20 pulsars millisecondes pour lesquels on a le plus de données.

De fin 2004 à juillet 2008, 16×4 MHz sont dédispersés en temps réel par l'instrumentation BON, alors à base de CPUs. Depuis juillet 2008, on dispose de 32×4 MHz grâce à l'utilisation des GPUs.

Etant donné que Nançay est un instrument méridien, une source n'est visible qu'environ une heure par jour. Chaque pulsar milliseconde est observé de 40 minutes à 1 heure, à une fréquence de 1.4 GHz. Pour surveiller les variations de DM, des observations à 2 GHz sont aussi effectuées généralement avec un temps d'intégration de 1 heure pour compenser la baisse de flux.

La séparation entre les observations à différentes fréquences peut être de plusieurs jours (elle dépend du programme du Radiotélescope) et limite donc la précision sur la mesure des variations de DM.

Avec le futur passage à une bande d'observation de 400 MHz, il sera possible de diviser la session en deux bandes d'observation de 30 minutes, à 1.4 et 2 GHz. Cela nous permettra de mesurer précisément la valeur du DM lors de chaque session et de limiter les effets de covariance entre les paramètres si les observations sont plus espacées. Cela vaut surtout pour les pulsars binaires, où les paramètres orbitaux entrent aussi en jeu lors de la modélisation.

Le programme pulsar à Nançay dispose d'environ 1000 heures par semestre pour le suivi des pulsars millisecondes et binaires.

5.2 Variations de la mesure de dispersion

Le milieu interstellaire est un milieu turbulent et le contenu en électrons sur la ligne de visée Terre-Pulsar peut varier en fonction du temps ce qui implique des variations du DM. De telles variations affectent tout d'abord les profils des pulsars. Une mauvaise connaissance du DM, avec une erreur ΔDM , entraîne un élargissement du profil, δ_e , lors de la dédispersion et de l'intégration des canaux en fréquence. Le profil est élargi de : $\delta_e \sim 2k \frac{\Delta f}{f^3} \times \Delta\text{DM}$. Cet effet est bien sûr plus flagrant sur les pulsars millisecondes.

Une variation du DM modifie aussi le délai dispersif dans l'équation 1.6 (le délai pour ramener un TOA enregistré à une fréquence f à une fréquence infinie). Ces variations

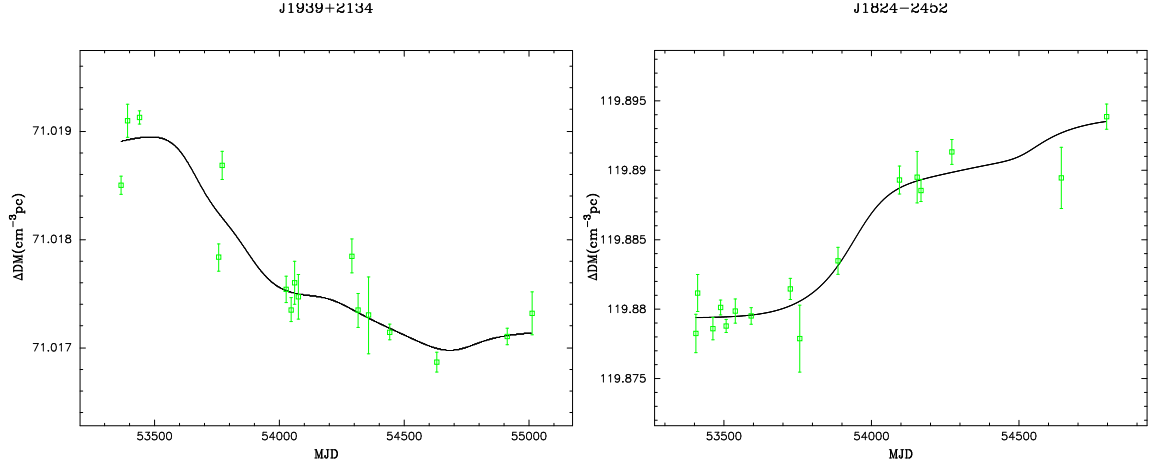


FIGURE 5.1: Variation de la mesure de dispersion des pulsars J1939+2134 et J1824-2452. Ces graphiques ont été obtenus avec **TEMPO2** et le plugin **calcDMe**. Les points ont été obtenus à des époques où des observations à deux fréquences sont disponibles. La courbe lisse les variations sur 130 jours.

se retrouvent dans les résidus de temps d'arrivées et doivent donc être corrigées pour avoir les meilleurs résidus de temps d'arrivées possibles dans l'optique de la détection d'ondes gravitationnelles.

Pour mesurer précisément les variations de DM à un instant t , ΔDM , on observe un pulsar à des fréquences éloignées, f_h et f_l . Si on suppose que la différence entre les TOAs obtenus à ces 2 fréquences, t_h et t_l , est due uniquement aux variations de DM, on peut écrire ces variations comme :

$$\Delta\text{DM} = 2 \times k \frac{t_h - t_l}{f_h^{-2} - f_l^{-2}} \quad (5.1)$$

La figure 5.1 représente les variations de DM des pulsars J1939+2134 et J1824-2452 en utilisant des observations à 1.4 GHz et 2 GHz. Comme noté par Kaspi et al. (1994), PSR J1939+2134 connaît d'importantes variations de DM.

Actuellement **TEMPO2** prend en compte les variations de DM comme étant des polynômes de degré N .

$$\text{DM}(t) = \text{DM}(t_0) + \sum_{i=1}^N \text{DM}_i (t - t_0)^i \quad (5.2)$$

A deux fréquences différentes, la colonne de densité électronique traversée par le signal n'est pas la même, à cause de la propagation multiple et il convient d'être prudent

quant à la qualité de la détermination des variations de DM.

5.3 Méthode d'analyse

Comme vu précédemment, la dédispersion et le *folding* sont effectués en temps réel sur les données grâce à un fichier de paramètres initial. Les effets d'une valeur incorrecte du DM ont déjà été décrits paragraphe 5.2. Une mauvaise connaissance des paramètres astrométriques ou de rotation peut aussi conduire à un élargissement du profil sur la durée de l'observation. En partie pour cette raison, les profils journaliers sont enregistrés en profils de 2 minutes (30 s pour le pulsar J1939+2134) par bande de 4 MHz. Afin d'obtenir les meilleurs profils journaliers et donc les meilleurs résidus de temps d'arrivées possibles, on applique les étapes suivantes :

1. Les observations journalières sont d'abord intégrées en temps et en fréquence pour former des profils moyens journaliers. On dédisperse les 16 (ou 32) canaux de fréquence par rapport au milieu de la bande avec la valeur de DM initiale avant d'intégrer en fréquence. Dédispenser par rapport au milieu de la bande permet de limiter les erreurs dues à une mauvaise connaissance du DM. Lors de l'intégration en temps, on corrige chacune des sous-intégrations du *tdiff*, mentionné au Chapitre 2. Cependant étant donné que le *tdiff* est seulement connu modulo 256 ns, dès que le *tdiff* d'une sous-intégration diffère de plus de 16 ns du *tdiff* de la première sous-intégration, l'intégration en temps est arrêtée et les sous-intégrations suivantes sont ignorées.

Dans chaque bande de fréquence, le profil journalier ainsi obtenu et avec le meilleur SNR, servira de profil de référence initial à cette fréquence.

2. Pour chaque bande de fréquence, les TOAs sont calculés par cross corrélation entre le profil de référence initial et les profils journaliers selon la méthode expliquée au paragraphe 1.3.1.
3. Ces TOAs sont utilisés pour améliorer le fichier initial de paramètres du pulsar.
4. Ce fichier de paramètres améliorés est utilisé pour réintégrer de manière plus précise en temps et en fréquence les observations journalières.

5. Avec ce même fichier de paramètres, on va intégrer toutes les observations journalières pour ne former plus qu'un seul profil avec un grand SNR, le nouveau profil de référence.
6. On obtient les nouveaux TOAs par cross corrélation entre le nouveau profil de référence et le profils journaliers réintégrés.
7. On peut réitérer une nouvelle fois les étapes 3 à 6.

5.4 Résultats

Les résultats de chronométrage ont été obtenus avec **TEMP02**. Tous les paramètres présentés dans cette section utilisent les éphémérides du Système Solaire DE405 (Standish 1998) et le modèle binaire utilisé est le modèle DD introduit au paragraphe 1.3.2, sauf dans le cas d'orbites quasi-circulaires où j'utilise le modèle ELL1 (N. Wex, non publié).

Sur les 20 pulsars, 9 ont un RMS pondéré inférieur à $1 \mu\text{s}$ mais aucun n'a encore un $\text{RMS} < 100 \text{ ns}$, bien que PSR J1909-3744 s'en rapproche. Quand on compare ces résultats aux valeurs publiées par Demorest (2007) sur 2.5 années d'observations avec les radiotélescopes de Green Bank et d'Arecibo, Nançay suit un plus grand nombre de pulsars mais ne peut rivaliser en terme de sensibilité.

Il est plus difficile de comparer ces résultats à ceux de Verbiest (2009), obtenus sur 10 à 15 ans avec des instrumentations à dédispersion cohérente et incohérente.

La table 5.1 récapitule les paramètres de base des 20 pulsars ainsi que les résultats de chronométrage : le RMS des N résidus de temps d'arrivées pour chaque pulsar avec le χ^2_{red} de la modélisation. Les tableaux 5.2 à 5.21 montrent les paramètres modélisés et ajustés pour obtenir les figures 5.2 à 5.21 de résidus de temps d'arrivées correspondants. Les incertitudes notées entre parenthèses se réfèrent au dernier chiffre et représentent l'incertitude donnée par le logiciel **TEMP02**.

Pour de nombreux pulsars, les résidus montrent une plus grande dispersion jusqu'à mi-2006. L'incertitude sur le TOA est aussi plus élevée. Ceci s'explique par la correction du *tdiff* qui est appliquée aux données. En effet, jusqu'à mi-2006, la qualité de l'horloge n'était pas parfaite et nous utilisions l'étage analogique de l'ancienne instrumentation NBPP pour faire le dernier mélange. L'intégration des observations cesse dès qu'un saut d'horloge est

Pulsar	P (ms)	P_b (jours)	T (ans)	N_{toa}	χ_{red}^2	σ (μs)	N_{toa}	σ (μs)	T (ans)	σ (μs)
J0030+0451	4.87	—	4.6	402	1.43	1.84	40	0.43	—	—
J0613–0200	3.06	1.2	4.5	280	1.49	0.913	38	0.32	8.2	1.54
J0751+1807	3.48	0.26	4.5	158	2.88	1.73	—	—	—	—
J0900–3144	11.10	18.7	2.0	199	1.19	2.87	—	—	—	—
J1012+5307	5.25	0.6	4.3	107	1.19	0.771	51	0.55	—	—
J1022+1001	16.45	7.8	4.5	136	3.52	1.97	—	—	5.1	1.63
J1024–0719	5.16	—	3.6	128	2.33	1.23	—	—	12.1	4.20
J1455–3330	7.99	76.2	4.5	139	2.32	2.33	38	1.57	—	—
J1600–3053	3.60	14.3	2.8	211	1.19	0.576	—	—	6.8	1.14
J1643–1224	4.62	147	4.5	271	3.81	1.7	56	2.35	14.0	2.51
J1713+0747	4.57	67.8	4.5	260	0.99	0.350	65	0.13	14.0	0.204
J1730–2304	8.12	—	4.5	85	1.44	1.55	—	—	14.0	2.51
J1744–1134	4.07	—	4.5	87	1.50	0.343	48	0.83	13.2	0.614
J1751–2857	3.91	110.7	3.5	36	3.09	0.948	—	—	—	—
J1824–2452	3.05	—	4.5	313	32	2.63	—	—	2.8	1.62
J1857+0943	5.36	12.3	4.5	51	2.54	0.860	45	0.29	3.9	2.91
J1909–3744	2.95	1.53	4.5	109	2.66	0.119	35	0.30	5.2	0.166
J1910+1256	4.98	58.4	3.5	31	2.71	1.04	—	—	—	—
J1939+2134	1.55	—	4.5	277	111	0.483	85	0.24	12.5	0.576
J2145–0750	16.05	6.84	4.5	159	1.40	0.993	34	1.16	13.8	1.81
J1824–2452	3.05	—	19.8	2895	18692	87.2				
J1939+2134	1.55	—	20.5	3447	6170	12.2				

TABLE 5.1: Paramètres de base des 20 pulsars millisecondes : P représente la période de rotation du pulsar et P_b la période orbitale du système binaire. T représente la période sur laquelle ont été obtenus les N_{toa} observations intégrées sur une heure environ. La valeur importante, le RMS des résidus de temps d’arrivées, σ , est indiqué en dernière colonne à côté du χ_{red}^2 de la modélisation. La première partie du tableau indique le RMS avec l’instrumentation BON seulement. Les deux dernières lignes sur les pulsars J1824–2452 et J1939+2134 indiquent les résultats obtenus avec l’oscillateur balayé et BON.

déecté, diminuant le SNR des profils et ainsi augmentant l'incertitude sur les TOAs.

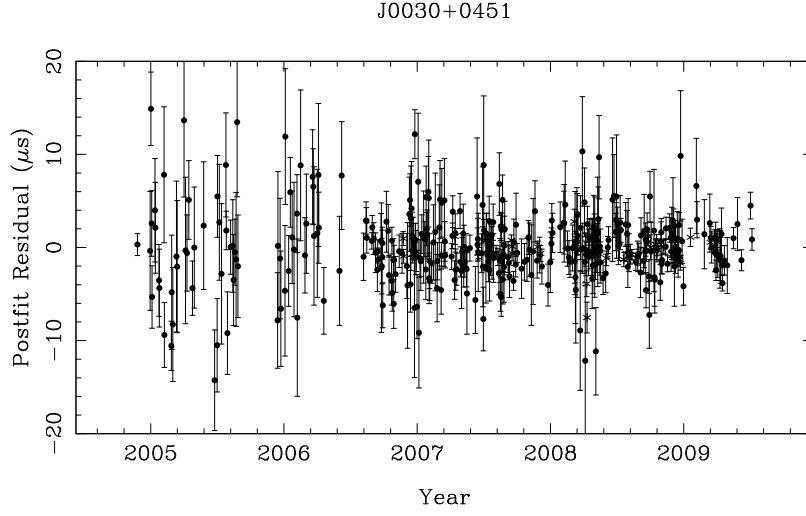


FIGURE 5.2: Résidus de chronométrage de J0030+0451.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J0030+0451
MJD range.....	53332.8—55018.2
Number of TOAs.....	402
Rms timing residual (μs).....	1.84
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	50984
Measured Quantities	
Right ascension, α	00:30:27.4335(6)
Declination, δ	+04:51:39.682(19)
Pulse frequency, ν (s^{-1}).....	205.530696087552(10)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2}).....	$-4.2971(4) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$).....	4.28119(15)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	$-7.2(9)$
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	$2.8(20)$
Annual parallax, π (mas).....	$1.37(18)$

TABLE 5.2: Paramètres de chronométrage de J0030+0451.

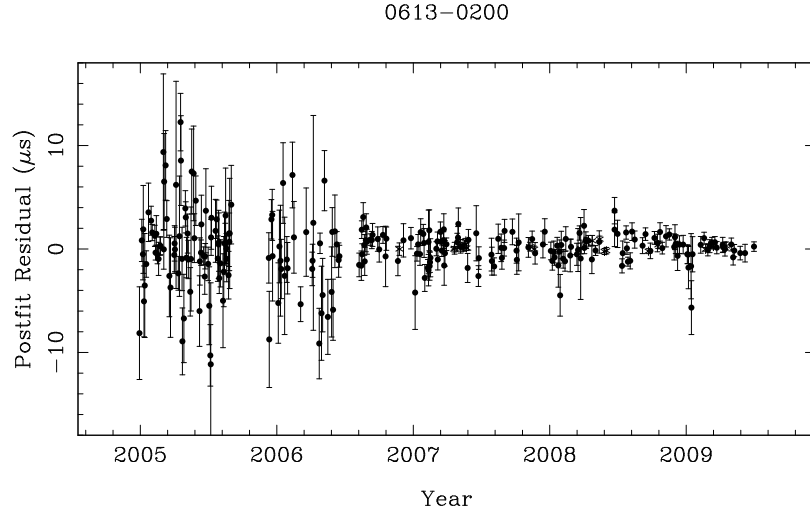


FIGURE 5.3: Résidus de chronométrage de J0613–0200.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J0613–0200
MJD range	53367.0—55012.5
Number of TOAs	280
Rms timing residual (μs)	0.913
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	49512
Measured Quantities	
Right ascension, α	06:13:43.97385(3)
Declination, δ	−02:00:47.0720(10)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	326.600562508480(10)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-1.02282(3) \times 10^{-15}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	38.77071(10)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	1.90(4)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	−10.31(8)
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d)	1.19851257534(4)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	49031.820(5)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	1.09144417(7)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	47.2(14)
Orbital eccentricity, e	0.00000547(13)

TABLE 5.3: Paramètres de chronométrage de J0613–0200.

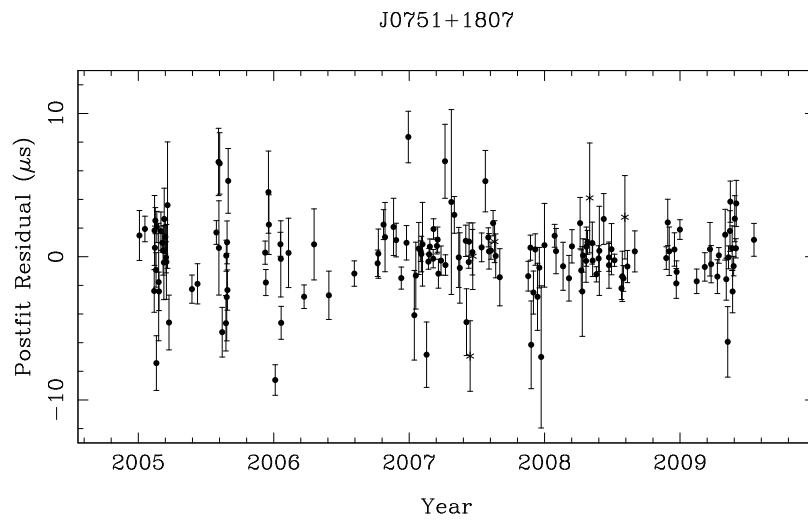


FIGURE 5.4: Résidus de chronométrage de J0751+1807.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J0751+1807
MJD range	53373.0—55030.5
Number of TOAs	158
Rms timing residual (μs)	1.74
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	51800
Measured Quantities	
Right ascension, α	07:51:09.15684(9)
Declination, δ	+18:07:38.588(7)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	287.457854173009(7)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-6.4345(4) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	30.2411(9)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	-2.15(19)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	-10.9(10)
Annual parallax, π (mas)	1.3(3)
Binary model,	ELL1
Orbital period, P_b (d)	0.263144270685(8)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	0.39661141(14)
Epoch of ascending node, T_{asc} (MJD)	51800.21586894(8)
$\kappa = e \sin \omega_0$	-0.0000036(7)
$\nu = e \cos \omega_0$	0.0000026(7)
Set Quantities	
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.9
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	0.191

TABLE 5.4: Paramètres de chronométrage de J0751+1807.

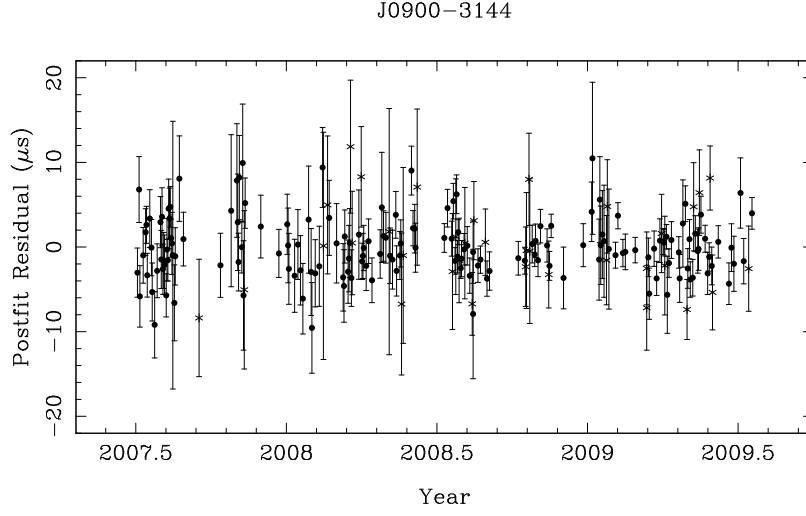


FIGURE 5.5: Résidus de chronométrage de J0900–3144.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J0900–3144
MJD range	54284.6—55030.5
Number of TOAs	199
Rms timing residual (μs)	2.87
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53000
Measured Quantities	
Right ascension, α	09:00:43.95360(14)
Declination, δ	−31:44:30.9066(16)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	90.01184198769(3)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-3.9532(15) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	75.6929(9)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\ yr^{-1}$) ..	−0.8(4)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\ yr^{-1}$)	2.0(4)
Binary model,	ELL1
Orbital period, P_b (d)	18.737636049(5)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	17.2488116(3)
Epoch of ascending node, T_{asc} (MJD)	52678.6302892(6)
$\kappa = e \sin \omega_0$	0.00000985(4)
$\nu = e \cos \omega_0$	0.00000352(4)

TABLE 5.5: Paramètres de chronométrage de J0900–3144.

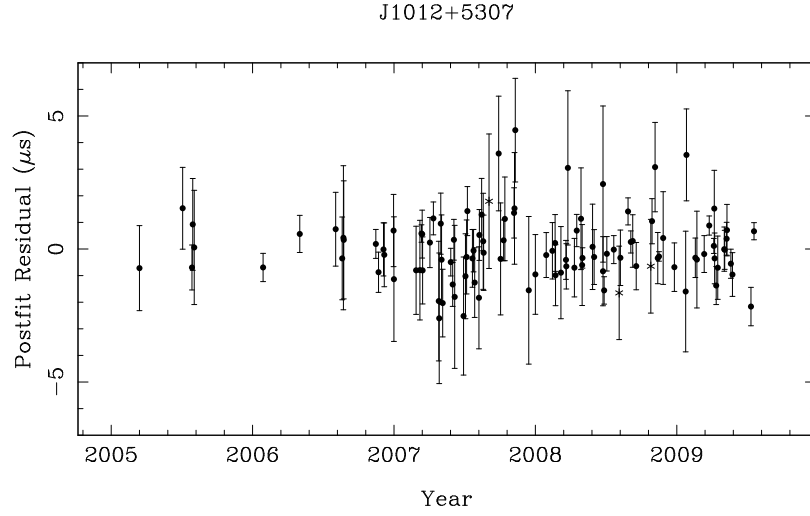


FIGURE 5.6: Résidus de chronométrage de J1012+5307.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1012+5307
MJD range	53442.9—55030.6
Number of TOAs	107
Rms timing residual (μs)	0.771
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	49655
Measured Quantities	
Right ascension, α	10:12:33.43241(10)
Declination, δ	+53:07:02.6655(11)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	190.267834727866(13)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-6.1998(3) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	9.0176(9)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	3.17(7)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	-24.96(8)
Binary model,	ELL1
Orbital period, P_b (d)	0.60467272322(4)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	0.58181742(12)
Epoch of ascending node, T_{asc} (MJD)	50700.0817448(3)
$\kappa = e \sin \omega_0$	0.0000012(5)
$\nu = e \cos \omega_0$	0.0000022(5)

TABLE 5.6: Paramètres de chronométrage de J1012+5307.

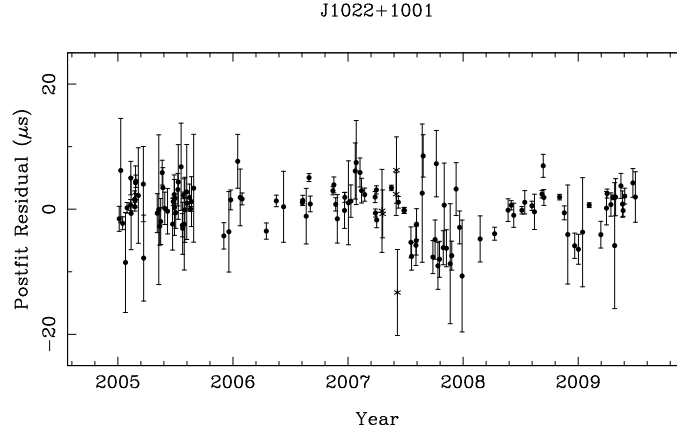


FIGURE 5.7: Résidus de chronométrage de J1022+1001.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1022+1001
MJD range	53374.1—55012.6
Number of TOAs	136
Rms timing residual (μs)	1.97
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53100
Measured Quantities	
Right ascension, α	10:22:58.023(4)
Declination, δ	+10:01:53.47(13)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	60.7794479829778(9)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-1.60078(9) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	10.2644(18)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas yr^{-1}$) ..	$-76(16)$
Proper motion in declination, μ_δ ($mas yr^{-1}$)	$-150(41)$
Annual parallax, π (mas)	1.2(3)
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d)	7.80513028176(19)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	53095.5915(3)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	16.7654072(5)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	97.789(10)
Orbital eccentricity, e	0.00009696(3)
First derivative of x , $\dot{x}$ (10^{-12})	$8.7(43) \times 10^{-15}$
Set Quantities	
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.73
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	1.05

TABLE 5.7: Paramètres de chronométrage de J1022+1001.

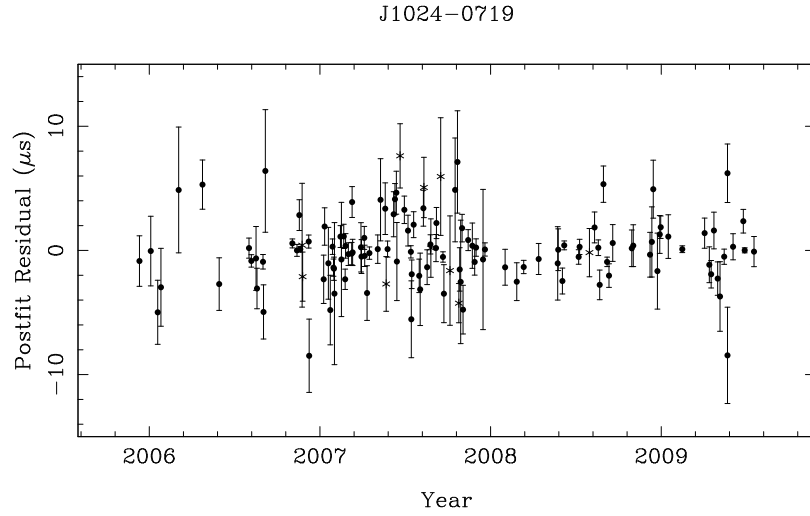


FIGURE 5.8: Résidus de chronométrage de J1024–0719.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1024–0719
MJD range	53714.2—55029.6
Number of TOAs	128
Rms timing residual (μs)	1.23
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53000
Measured Quantities	
Right ascension, α	10:24:38.68844(3)
Declination, δ	–07:19:19.1702(8)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	193.715683568803(7)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-6.9595(5) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	6.4867(7)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas yr^{-1}$) ..	–35.31(12)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas yr^{-1}$)	–48.27(19)

TABLE 5.8: Paramètres de chronométrage de J1024–0719.

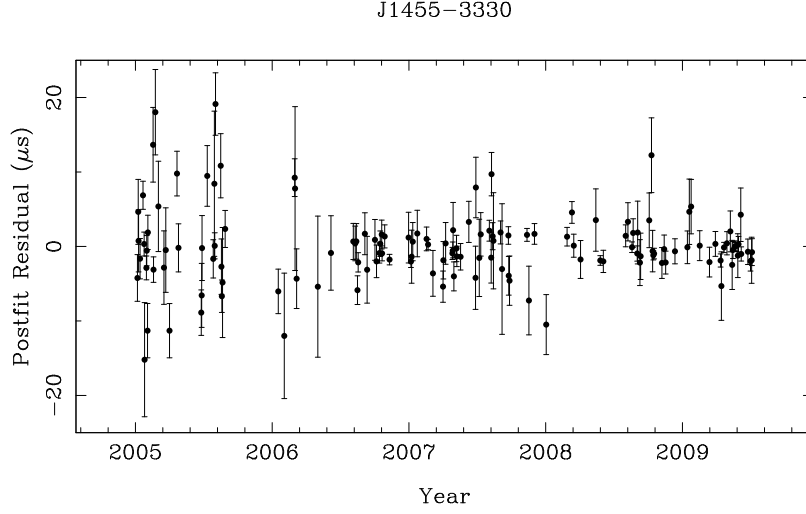


FIGURE 5.9: Résidus de chronométrage de J1455–3330.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1455–3330
MJD range	53375.3–55016.8
Number of TOAs	139
Rms timing residual (μs)	2.33
Reference epoch for P , α , δ and DM determination	50597
Measured Quantities	
Right ascension, α	14:55:47.96218(10)
Declination, δ	–33:30:46.349(4)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	125.200243389880(9)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-3.8094(3) \times 10^{-16}$
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1}) ..	8.17(13)
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	–2.4(4)
Binary model,	ELL1
Orbital period, P_b (d)	76.174568524(15)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	32.3622120(3)
Epoch of ascending node, T_{asc} (MJD)	48932.8498405(11)
$\kappa = e \sin \omega_0$	–0.000116660(14)
$\nu = e \cos \omega_0$	–0.000123127(13)
Set Quantities	
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc)	13.5708
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	223.6

TABLE 5.9: Paramètres de chronométrage de J1455–3330.

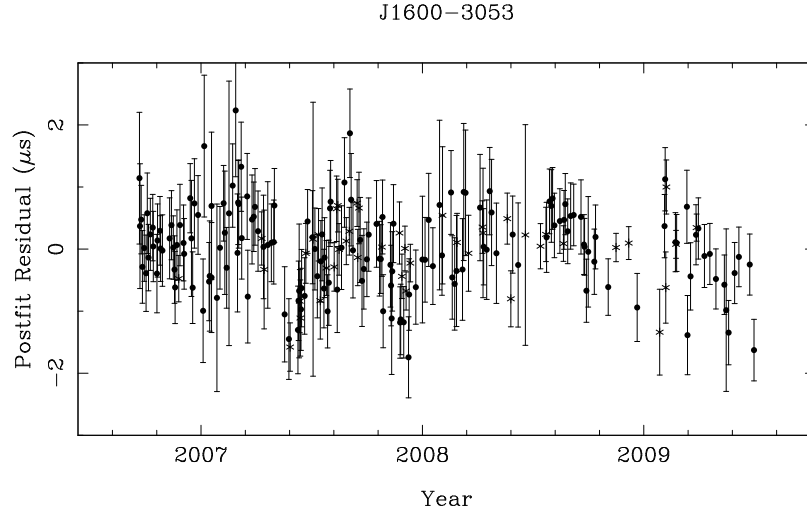


FIGURE 5.10: Résidus de chronométrage de J1600–3053.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1600–3053
MJD range	53998.6—55012.9
Number of TOAs	211
Rms timing residual (μs)	0.576
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	52500
Measured Quantities	
Right ascension, α	16:00:51.90390(3)
Declination, δ	−30:53:49.3281(12)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	277.937707148165(9)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	−7.3401(6) $\times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	52.33505(8)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	−0.86(6)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	−6.6(3)
Binary model,	DD
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.77(12)
Orbital period, P_b (d)	14.3484577722(8)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	52506.3760(15)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	8.801650(4)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	181.89(4)
Orbital eccentricity, e	0.000173705(15)
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	0.8(6)

TABLE 5.10: Paramètres de chronométrage de J1600–3053.

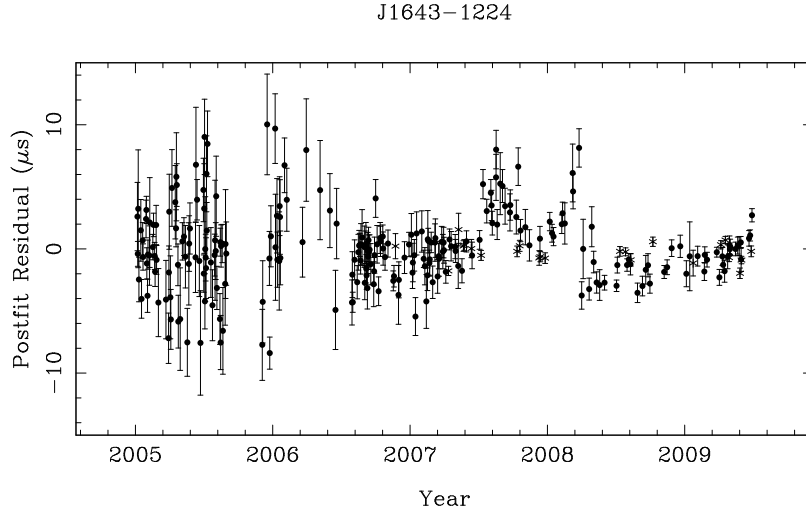


FIGURE 5.11: Résidus de chronométrage de J1643–1224. Un évènement de dispersion extrême, comme reporté par Cognard et al. (1993) pour le pulsar J1939+2134, peut expliquer la forme des résidus de fin 2007 à début 2008. Une étude de cet évènement, associé avec l’analyse du flux mesuré S , est en cours.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J1643–1224
MJD range	53375.4—55009.9
Number of TOAs.....	271
Rms timing residual (μs)	1.7
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	50288
Measured Quantities	
Right ascension, α	16:43:38.15606(4)
Declination, δ	−12:24:58.736(3)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	216.373337494447(7)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	−8.64048(19) $\times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	62.42785(11)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	6.29(5)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	5.1(3)
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d)	147.01739780(4)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	49577.9687(4)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	25.0726124(10)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	321.8493(8)
Orbital eccentricity, e	0.000505725(7)
First derivative of x , $\dot{x}$ (10^{-12})	−4.6(3) $\times 10^{-14}$

TABLE 5.11: Paramètres de chronométrage de J1643–1224.

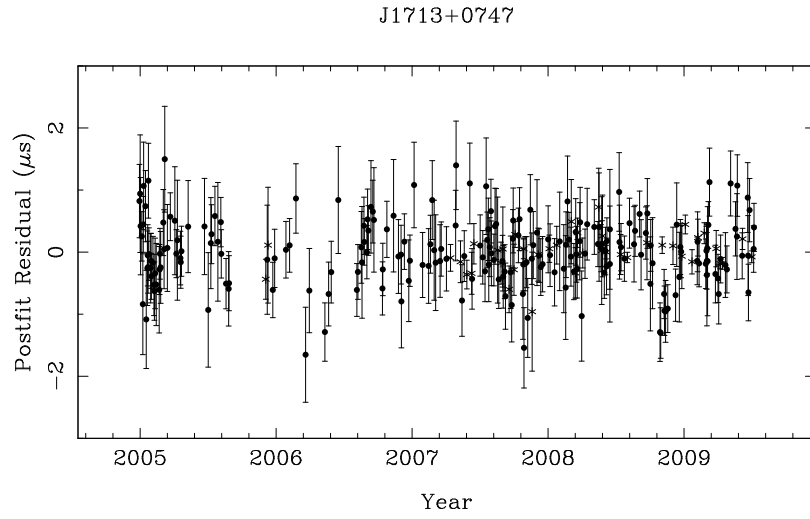


FIGURE 5.12: Résidus de chronométrage de J1713+0747.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1713+0747
MJD range	53367.4—55018.9
Number of TOAs	260
Rms timing residual (μs)	0.35
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	48799
Measured Quantities	
Right ascension, α	17:13:49.527576(16)
Declination, δ	+07:47:37.5589(5)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	218.811840635943(4)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-4.08349(8) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	15.98917(5)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	4.975(15)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	-3.80(3)
Annual parallax, π (mas)	0.99(9)
Binary model,	DD
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.89(3)
Orbital period, P_b (d)	67.8251309198(18)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	48741.9768(15)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	32.3424208(9)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	176.215(8)
Orbital eccentricity, e	0.000074940(3)
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	0.49(11)

TABLE 5.12: Paramètres de chronométrage de J1713+0747.

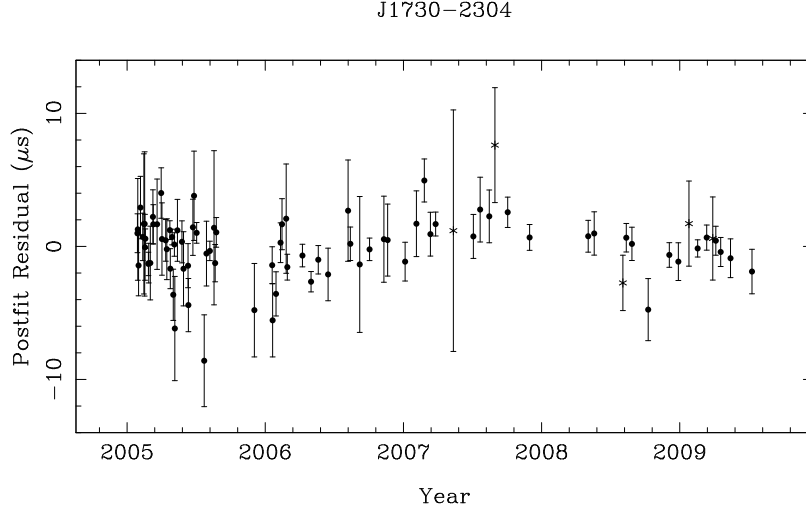


FIGURE 5.13: Résidus de chronométrage de J1730–2304.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1730–2304
MJD range	53397.4–55021.9
Number of TOAs	85
Rms timing residual (μs)	1.55
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	50320
Measured Quantities	
Right ascension, α	17:30:21.6489(9)
Declination, δ	–23:04:31.3(3)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	123.110287271116(9)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-3.0607(3) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	9.6134(13)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas yr^{-1}$) ..	20.1(12)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas yr^{-1}$)	–3(22)

TABLE 5.13: Paramètres de chronométrage de J1730–2304.

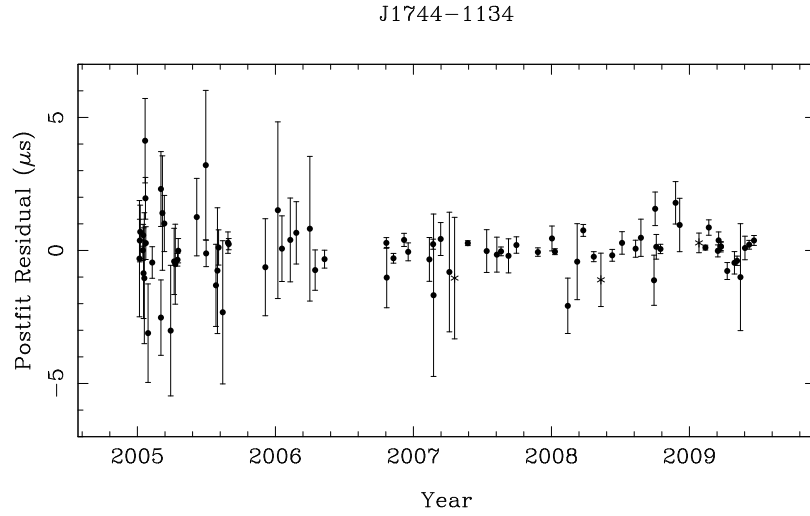


FIGURE 5.14: Résidus de chronométrage de J1744–1134.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1744–1134
MJD range	53375.4—55002.0
Number of TOAs	87
Rms timing residual (μs)	0.343
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53184
Measured Quantities	
Right ascension, α	17:44:29.401227(5)
Declination, δ	−11:34:54.6461(4)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	245.4261197742481(11)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-5.38126(12) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	3.1367(4)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\ yr^{-1}$) ..	18.871(19)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\ yr^{-1}$)	−9.32(10)
Annual parallax, π (mas)	2.43(10)

TABLE 5.14: Paramètres de chronométrage de J1744–1134.

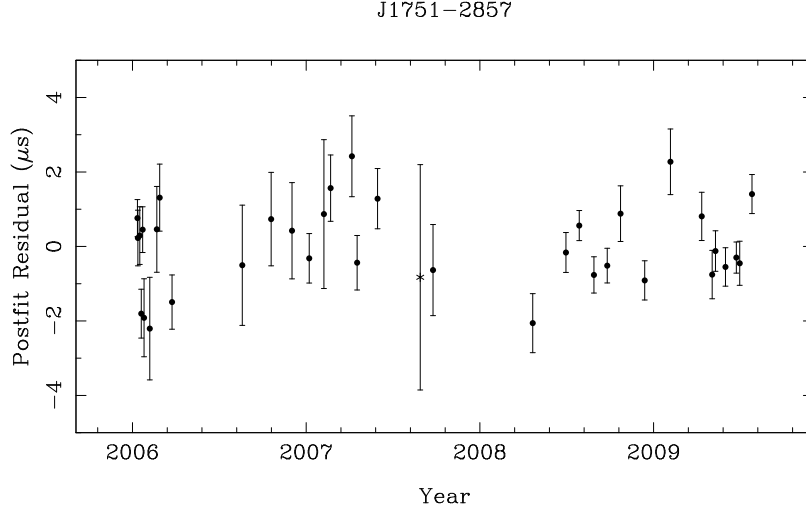


FIGURE 5.15: Résidus de chronométrage de J1751–2857.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J1751–2857
MJD range.....	53745.4–55037.9
Number of TOAs.....	36
Rms timing residual (μs).....	0.948
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	52560
Measured Quantities	
Right ascension, α	17:51:32.69675(6)
Declination, δ	–28:57:46.450(8)
Pulse frequency, ν (s^{-1}).....	255.436111039638(18)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2}).....	$-7.3226(11) \times 10^{-16}$
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1}) ..	–8.13(12)
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	–11.8(14)
Annual parallax, π (mas).....	1.4(5)
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d).....	110.74646085(3)
Epoch of periastron, T_0 (MJD).....	52491.5723(19)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s).....	32.5282308(3)
Longitude of periastron, ω_0 (deg).....	45.502(7)
Orbital eccentricity, e	0.000127945(16)
Set Quantities	
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc).....	42.7873

TABLE 5.15: Paramètres de chronométrage de J1751–2857.

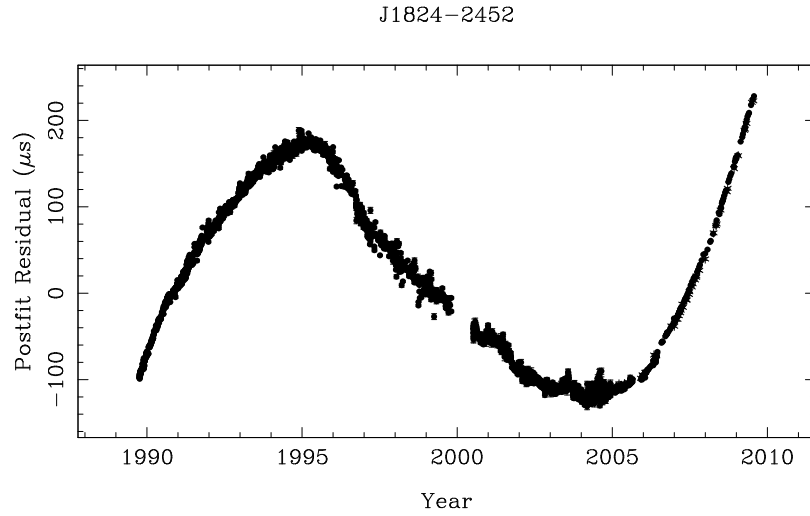


FIGURE 5.16: Résidus de chronométrage de J1824–2452.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1824–2452
MJD range	47802.7—55038.9
Number of TOAs	2895
Rms timing residual (μs)	87.2
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	49858
Measured Quantities	
Right ascension, α	18:24:32.0081728
Declination, δ	–24:52:10.71076
Pulse frequency, ν (s^{-1})	327.40566007318023(4)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-1.735277013(4) \times 10^{-13}$
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc)	119.853
First derivative of dispersion measure, $\dot{DM}$ ($\text{cm}^{-3}\text{pc yr}^{-1}$)	0.00285701
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1})	–0.232541
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	–8.14082
Set Quantities	
Glitch epoch (MJD)	51979.5
Glitch frequency step (Hz)	3.12×10^{-09}
Glitch frequency derivative step (Hz s^{-1})	5.9×10^{-18}

TABLE 5.16: Paramètres de chronométrage de J1824–2452.

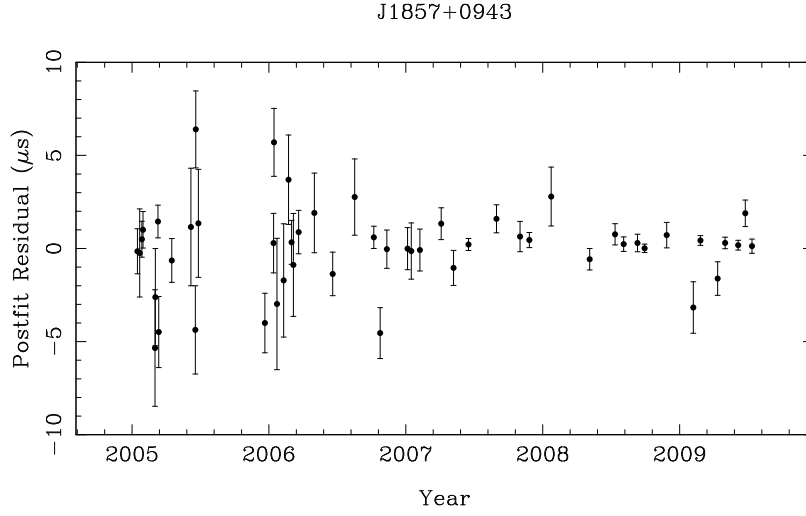


FIGURE 5.17: Résidus de chronométrage de J1857+0943.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J1857+0943
MJD range.....	53384.5—55024.0
Number of TOAs.....	51
Rms timing residual (μs).....	0.86
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	46436
Measured Quantities	
Right ascension, α	18:57:36.39445(12)
Declination, δ	+09:43:17.314(3)
Pulse frequency, ν (s^{-1}).....	186.49407883694(3)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2}).....	$-6.2032(4) \times 10^{-16}$
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1}) ..	$-2.37(8)$
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	$-4.45(14)$
Binary model,	DD
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.9989(14)
Orbital period, P_b (d).....	12.3271713813(11)
Epoch of periastron, T_0 (MJD).....	46432.792(4)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s).....	9.2307812(8)
Longitude of periastron, ω_0 (deg).....	276.79(10)
Orbital eccentricity, e	0.00002186(8)
Companion mass, M_c ($M_\odot$).....	0.26(5)
Set Quantities	
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc).....	13.305

TABLE 5.17: Paramètres de chronométrage de J1857+0943.

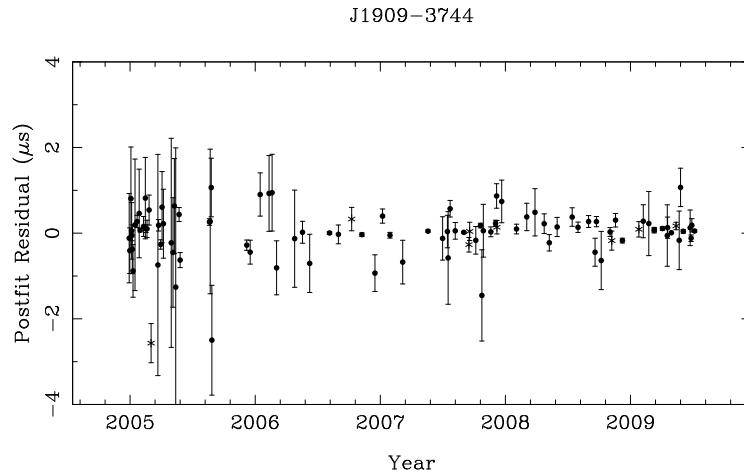


FIGURE 5.18: Résidus de chronométrage de J1909–3744.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J1909–3744
MJD range.....	53366.5—55018.0
Number of TOAs.....	100
Rms timing residual (μs).....	0.121
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53000
Measured Quantities	
Right ascension, α	19:09:47.437985(3)
Declination, δ	−37:44:14.31773(10)
Pulse frequency, ν (s^{-1}).....	339.3156874975391(7)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2}).....	−1.614863(6) $\times 10^{-15}$
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc).....	10.37850(6)
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1}) ..	−9.502(9)
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	−35.87(3)
Annual parallax, π (mas).....	1.16(6)
Binary model,	ELL1
Orbital period, P_b (d).....	1.53344947452(5)
Sine of inclination angle, $\sin i$	0.9980(3)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s).....	1.89799103(8)
Orbital period derivative, $\dot{P}_b$	3.2(4) $\times 10^{-13}$
Epoch of ascending node, T_{asc} (MJD).....	53113.950741946(16)
$\kappa = e \sin \omega_0$	5.7(39) $\times 10^{-8}$
$\nu = e \cos \omega_0$	1.4(25) $\times 10^{-8}$
Companion mass, M_c ($M_\odot$)	0.208(5)

TABLE 5.18: Paramètres de chronométrage de J1909–3744.

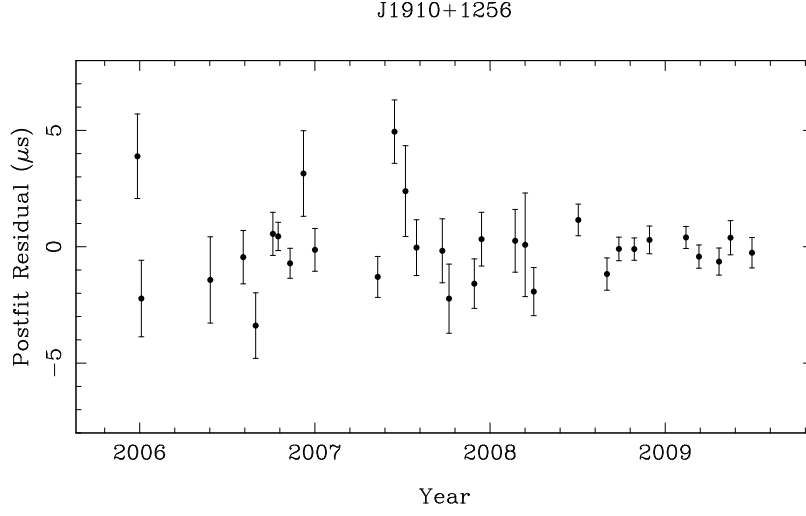


FIGURE 5.19: Résidus de chronométrage de J1910+1256.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1910+1256
MJD range	53730.5—55012.0
Number of TOAs	31
Rms timing residual (μs)	1.04
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	52970
Measured Quantities	
Right ascension, α	19:10:09.70134(4)
Declination, δ	+12:56:25.5274(10)
Pulse frequency, ν (s^{-1})	200.658802298403(14)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-3.8933(11) \times 10^{-16}$
Proper motion in right ascension, μ_α (mas yr^{-1}) ..	0.44(13)
Proper motion in declination, μ_δ (mas yr^{-1})	$-7.1(3)$
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d)	58.466742885(20)
Epoch of periastron, T_0 (MJD)	52968.4455(11)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s)	21.1291037(3)
Longitude of periastron, ω_0 (deg)	105.988(7)
Orbital eccentricity, e	0.00023028(3)
Set Quantities	
Dispersion measure, DM (cm^{-3}pc)	38.0651

TABLE 5.19: Paramètres de chronométrage de J1910+1256.

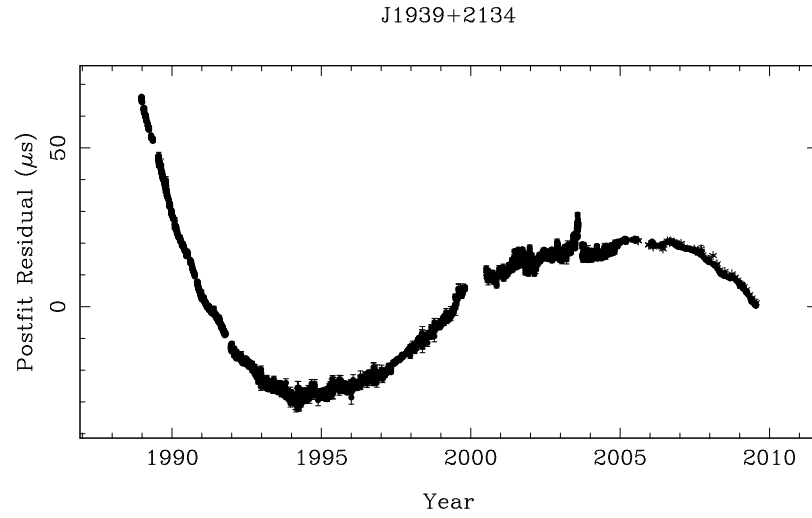


FIGURE 5.20: Résidus de chronométrage de J1939+2134.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name	J1939+2134
MJD range	47517.5—55031.0
Number of TOAs	3447
Rms timing residual (μs)	10.8
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	53300
Measured Quantities	
Right ascension, α	19:39:38.5612115
Declination, δ	+21:34:59.13604
Pulse frequency, ν (s^{-1})	641.92825816837069(7)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-4.331162819(15) \times 10^{-14}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$)	71.0178(2)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	0.0715(2)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$)	-0.366(2)
Set Quantities	
Annual parallax, π (mas)	0.2

TABLE 5.20: Paramètres de chronométrage de J1939+2134.

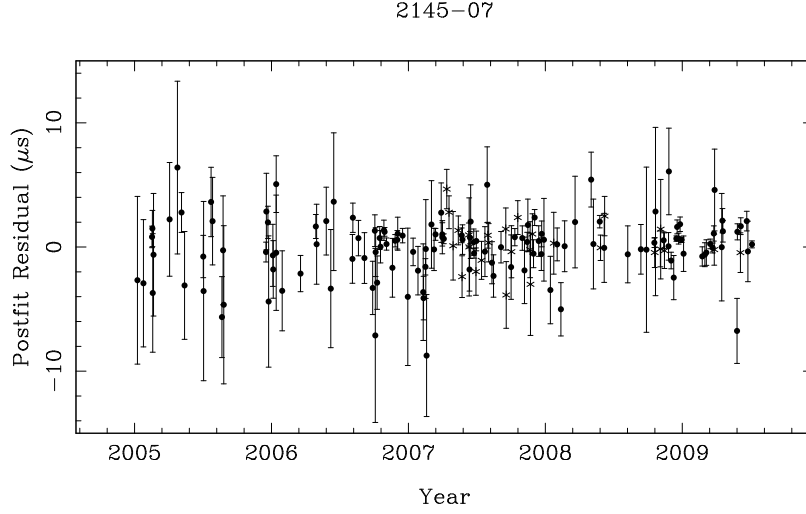


FIGURE 5.21: Résidus de chronométrage de J2145-0750.

Fit and data-set parameters	
Pulsar name.....	J2145-0750
MJD range.....	53377.6—55017.1
Number of TOAs.....	159
Rms timing residual (μs).....	0.993
Reference epoch for P, α , δ and DM determination	49460
Measured Quantities	
Right ascension, α	21:45:50.47089(19)
Declination, δ	-07:50:18.377(8)
Pulse frequency, ν (s^{-1}).....	62.295887892717(5)
First derivative of pulse frequency, $\dot{\nu}$ (s^{-2}).....	$-1.15586(10) \times 10^{-16}$
Dispersion measure, DM ($cm^{-3}pc$).....	9.0450(3)
Proper motion in right ascension, μ_α ($mas\,yr^{-1}$) ..	-10.12(20)
Proper motion in declination, μ_δ ($mas\,yr^{-1}$).....	-6.9(6)
Binary model,	DD
Orbital period, P_b (d).....	6.8389026159(3)
Epoch of periastron, T_0 (MJD).....	48925.4195(14)
Projected semi-major axis of orbit, x (lt-s).....	10.16410818(13)
Longitude of periastron, ω_0 (deg).....	201.06(8)
Orbital eccentricity, e	0.00001929(3)

TABLE 5.21: Paramètres de chronométrage de J2145-0750.

5.5 Stabilité des pulsars millisecondes

Comme montré par Kaspi et al. (1994), les pulsars millisecondes ne sont parfois pas aussi stables qu'espéré. PSR J1939+2134 est connu pour avoir du bruit basse fréquence, figure 5.20. PSR J1824–2452, un jeune pulsar milliseconde dans l'amas globulaire M28, en plus de présenter du bruit dans les résidus, a subi un micro-glitch 2.95×10^{-9} Hz (Cognard & Backer 2004).

Afin d'estimer le bruit de chronométrage et l'utilité d'un pulsar pour le PTA, on peut quantifier le bruit par une statistique appelée σ_z , similaire au σ_y , la racine carrée de la variance d'Allen, employée en métrologie du temps. Définie par Taylor (1991) et reprise par Matsakis et al. (1997), σ_z permet de caractériser les résidus de temps d'arrivées d'un pulsar par un polynôme du troisième ordre après modélisation des paramètres astrométriques et de rotation de l'étoile (seulement la période P et son ralentissement $\dot{P}$). Cette méthode permet de comparer facilement la stabilité d'un pulsar avec les références de temps.

J'ai développé un plugin pour **TEMP02** qui permet de tracer la statistique σ_z pour chacun des pulsars. Les étapes pour calculer cette statistique et les incertitudes sont décrites par Matsakis et al. (1997). La figure 5.22 présente le σ_z des 20 pulsars millisecondes.

1. Modéliser les TOAs par les paramètres nécessaires sans aller au-delà de $\dot{\nu}$.
2. Diviser le jeu de données en intervalles de longueur τ et effectuer une modélisation au moindres carrés par un polynôme du 3^{ième} ordre :

$$X(t) = c_0 + c_1(t - t_0) + c_2(t - t_0)^2 + c_3(t - t_0)^3 \quad (5.3)$$

Seul c_3 contient de l'information car la modélisation a déjà enlevé les effets jusqu'à c_2 .

3. On moyenne les coefficients c_3 élevés au carré pondérés par leurs incertitudes pour former la statistique

$$\sigma_z(\tau) = \frac{\tau^2}{2\sqrt{5}} \langle c_3^2 \rangle^{1/2}. \quad (5.4)$$

Si on peut écrire le spectre de puissance du signal $S(f)$ d'indice spectral φ comme :

$$S(f) \propto f^\varphi, \quad (5.5)$$

alors la statistique σ_z suit la relation

$$\sigma_z^2(\tau) \propto \tau^\mu \quad (5.6)$$

avec l'indice spectral μ et τ l'intervalle en temps du signal.

Pour un signal où l'intensité est constante dans le spectre de puissance (on parle alors de signal *blanc*), $\varphi = 1$ et $\sigma_z \propto \tau^{-3/2}$.

Comme on peut le deviner en regardant leurs figures de résidus, les pulsars J1824-2452 et J1939+2134 sont de peu d'utilité dans la quête aux ondes gravitationnelles.

5.6 Limite sur le fond d'ondes gravitationnelles

Suivant Hellings & Downs (1983), le passage d'une onde gravitationnelle au niveau de la Terre produit des corrélations dans les résidus de temps d'arrivées d'un ensemble de pulsars (PTA). L'effet quadrupolaire attendu entre deux pulsars s'écrit :

$$\zeta(\theta) = \frac{3}{2}x \log x - \frac{x}{4} + \frac{1}{2} \quad (5.7)$$

avec $x = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta)$. θ est la séparation angulaire entre deux pulsars dans le ciel. Cette fonction est représentée figure 5.23.

Observer une telle signature dans les coefficients de corrélations d'un PTA serait donc une détection d'un fond d'ondes gravitationnelles.

Cependant, il est connu depuis longtemps que la procédure d'ajustement des paramètres d'un pulsar absorbe sélectivement certaines fréquences dans les résidus (Blandford et al. 1984) et donc biaise fortement toute conclusion basée sur une étude du bruit restant dans les résidus après l'analyse.

Nous avons néanmoins fait le calcul, à titre de test, des coefficients de corrélation (correlation de Pearson) entre résidus de temps d'arrivée des vingt pulsars millisecondes étudiés dans ce chapitre.

Le résultat de la figure 5.24 ne montre évidemment aucun résultat évident et valide. Dans ce contexte, la détermination d'une corrélation dans les résidus de temps d'arrivée d'un ensemble de pulsars est une activité de recherche à part entière qui ne peut être menée dans cette thèse.

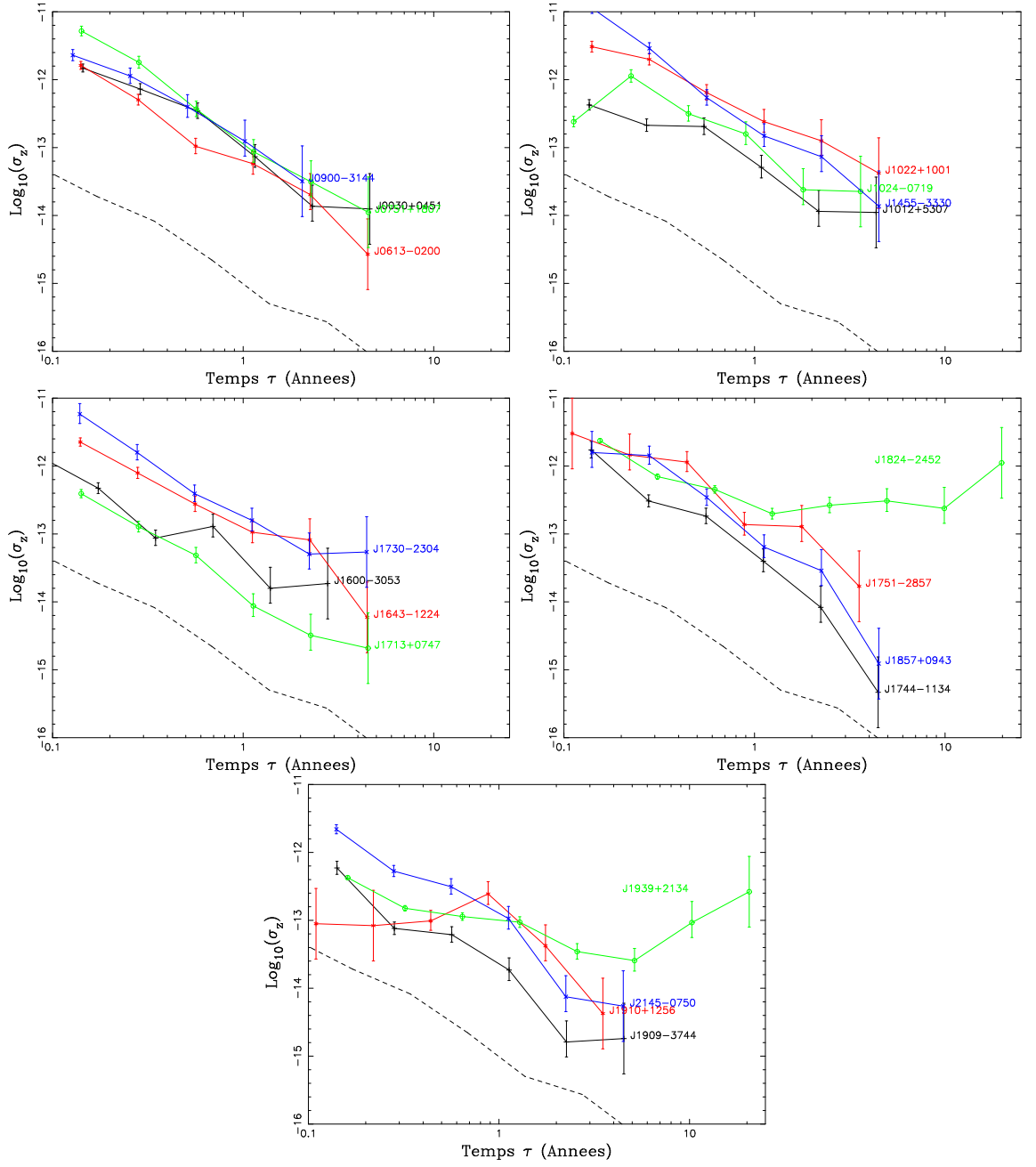


FIGURE 5.22: Statistiques σ_z pour les 20 pulsars milliseconde. L'échelle est gardée identique pour mieux comparer les données. Le trait en pointillés correspond à un faux jeu de TOAs (1 par jour) produits par le plugin *fake* de **TEMPO2** avec une distribution gaussienne caractérisée par un RMS de 100 ns.

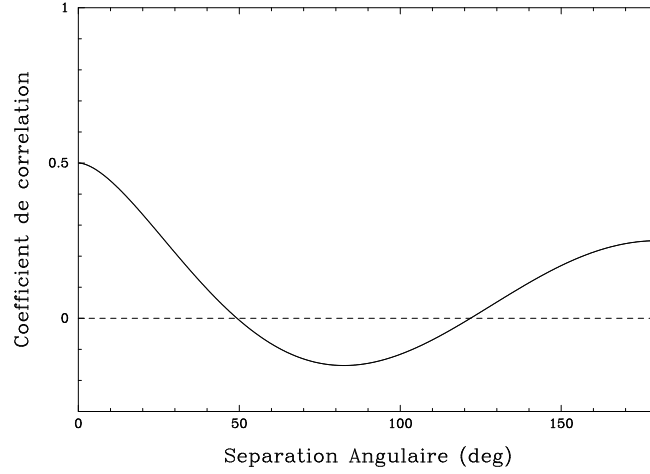


FIGURE 5.23: Courbe des coefficients de corrélations attendus pour la détection d'un fond d'ondes gravitationnelles.

Demorest (2007) a ainsi développé un nouvel algorithme pour prendre en compte les effets de la modélisation des résidus sur les coefficients de corrélation. Une collaboration est aussi en cours avec Rutger van Haasteren (University of Leiden) dans le cadre de l'EPTA. Il a développé une technique Bayésienne qui utilise de puissants calculateurs pour effectuer l'analyse complète des résidus (van Haasteren et al. 2009).

5.7 Conclusions et perspectives

Sur les 20 pulsars millisecondes suivis à Nançay, dix ont un RMS des résidus de temps d'arrivées inférieur à la microseconde. Une comparaison des résultats obtenus avec les différents radiotélescopes du monde est montrée figure 5.25, où on notera que Nançay occupe une place de premier rang. Les deux jeux de données les plus longs avec une durée de vingt ans sur les pulsars J1824–2452 et J1939+2134 se révèlent malheureusement être inutilisables pour la détection des ondes gravitationnelles. PSR J1824–2452 se situe dans un amas globulaire et présente des grandes variations dans les résidus. Déjà noté par Kaspi et al. (1994), et cité précédemment, les résidus de PSR J1939+2134 indiquent aussi une source de bruit importante non pris en compte dans le modèle.

Comme on peut le voir sur les graphiques de σ_z , certains pulsars présentent du

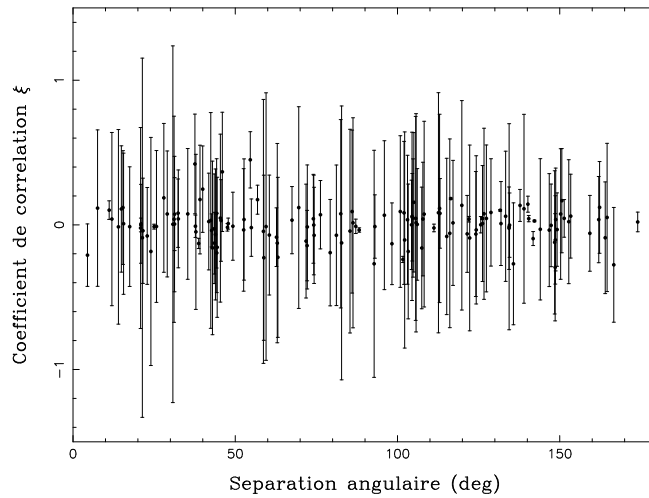


FIGURE 5.24: Coefficients de corrélation mesurés en fonction de la séparation angulaire pour un jeu de 20 pulsars millisecondes.

bruit à basse fréquence sur une période de presque 5 ans, limitant le RMS des résidus pouvant être atteint dans le futur. Certains résultats sont contradictoires avec ceux présentés par Verbiest et al. (2009) et encore quelques années d’observations sont nécessaires sur ces pulsars pour confirmer la présence de ce bruit basse fréquence. Heureusement, la majorité des pulsars observés reste stable sur une période de presque 5 ans.

Les variations de DM montrées au paragraphe 5.2 pour J1824–2452 et J1939+2134 par exemple, indiquent qu’il est vital de surveiller les effets de la dispersion interstellaire par l’observation multi-fréquences et de corriger les observations, puis les résidus, de ces variations. Pour diminuer les effets dispersifs, on pourra aussi privilégier l’observation des pulsars à plus haute fréquence, là où la dispersion et la propagation multiple se font moins importants. Il y a encore beaucoup de systématismes à traquer et de techniques à mettre en place : surveillance des horloges, corrections de DM, surveillance de la scintillation par exemple.

Indéniablement, la détection des ondes gravitationnelles requiert des techniques très sophistiquées, comme celles développées par van Haasteren et al. (2009). De même, afin de maximiser le seuil de détectabilité de ces ondes gravitationnelles, des collaborations européennes et mondiales se mettent en place pour mettre en commun les données. Un

papier est en cours pour présenter les résultats de l'EPTA obtenu avec la méthode bayésienne mentionnée précédemment (van Haasteren, en préparation).

Aussi, le projet LEAP a pour but de combiner de manière cohérente les 5 radiotélescopes européens pour avoir la sensibilité d'une antenne de 194 m, équivalent à la zone illuminée d'Arecibo, mais avec un bien plus grand accès au ciel.

Au niveau mondial, des efforts sont actuellement déployés pour fédérer les équipes des différents radiotélescopes sous la collaboration IPTA (International Pulsar Timing Array). George Hobbs, de Parkes, coordonne actuellement un article détaillant ces nouvelles capacités, et dont j'ai reproduit la figure 5.26. Une grande partie des résultats qui expliquent les performances de l'EPTA vient des données de Nançay, présentées dans cette thèse.

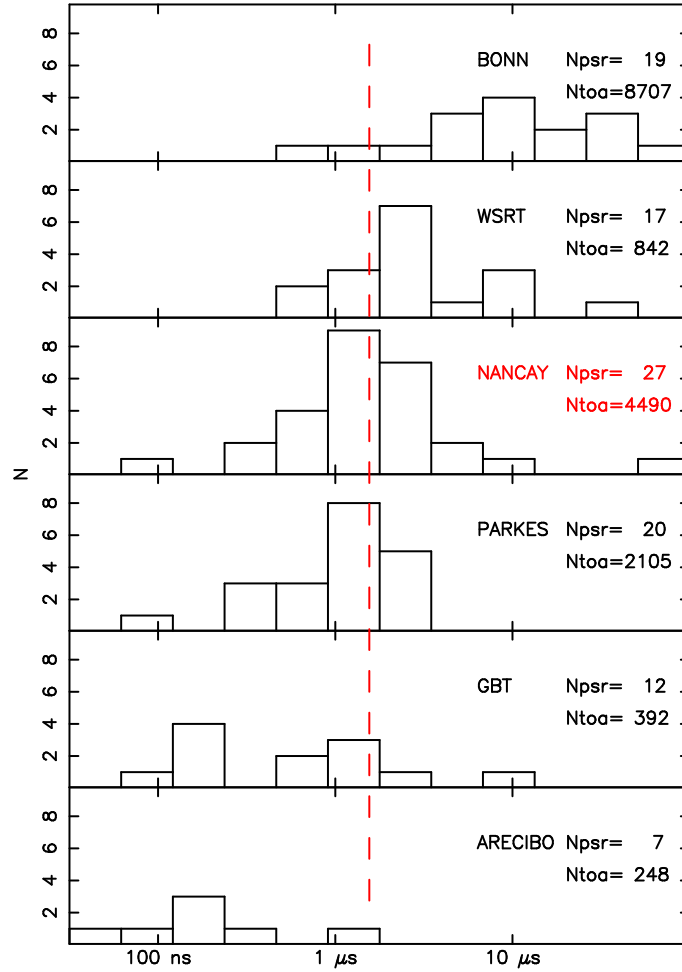


FIGURE 5.25: Récapitulatif des pulsars millisecondes suivis aux principaux radiotélescopes qui constituent l'IPTA. Chaque histogramme représente le nombre de pulsars en fonction du RMS des résidus de temps d'arrivées. Le nombre de pulsars observés est indiqué avec la quantité total de TOAs pour tous ces pulsars.

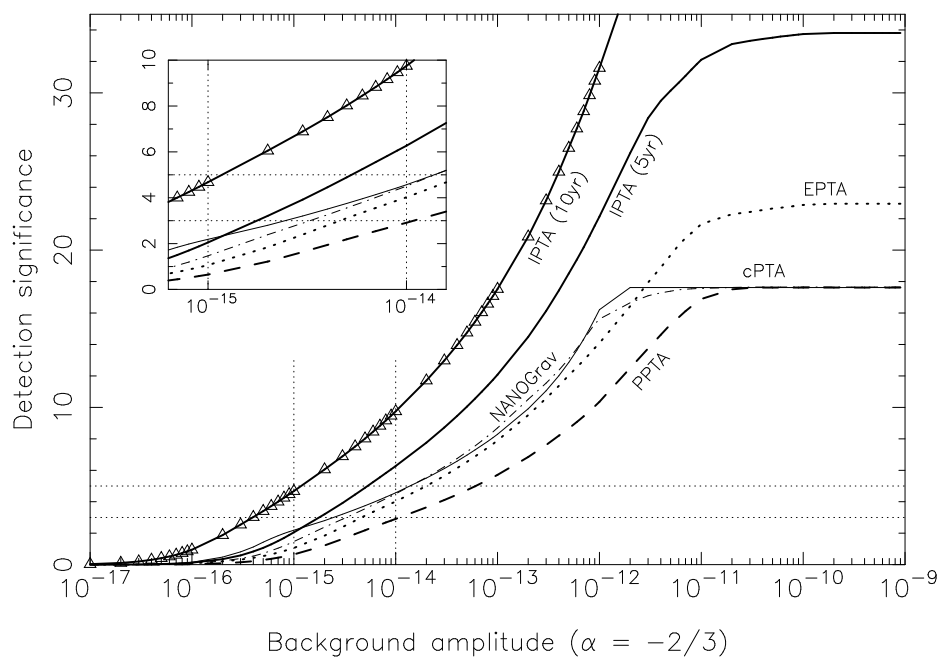


FIGURE 5.26: Seuil de détection d'un fond d'ondes gravitationnelles pour les différents PTAs. Le seuil de détection est défini dans Verbiest et al. (2009). Seul la combinaison des données de tous les PTAs permettra une détection possible. Figure de Hobbs et al. (soumis)

Chapitre 6

Conclusions

La prochaine installation de la carte électronique ROACH permettra de disposer d'une largeur de bande de 400 MHz au Radiotélescope de Nançay. Cette augmentation de bande profitera autant à la recherche de nouveaux pulsars qu'au suivi des pulsars millisecondes. Pour augmenter encore la largeur de bande, il faudra prendre le signal juste après le récepteur et les filtres HF et avant les mélangeurs devenus inutiles (voir figure 2.2). A plus long terme, le développement de la carte Uniboard permettra peut-être de dédisperser de façon cohérente une bande supérieure à 1 GHz directement dans les 5 FPGAs que compte la carte. Au niveau du Radiotélescope de Nançay, l'amélioration, en terme de sensibilité du récepteur (Tsys) serait à considérer. Un changement de technologie, en abandonnant les HEMTs, permettrait probablement d'y arriver. Un projet d'installer sur le chariot focal des tuiles du démonstrateur Embrace pour le SKA ¹ est à l'étude. Quelques faisceaux pourraient être synthétisés pour accélérer les recherches en aveugle de pulsars.

Vu la puissance des GPUs, il serait intéressant d'y implémenter des algorithmes de recherche de pulsars afin d'en accélérer le traitement. Les développements que j'ai effectués à Nançay m'ont permis d'acquérir l'expérience nécessaire à ce genre de réalisations. Mon séjour post-doctoral à venir à University of California, Berkeley en partie sur le traitement des données du programme de recherche de pulsars PALFA me permettra peut-être d'implémenter de tels algorithmes.

1. <http://www.skatelescope.org/>

Les résultats obtenus sur les pulsars millisecondes sont très bons, avec 10 pulsars suivis avec une précision inférieure à 1 microseconde, une preuve de la qualité de l'instrumentation à Nançay.

L'objectif de détection d'un fond d'ondes gravitationnelles est une tâche de longue haleine. Elle nécessite un suivi régulier et multi-fréquences des pulsars les plus stables avec la meilleure instrumentation possible. Tout en développant des méthodes d'analyse sophistiquées et en explorant d'un point de vue théorique toutes les sources potentielles d'ondes gravitationnelles, cela ne peut se faire efficacement qu'au sein d'une collaboration entre plusieurs observatoires.

C'est le but de l'EPTA au niveau européen et de l'IPTA au niveau mondial, avec CASPER et la collaboration Uniboard pour les questions d'instrumentations. Enfin, en attendant le SKA, il est probable que la réponse vienne avec l'arrivée de nouveaux instruments comme MeerKAT (Afrique du Sud) et le projet LEAP qui combinera les 5 plus grands radiotélescopes européens pour former un réseau phasé (équivalent à Arecibo et avec un accès à près de 75% du ciel).

Bibliographie

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *Science*, 325, 848
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2008, *A&A*, 486, 829
- Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., & Shaham, J. 1982, *Nature*, 300, 728
- Archibald, A. M., Stairs, I. H., Ransom, S. M., et al. 2009, *Science*, 324, 1411
- Arzoumanian, Z. 1995, PhD thesis, Princeton University
- Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 254
- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615
- Barker, B. M. & O'Connell, R. F. 1975, *Phys. Rev. D*, 12, 329
- Bhattacharya, D. & van den Heuvel, E. P. J. 1991, *Phys. Rep.*, 203, 1
- Blandford, R. D., Narayan, R., & Romani, R. W. 1984, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 5, 369
- Burgay, M., D'Amico, N., Possenti, A., et al. 2003, *Nature*, 426, 531
- Burgay, M., Joshi, B. C., D'Amico, N., et al. 2006, *MNRAS*, 368, 283
- Burgay, M., Possenti, A., Manchester, R. N., et al. 2005, *ApJ*, 624, L113
- Camilo, F., Thorsett, S. E., & Kulkarni, S. R. 1994, *ApJ*, 421, L15

- Chadwick, J. 1932, Royal Society of London Proceedings Series A, 136, 692
- Chen, K. & Ruderman, M. 1993, ApJ, 408, 179
- Cheng, K. S., Ho, C., & Ruderman, M. 1986, ApJ, 300, 500
- Clifton, T. R., Lyne, A. G., Jones, A. W., McKenna, J., & Ashworth, M. 1992, MNRAS, 254, 177
- Cognard, I. & Backer, D. C. 2004, ApJ, 612, L125
- Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J.-F., et al. 1993, Nature, 366, 320
- Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J. F., et al. 1995, *ibid.*, 296, 169
- Cordes, J. M., Freire, P. C. C., Lorimer, D. R., et al. 2006, ApJ, 637, 446
- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W. 2002, astro-ph/0207156
- Cordes, J. M. & McLaughlin, M. A. 2003, ApJ, 596, 1142
- Damour, T. & Deruelle, N. 1986, Ann. Inst. H. Poincaré (Physique Théorique), 44, 263
- Damour, T. & Ruffini, R. 1974, Comptes Rendus Serie Sciences Mathematiques, Academie des Sciences Paris, 279, 971
- Damour, T. & Taylor, J. H. 1992, Phys. Rev. D, 45, 1840
- Daugherty, J. K. & Harding, A. K. 1996, ApJ, 458, 278
- Deller, A. T., Bailes, M., & Tingay, S. J. 2009, Science, 323, 1327
- Demorest, P. 2007, PhD thesis, University of California, Berkeley
- Deneva, J. S., Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2009, ApJ, 702, L177
- Detweiler, S. 1979, ApJ, 234, 1100
- Eatough, R. P., Keane, E. F., & Lyne, A. G. 2009, MNRAS, 395, 410
- Edwards, R. T., Bailes, M., van Straten, W., & Britton, M. C. 2001, MNRAS, 326, 358

- Edwards, R. T., Hobbs, G. B., & Manchester, R. N. 2006, MNRAS, 372, 1549
- Everett, J. E. & Weisberg, J. M. 2001, ApJ, 553, 341
- Faulkner, A. J., Stairs, I. H., Kramer, M., et al. 2004, MNRAS, 355, 147
- Ferdman, R. D. 2008, PhD thesis, University of British Columbia, Vancouver
- Foster, R. S., Ray, P. S., Cadwell, B. J., et al. 1997, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 29, Bulletin of the American Astronomical Society, 1392–+
- Gold, T. 1968, Nature, 218, 731
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, ApJ, 157, 869
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2007, ApJ, 664, L35
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2008, ApJ, 681, 515
- Gotthelf, E. V. & Halpern, J. P. 2009, ApJ, 700, L158
- Govindaraju, N., Lloyd, B., Dotsenko, Y., Smith, B., & Manferdelli, J. 2008, Proc. of ACM/IEEE SuperComputing 2008
- Guillemot, L. 2009, PhD thesis, Universite de Bordeaux 1, Centre d’Etudes Nucleaires de Bordeaux-Gradignan
- Hankins, T. H. & Rickett, B. J. 1975, Pulsar Signal Processing
- Helfand, D. J., Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., et al. 2007, ApJ, 665, 1297
- Helfand, D. J., Manchester, R. N., & Taylor, J. H. 1975, ApJ, 198, 661
- Hellings, R. W. & Downs, G. S. 1983, ApJ, 265, L39
- Hessels, J. W. T., Nice, D. J., Gaensler, B. M., et al. 2008a, ApJ, 682, L41
- Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Kaspi, V. M., et al. 2008b, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 983, 40 Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 613–615

- Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. 2006, *Science*, 311, 1901
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709
- Hinton, J. A., Skilton, J. L., Funk, S., et al. 2009, *ApJ*, 690, L101
- Hobbs, G., Lyne, A. G., Kramer, M., Martin, C. E., & Jordan, C. 2004, *MNRAS*, 353, 1311
- Hobbs, G. B., Edwards, R. T., & Manchester, R. N. 2006, *MNRAS*, 369, 655
- Hotan, A. W., Bailes, M., & Ord, S. M. 2005, *ApJ*, 624, 906
- Hotan, A. W., van Straten, W., & Manchester, R. N. 2004, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 21, 302
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1974, *ApJ*, 191, L59
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, *ApJ*, 195, L51
- Janssen, G. H., Stappers, B. W., Kramer, M., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 983, 40 *Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More*, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 633–635
- Jenet, F. A., Hobbs, G. B., Lee, K. J., & Manchester, R. N. 2005, *ApJ*, 625, L123
- Kasian, L. E. & Consortium, P. 2006, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 81–+
- Kaspi, V. M., Taylor, J. H., & Ryba, M. 1994, *ApJ*, 428, 713
- Keane, E. F. & Kramer, M. 2008, *MNRAS*, 391, 2009
- Keith, M. J. 2007, PhD thesis, University of Manchester
- Keith, M. J., Eatough, R. P., Lyne, A. G., et al. 2009, *MNRAS*, 395, 837
- Kramer, M. 1998, *ApJ*, 509, 856
- Kramer, M. & Stairs, I. H. 2008, *ARA&A*, 46, 541

- Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., et al. 2006, *Science*, 314, 97
- Kramer, M. & Wex, N. 2009, *Classical and Quantum Gravity*, 26, 073001
- Kramer, M., Wielebinski, R., Jessner, A., Gil, J. A., & Seiradakis, J. H. 1994, *A&A Suppl. Series*, 107, 515
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. 1968, *Nature*, 220, 340
- Lattimer, J. M. & Prakash, M. 2001, *ApJ*, 550, 426
- Lazaridis, K., Wex, N., Jessner, A., et al. 2009, *MNRAS*, 1335
- Lommen, A. N. 2001, PhD thesis, University of California, Berkeley
- Lorimer, D. R., Bailes, M., McLaughlin, M. A., Narkevic, D. J., & Crawford, F. 2007, *Science*, 318, 777
- Lorimer, D. R., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 777
- Lorimer, D. R. & Kramer, M. 2005, *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge University Press)
- Lorimer, D. R., Stairs, I. H., Freire, P. C. C., et al. 2006, *ApJ*, 640, 428
- Lyne, A. G., Burgay, M., Kramer, M., et al. 2004, *Science*, 303, 1153
- Lyne, A. G., Johnston, S., Manchester, R. N., Staveley-Smith, L., & D'Amico, N. 1990, *Nature*, 347, 650
- Lyne, A. G. & Smith, F. G. 2004, *Pulsar Astronomy*, 3rd ed. (Cambridge : Cambridge University Press)
- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., et al. 2001, *MNRAS*, 328, 17
- Matsakis, D. N., Taylor, J. H., & Eubanks, T. M. 1997, *A&A*, 326, 924
- McLaughlin, M. A., Lyne, A. G., Lorimer, D. R., et al. 2006, *Nature*, 439, 817

- NVIDIA. 2008, CUDA Compute Unified Device Architecture Programming Guide. Version 2.0
- Nyquist, H. 1928, Phys. Rev., 32, 110
- Oppenheimer, J. R. & Volkoff, G. 1939, Phys. Rev., 55, 374
- Pacini, F. 1967, Nature, 216, 567
- Pacini, F. 1968, Nature, 219, 145
- Parent, D. 2009, PhD thesis, Universite de Bordeaux 1, Centre d'Etudes Nucleaires de Bordeaux-Gradignan
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical Recipes : The Art of Scientific Computing, 2nd edition (Cambridge : Cambridge University Press)
- Radhakrishnan, V. & Cooke, D. J. 1969, Astrophysical Letters, 3, 225
- Ransom, S. M., Cordes, J. M., & Eikenberry, S. S. 2003, ApJ, 589, 911
- Ransom, S. M., Eikenberry, S. S., & Middleditch, J. 2002, AJ, 124, 1788
- Ransom, S. M., Hessels, J. W. T., Stairs, I. H., et al. 2005, Science, 307, 892
- Ray, P. S., Cadwell, B. J., Lazio, T. J. W., et al. 1999, BAAS, 31, 903
- Sazhin, M. V. 1978, AZh, 22, 36
- Smith, D. A., Guillemot, L., Camilo, F., et al. 2008, A&A, 492, 923
- Staelin, D. H. & Reifstein, III, E. C. 1968, Science, 162, 1481
- Stairs, I. H., Thorsett, S. E., & Arzoumanian, Z. 2004, Phys. Rev. Lett., 93, 141101
- Standish, E. M. 1998, JPL Planetary and Lunar Ephemerides, DE405/LE405, Memo IOM 312.F-98-048 (Pasadena : JPL), <http://ssd.jpl.nasa.gov/iau-comm4/de405iom/de405iom.pdf>
- Taylor, J. H. 1991, Proc IEEE, 79, 1054

- Taylor, J. H. 1992, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 341, 117
- Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. 1982, ApJ, 253, 908
- van den Bergh, S. & McClure, R. D. 1994, ApJ, 425, 205
- van Haasteren, R., Levin, Y., McDonald, P., & Lu, T. 2009, MNRAS, 395, 1005
- Verbiest, J. P. W. 2009, PhD thesis, Swinburne University of Technology
- Verbiest, J. P. W., Bailes, M., Coles, W. A., et al. 2009, MNRAS, 400, 951
- Volkov, V. & Kazian, B. 2008, Fitting FFT onto the G80 Architecture
- Voûte, J. L. L., Kouwenhoven, M. L. A., van Haren, P. C., et al. 2002, A&A, 385, 733
- Weisberg, J. M., Romani, R. W., & Taylor, J. H. 1989, ApJ, 347, 1030
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145

Grégory Desvignes

L'observation des pulsars au Radiotélescope de Nançay. Applications à la recherche de nouveaux objets, à l'étude des systèmes binaires relativistes et à la détection d'un fond d'ondes gravitationnelles.

Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide et dotée d'un fort champ magnétique qui peut être observée dans le domaine radio. Dans cette thèse, je commence par décrire l'instrumentation de dédispersion cohérente à base de GPUs installée au Radiotélescope de Nançay avec deux autres modes d'observation que j'ai développés : un mode pour la recherche de nouveaux pulsars et un mode spectromètre. La deuxième partie détaille le retraitement en cours du sondage Foster fait à la fin des années 90 à Nançay ainsi que de nouvelles observations ciblées, sur des candidats HESS notamment. Je présente ensuite les résultats obtenus sur les pulsars relativistes J0737-3039A et J1906+0746 avec respectivement des tests de la Relativité Générale et la mesure de la précession géodétique. Des données de polarimétrie ont ainsi permis de déterminer la géométrie du système de PSR J1906+0746. Enfin, je termine par l'analyse des temps d'arrivées de 20 pulsars millisecondes observés à Nançay dans le cadre de l'EPTA, une collaboration européenne pour un réseau de chronométrage pulsar avec pour objectif la détection d'un fond d'ondes gravitationnelles, possible d'ici 5 à 10 ans.

Pulsar observing at the Nançay Radio Telescope. Surveys, studies of relativistic binary systems and detection of the Gravitational Wave Background.

A pulsar is a highly magnetized and fast-spinning neutron star which can be seen in radio waves. In this thesis, I first describe the new GPU-based coherent dedispersion backend installed at the Nançay Radio Telescope with two others observing modes I have developed : a filterbank for pulsar surveys and a high resolution spectrometer. The second part deals with the ongoing reprocessing of the Foster survey done at Nançay in the late 90s and with new targeted pointings on HESS sources. I then present the results I got on the relativistic binaries J0737-3039A et J1906+0746, with new tests of General Relativity and the measurement of geodetic precession respectively. Polarimetric data has allowed to deduce the geometry of the PSR J1906+0746 system. In the framework of the EPTA (European Pulsar Timing Array), I finish with the analysis of the times of arrivals from 20 millisecond pulsars, which aims to make a detection of the Gravitational Wave Background, which could succeed in the next 5 to 10 years.



Laboratoire de Physique et Chimie de
l'Environnement et de l'Espace

