

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité :

Astrophysique

présentée

par **Ismaël COGNARD**

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

**Chronométrage des pulsars millisecondes PSR1937+21 et
PSR1821-24 au radiotélescope de Nançay**

soutenue le **24 novembre 1993**
devant le jury composé de :

Mme Monique AUBIER

Mr Christian BEGHIN

Mr François BIRAUD

Mr Eric GERARD

Mr Jean-François LESTRADE

Mr Jean SCHNEIDER

Président

Rapporteur

Directeur de thèse

Rapporteur

à Jade,

Remerciements

Mes remerciements les plus chaleureux à Jean-François Lestrade, mon directeur de thèse, pour m'avoir guidé avec rigueur tout au long de mon travail et dans ma formation à la recherche. Je lui suis très reconnaissant du temps qu'il y a investi à l'Observatoire de Meudon, à Nançay et lors de ses déplacements aux Etats-Unis.

C'est avec émotion que je remercie Gabriel Bourgois, aujourd'hui disparu, et qui m'accueillit dans l'équipe pulsar mais aussi à sa table à Noël 1989. J'ai partagé son bureau pendant un an pour y apprendre toute la difficulté du dépouillement et la rigueur de la réduction, des limites introduites par l'appareillage à la définition d'une référence sur l'impulsion d'un pulsar. Je n'oublierai pas nos discussions sur la turbulence du milieu interstellaire en février 1993 alors que nous écrivions cet article sur la réfraction observée dans les données du pulsar PSR1937+214.

Merci à François Biraud, concepteur du pulsaroscope, d'avoir répondu à toutes mes questions concernant son ingénieuse machine. Mon premier contact avec Nançay s'est fait alors que je recherchais un sujet de stage de DEA en Octobre 1989, lors d'une journée Portes Ouvertes, et j'ai été frappé par une citation apposée par François sur une porte du laboratoire : *"Il y avait des fils électriques dans tous les sens ; les interrupteurs n'étaient pas fixés et pendaient un peu partout ; l'eau de refroidissement coulait goutte à goutte... tout, absolument tout, était à l'air libre ; les tables étaient encombrées d'outils ; il régnait un désordre incroyable. [...] Et, du coup, j'ai compris pourquoi [...] ils obtenaient tant de résultats ; c'est qu'ils travaillaient réellement avec l'instrument ; ils l'avaient construit eux-mêmes et ils savaient exactement où se trouvaient les diverses pièces et comment elles fonctionnaient. Tout ça n'avait pas été conçu par un ingénieur extérieur ; en tout cas, si un ingénieur avait participé à la construction, il était toujours là et travaillait avec les chercheurs."* (Richard Feynman, 1985, *Vous voulez rire, Monsieur Feynman!*, InterEditions : Paris). C'est ainsi que j'ai ressenti et apprécié l'équipe pulsar...

Mes remerciements vont aussi à Eric Gérard pour tous les échanges passionnés et les encouragements prodigués au programme de chronométrage des pulsars, ainsi que pour sa présence dans le jury.

Je remercie également de leur présence dans le jury Monique Aubier mon professeur de radioastronomie à l'Université Pierre et Marie Curie, Jean Schneider de l'Observatoire de Paris ainsi que Christian Beghin du Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement (LPCE) d'Orléans que je remercie beaucoup d'avoir accepté d'être le président du jury.

Un grand merci à toute l'équipe de Nançay, à Dominique Aubry pour les développements logiciels qui ont été nombreux et instructifs, à Jean-Pierre Drouhin avec qui les électrons savamment canalisés dans le pulsaroscope ont perdu tous leurs secrets. Merci également à Bernard Darchy pour les discussions sur la chaîne d'analyse du radiotélescope et aux observateurs du Radiotélescope pour l'accomplissement des "manips" pulsar à toute heure du jour et de la nuit.

Que soit également remercié le Laboratoire Primaire Temps Fréquence qui effectue avec une qualité toujours meilleure la connection de l'horloge de Nançay avec le reste du Monde.

Je remercie sincèrement Monique Pick pour m'avoir accueilli dans l'URA 324. Son vif intérêt pour le programme de chronométrage des pulsars millisecondes m'a toujours été d'un grand soutien.

Merci à mes parents responsables d'une éducation qui m'a mené jusque-là. A l'aube d'une nouvelle aventure nommée Jade, merci enfin à ma femme pour son soutien permanent.

Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	7
Table des figures	11
Table des tables	14
Chapitre 1	15
Introduction.....	15
Les pulsars	15
Les pulsars millisecondes.....	17
Le chronométrage	20
Plan	21
Chapitre 2	23
Le Dédispenseur à Balayage en Fréquence de Nançay	23
Généralités	23
Les dédispenseurs.....	26
Détection incohérente	26
Détection cohérente	26
Le dédispenseur de Nançay.....	27
Principe et généralités.....	27
Synthèse linéaire de la période.....	29
Variation de la période apparente.....	30
Synthèse de la dent de scie.....	31
Asservissement.....	35
Caractéristiques des VCO	39
Description technique	43
Un ON/OFF particulier : le "phase switching"	44
Erreurs systématiques causées par la loi de dédispersion synthétisée	45
Erreurs systématiques causées par le VCO	46
Précision du transfert de temps.....	49
La préparation des observations à Nançay	51

Prédiction des temps d'arrivée	51
Préparation de l'asservissement	53
L'utilisation du radiotélescope	54
Exemples d'observations effectuées à Nançay	56
Situation actuelle	58
Perspectives	58
Chapitre 3	59
Méthode de REDUCTION et Modèle d'ANALYSE.....	59
La réduction des observations.....	61
La mesure de la fréquence d'arrivée.....	63
La méthode de la cross-corrélation	64
Les modèles d'impulsion de PSR1821-24 et PSR1937+21 à Nançay	65
Importance du modèle pour la réduction	74
Etablissement de l'échelle de fréquence dans la méthode de réduction à Nançay.....	75
Le programme TIMING.....	76
Préparation des données de chronométrage pour l'analyse	78
Le modèle d'analyse dans ANTIOPE.....	79
Résultats de chronométrage obtenus à Nançay	82
Chapitre 4	85
LE MILIEU INTERSTELLAIRE.....	85
Généralités	85
Le milieu interstellaire: un écran diffractant	87
Propagation des ondes radio et perturbations des temps d'arrivée.....	92
Modélisation des retards de propagation	96
Description.....	96
Limitations.....	98
Résultats.....	98
Note ajoutée après soutenance	105
Chapitre 5	107
La Détermination de la Mesure de Dispersion DM.....	107
Principe de la détermination des variations de DM	107
Absorption des variations de DM par l'ajustement du modèle	109
Mise en pratique	111
La stratégie d'observation adoptée à Nançay	112
Résultats obtenus à Nançay.....	112
Les variations de DM du pulsar PSR1937+21	112
Les variations de DM du pulsar PSR1821-24	115
Conclusion	117
Chapitre 6	117
Les Ondes Gravitationnelles	117
Les sources d'ondes gravitationnelles.....	117
Un petit historique	118
L'approche de Hellings & Downes (1983)	120
Application aux pulsars observés à Nançay.....	121
Conclusion	123
Conclusion	125
Bibliographie	127

Article "Extreme Scattering Event in the direction of the Millisecond Pulsar 1937+21", <i>Nature</i> , 366 , 320.....	A1
Article "High-precision Timing Observations of the Millisecond Pulsar 1937+21 at Nançay", <i>A. & A.</i> , soumis	A2
Article "High-precision Timing Observations of the Millisecond Pulsar 1821-24 at Nançay", <i>A. & A.</i> , soumis	A3

Table des figures

1 : Aspect général d'un pulsar	16
2 : Distribution en P-Pdot des pulsars	19
3 : Spectre dynamique et dispersion	24
4 : Distribution des pulsars en P-DM	25
5 : Principe de l'oscillateur balayé	27
6 : Structure de l'impulsion et dédispersion	28
7 : Synthèse de la phase instantanée	30
8 : Synthèse de la dent de scie commandant le VCO	33
9 : Limitations du dédispenseur dans le plan P-DM	35
10 : Définition des fenêtres de comptage de l'asservissement	35
11 : Exemple d'asservissement d'un VCO	38
12 : Caractéristique principale d'un VCO	39
13 : Stabilité d'un VCO	40
14 : Caractéristiques complètes d'un VCO	41
15 : Présentation générale du dédispenseur	43
16 : Principe du On/Off en phase	44
17 : Histogramme des écarts sur la consigne C0	46
18 : Histogramme des écarts sur la consigne C1	47
19 : Histogramme des écarts sur la consigne C2	47
20 : Ecart TU Nançay-TU Observatoire de Paris	49
21 : Histogramme des erreurs sur TUNançay-TUObservatoire de Paris	50
22 : Visualisation de phase apparente modélisée en différentiel sur PSR1744-24A	51
23 : Exemple d'une observation de PSR1937+21	56
23 : Exemple d'une observation de PSR1821-24	57
25 : Modèle PSR1821-24, 1410 MHz, H et V, 2 voies	65
26 : Modèle PSR1821-24, 1410 MHz, G et D, 2 voies	65
27 : Modèle PSR1821-24, 21 cm, H, 4 voies	66
28 : Modèle PSR1821-24, 18 cm, V, 4 voies	66
29 : Modèle PSR1937+21, 1410 MHz, G et D, 2 voies	67

30 : Modèle PSR1937+21, 1680 MHz, G et D, 2 voies.....	67
31 : Modèle PSR1937+21, 1410 et 1280 MHz, H et V, 4 voies	68
32 : Modèle PSR1937+21, 1680 et 1700 MHz, H et V, 4 voies	68
33 : Modèle PSR1937+21, 1410 MHz, G et D, 4 voies.....	69
34 : Superposition des modèles PSR1937+21, 1410 MHz, G et D, 2 voies	70
35 : Superposition des modèles PSR1937+21, 1680 MHz, G et D, 2 voies	70
36 : Superposition des modèles PSR1937+21, 1410 MHz, H et V, 4 voies	71
37 : Superposition des modèles PSR1937+21, 1680 MHz, H et V, 4 voies	71
38 : Superposition des modèles PSR1937+21, 1280, 1410, 1680 MHz, H, 4 voies	72
39 : Principe de calcul de la Fréquence d'arrivée (FOA)	74
40 : Principe de calcul du Temps de départ de l'observation (TOA).....	75
41 : Méthode de cross-corrélation, exemple PSR1937+21	76
42 : Méthode de cross-corrélation, exemple PSR1821-24.....	76
43 : Méthode de cross-corrélation, incertitude et rapport signal-sur-bruit	77
44 : Résidus de chronométrage de PSR1937+21 à 1410 MHz (1988-1993)	81
45 : Résidus de chronométrage de PSR1821-24 à 1410 MHz (1988-1993)	82
44 : Résidus de chronométrage de PSR1937+21 à 1280 MHz (1992-1993)	83
44 : Résidus de chronométrage de PSR1937+21 à 1410 MHz (1992-1993)	83
44 : Résidus de chronométrage de PSR1937+21 à 1680 MHz (1992-1993)	84
49 : Evolution du flux du quasar 0954+658 (Fiedler et al. 1987)	87
50 : Milieu interstellaire : un écran diffractant.....	88
51 : Figure de diffraction et structures	89
52 : Evolution du flux de PSR1937+21 le 14 mars 1990	91
53 : Evénement de scintillation réfractive (ESE) : tracé de rayons, retard géométrique et densité de flux	95
54 : Relation entre abscisse sur le nuage et abscisse à la Terre	97
55 : Schéma des différentes contributions au Gain apporté par le nuage interstellaire	98
56 : Tracé des rayons réfractés par un nuage interstellaire - Vue générale.....	99
57 : Tracé des rayons réfractés par un nuage interstellaire - Vue détaillée.....	100
58 : Amplification de la densité de flux par un ESE.....	100
59 : Amplification et extinction de la densité de flux par un ESE	101
60 : Retards de propagation induits par un ESE.....	101
61 : Gain et retards par modélisation d'un ESE.....	102
62 : Superposition des données de chronométrage avec la modélisation d'un ESE.....	103
63 : Détermination du DM avec des données d'Arecibo et des paramètres 1410 MHz.....	110
64 : Détermination du DM avec des données d'Arecibo et des paramètres 2380 MHz.....	110
65 : Résidus multi-fréquences de chronométrage du pulsar PSR1937+21 à Nançay.....	113
66 : Différentes variations de DM déterminées à partir de plusieurs couples de fréquences sur PSR1937+21 à Nançay	113
67 : Détermination des variations de DM sur PSR1937+21 à Nançay	114
68 : Résidus multi-fréquences de chronométrage du pulsar PSR1821-24 à Nançay.....	115
69 : Différentes variations de DM déterminées à partir de plusieurs couples de fréquences sur PSR1821-24 à Nançay	115
70 : Détermination des variations de DM sur PSR1821-24 à Nançay.....	116
71 : Coefficient i_j en fonction de la séparation i_j des deux pulsars	121
72 : Limites sur le spectre de la densité d'énergie des ondes gravitationnelles.....	122

Table des tables

1 : Récapitulation des observations effectuées sur PSR1937+21 à Nançay	59
2 : Récapitulation des observations effectuées sur PSR1821-24 à Nançay	60
3 : Comparaison de l'utilisation de différents modèles dans la technique du filtrage adapté	73
4 : Paramètres de PSR1937+21 à partir des données obtenues à Nançay	81
5 : Paramètres de PSR1821-24 à partir des données obtenues à Nançay	82

Chapitre 1

Introduction

Depuis la découverte du premier pulsar en 1968, des centaines d'autres ont été découverts et étudiés. De nombreux domaines sont explorés, par exemple : la physique de l'émission des pulsars, la propagation dans le milieu interstellaire ou les effets de la Relativité Générale. Une étape majeure est franchie en 1982 avec la découverte des pulsars "millisecondes" qui permettent une amélioration de trois ordres de grandeur dans la qualité des mesures de chronométrage. Des applications particulières apparaissent dont la dynamique du système solaire, la métrologie du temps, l'astrométrie fine ou la mise en évidence d'ondes gravitationnelles.

Les pulsars

C'est en 1967 que Jocelyn Bell et Anthony Hewish (Hewish *et al.* 1968), en analysant des données de scintillations interplanétaires sur des radiosources compactes, détectent le premier pulsar PSR1919+21. L'émission est caractérisée par des impulsions radio brèves à intervalle de 1.3 seconde. Après quelques semaines d'interrogation sur une possible origine intelligente des signaux, trois hypothèses astrophysiques restent en compétition : les vibrations radiales de l'étoile, le mouvement orbital d'un compagnon autour de l'étoile ou enfin la rotation rapide de l'étoile sur elle-même. La découverte ultérieure du pulsar de Vela de période 0.089 s et du pulsar du Crabe de période 0.033 s et la mise en évidence de leur grande stabilité rotationnelle impliquent des objets compacts. L'étoile doit être alors une naine blanche ou une étoile à neutrons, mais seule l'étoile à neutrons peut supporter

une période de rotation inférieure à 1 seconde grâce à sa densité importante. La conservation du flux magnétique lors de la contraction du coeur de l'étoile induit un champ magnétique très intense à sa surface. La rotation rapide associée à l'énorme champ magnétique crée des forces électriques capables d'arracher des particules chargées de la surface de l'étoile et de former une atmosphère : la magnétosphère (voir figure 1). Selon le lieu où le cône de rayonnement radio prend naissance, différents modèles d'émission ont été développés. Le modèle du "cylindre lumière" place l'origine du rayonnement dans une région de la magnétosphère où les particules entraînées atteignent la vitesse de la lumière ; l'émission est alors dominée par les effets relativistes. Mais le modèle le plus communément adopté est le modèle de la "calotte polaire" qui propose une émission en cône centré sur l'axe magnétique. Sous l'influence du champ électrique des électrons vont s'échapper de la surface de l'étoile le long des lignes de champ et l'accélération importante à laquelle ils sont soumis leur permet d'émettre des rayons γ de quelques millions d'électrons-volts. L'interaction de ces photons γ avec le champ magnétique crée des paires électrons-positrons qui à leur tour, en cascade, réémettent des photons γ . La création en cascade des paires électrons-positrons est à l'origine de l'émission radio observée. Tous les détails du mécanisme d'émission sont loin d'avoir été élucidés. L'introduction d'un champ multipolaire est à envisager pour garder un modèle de type calotte polaire pour les pulsars millisecondes (Asséo 1992).

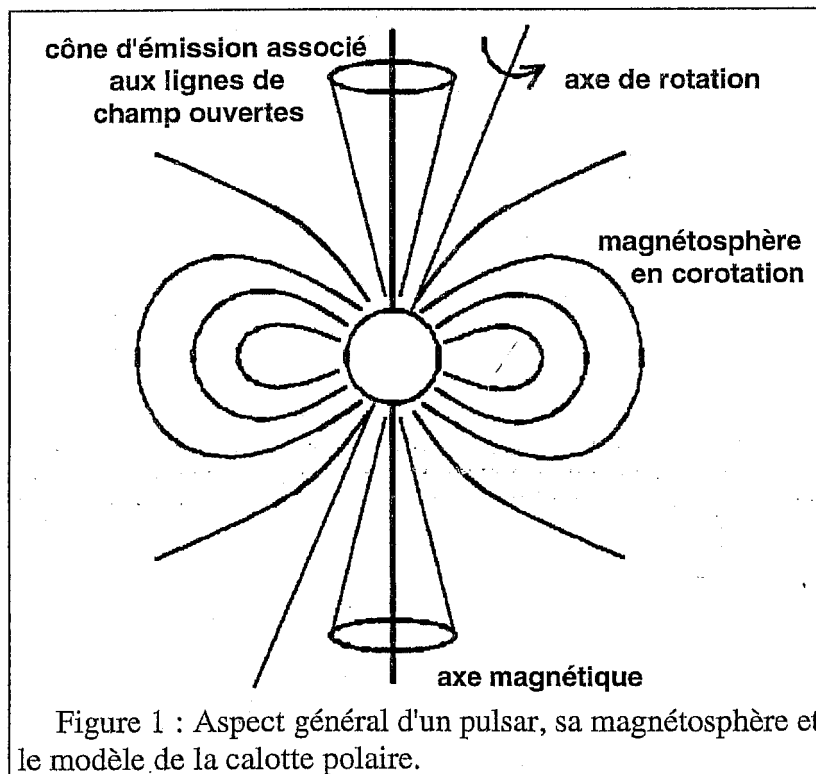


Figure 1 : Aspect général d'un pulsar, sa magnétosphère et le modèle de la calotte polaire.

La plupart des pulsars ont été découverts au cours de recherches systématiques effectuées vers 400MHz avec de grands radiotélescopes tels que Molonglo (Australie), Jodrell Bank (Grande Bretagne), Green Bank (Virginie, EU) ou Arecibo (Porto Rico). La disparité des équipements et la contribution importante du rayonnement synchrotron diffus de la galaxie font varier la sensibilité des recherches sur les différentes parties du ciel. Il existe un échantillon représentatif d'environ 200 pulsars, limité uniquement par la densité

de flux à 20 mJy, sauf en quelques zones très chaudes du disque galactique (Taylor & Stinebring 1986) qui conduit à prévoir l'existence d'environ 100000 pulsars dans la galaxie (Kulkarni & Narayan 1988).

Les pulsars millisecondes

C'est en 1982 que l'étude des pulsars a subi un regain d'intérêt avec la découverte par Backer *et al.* (1982) du pulsar PSR1937+214 de période 1.558ms. En effet, ce pulsar est 20 fois plus rapide que le plus rapide des pulsars observés à cette époque. Cette découverte est le fruit de la persévérance de D.C. Backer de l'Université de Berkeley ; en effet depuis quelques années déjà, il soupçonnait la source 4C21.53 d'être un pulsar. Cette source présentait une scintillation interplanétaire importante à 81 MHz impliquant un objet compact (structure inférieure à 1 seconde de degré) caractérisé, de plus, par un flux radio qui diminuait très vite avec la fréquence. Ces caractéristiques sont communes aux pulsars mais pendant longtemps la recherche est restée infructueuse, depuis 1979 à Arecibo et Owens Valley Radio Observatory, jusqu'à la recherche effectuée en mars 1982 à Arecibo, limitée à une période de 4 ms. C'est le 25 septembre 1982 que 2 harmoniques de la période 1.5 ms sont observés pendant 3 minutes sur une observation de 7 minutes, et c'est dans le courant du mois de novembre que la découverte du pulsar le plus rapide est confirmée.

L'âge de PSR1937+21 posait un problème. Sa période très courte portait à croire que ce pulsar était très jeune mais elle devait alors croître très vite. Ostriker & Gunn (1969) ont calculé que la radiation quadrupolaire gravitationnelle induisait un passage d'une période proche du maximum 0.5 ms à une période de 10 ms en environ 1 an. Les premières observations n'ont pas montré cette croissance extrêmement rapide ; tout au contraire, la période de ce pulsar augmente très lentement et implique donc plutôt un âge très élevé. On estime maintenant que les pulsars millisecondes sont de vieux pulsars qui ont été recyclés. La majorité des pulsars millisecondes ont été trouvés dans des systèmes binaires appuyant l'hypothèse d'une réaccélération d'un vieux pulsar par transfert de moment angulaire d'un compagnon proche (Alpar *et al.* 1982). En effet, à la fin de sa vie, l'étoile compagnon du pulsar, après avoir épuisé la majorité de son hydrogène, arrive au stade de géante rouge où les couches externes de son atmosphère s'étendent et dépassent la limite de Roche du couple d'étoiles. De la matière tombe sur le pulsar voisin qui est alors accéléré par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion. De fait, certains pulsars millisecondes semblent avoir quittés depuis peu cette phase. PSR1744-24A et PSR1957+20 présentent des éclipses à chaque rotation autour de leurs compagnons dont la durée est fonction de la fréquence d'observation (Nice *et al.* 1990 ; Nice & Thorsett 1992 ; Ryba & Taylor 1991b). Ces éclipses sont sûrement le fait du gaz ionisé qui est arraché du compagnon par le vent relativiste émis par le pulsar. C'est de cette façon, par ablation complète du compagnon, qu'aujourd'hui on explique l'existence de pulsars millisecondes solitaires, tel que PSR1937+21. Sur le compagnon de PSR1957+20, des modulations d'intensité optique (3 magnitudes) sont détectées en fonction de la phase orbitale, lorsque la zone du compagnon illuminée par les radiations de hautes énergies du pulsar est visible depuis la Terre (Fruchter *et al.* 1988).

Durant la phase de réaccélération, le système est vu sous la forme d'une binaire à faible masse émettant fortement dans le domaine X (LMXB "Low Mass X-ray Binary"). En effet, le gaz qui tombe sur l'étoile à neutrons s'échauffe et, en atteignant une température

de l'ordre du million de degrés, émet des rayons X. La pression de radiation exercée par ces rayons X limite le taux d'accrétion à une valeur appelée *limite d'Eddington* d'environ 2×10^{-8} masses solaires par an. La période d'équilibre atteinte par l'étoile à neutrons sera de l'ordre de la période de rotation du disque d'accrétion et, si suffisamment de matière est accrétée, la période d'équilibre est (Alpar *et al.* 1982) :

$$P \approx 0.6 B_8^{6/7} R_6^{18/7} M^{-5/7} \dot{m}_{17}^{-3/7} \text{ millisecondes}$$

où B_8 est le champ magnétique de surface en 10^8 G, R_6 le rayon de l'étoile à neutrons en 10^6 m, M sa masse en masse solaire et \dot{m}_{17} le taux d'accrétion en unité de 10^{17} g.s⁻¹. Avec les valeurs $B_8 \sim 1$, $R_6 \sim 1$, $M \sim 1.4$ et $\dot{m}_{17} \sim 1$, on calcule une période typique de 0.5 ms.

La répartition dans la Galaxie des LMXB et des pulsars millisecondes doit être identique, en particulier la hauteur d'échelle de la répartition dans une direction perpendiculaire au plan de la galaxie ainsi que les taux de naissance. Mais le taux de naissance des pulsars millisecondes semble plus élevé d'un facteur au moins 10 au taux des LMXB d'après des extrapolations faites à partir de PSR1855+09 (Kulkarni & Narayan 1988 ; Narayan *et al.* 1989). En révisant distances et luminosités des pulsars PSR1937+21 et PSR1855+09, Johnston & Bailes (1991) parviennent à accorder le taux des LMXB avec le taux des pulsars millisecondes de ces types, mais des problèmes demeurent avec les très nombreux pulsars à très faible flux. Pour cela, ils ont adopté une distance de 5.0 kpc pour PSR1937+21 (basée sur des mesures d'absorption par l'hydrogène neutre HI, Heiles *et al.* 1983), un peu supérieure à la distance de 3.6 kpc estimée par J.H.Taylor à l'aide de son nouveau modèle de distribution galactique d'électrons libres (Taylor & Cordes 1993). Pour PSR1855+09, la distance adoptée de 1.0 kpc est très proche de la valeur estimée par Ryba & Taylor (1991a).

La figure 2 montre la distribution des pulsars dans un diagramme Période-Dérivée de la période. Les pulsars naissent après l'explosion de supernovae avec des périodes relativement rapides et des dérivées importantes (au milieu en haut du diagramme). Ils évoluent alors vers des périodes plus lentes avec des dérivées moins importantes (vers le lieu où sont massés actuellement la majorité des pulsars), jusqu'à s'éteindre en franchissant la ligne de mort. Si le processus de réaccélération peut avoir lieu, c'est principalement la période qui est modifiée, le pulsar s'allume à nouveau avec une période très courte. Le processus de réaccélération présente une limite calculée par Alpar *et al.* (1982) et portée sur le diagramme (ligne de réaccélération).

Signalons que le pulsar PSR1913+16 a été découvert par Hulse & Taylor (1975) bien avant le prototype de la classe des pulsars millisecondes : PSR1937+21. A l'époque, ce pulsar était resté inclassable, il présente en effet une courte période (59 ms), un faible champ magnétique et un compagnon étoile à neutrons. Bien que l'accrétion de matière depuis un compagnon ait été déjà proposée comme responsable de cette courte période (Bisnovatyi-Kogan & Komberg 1975 ; Smarr & Blandford 1976), il a fallu attendre la découverte du pulsar PSR1937+21 pour qu'une nouvelle classe de pulsars soit reconnue. Aujourd'hui, PSR1913+16 est considéré comme faisant partie de cette classe des vieux pulsars recyclés.

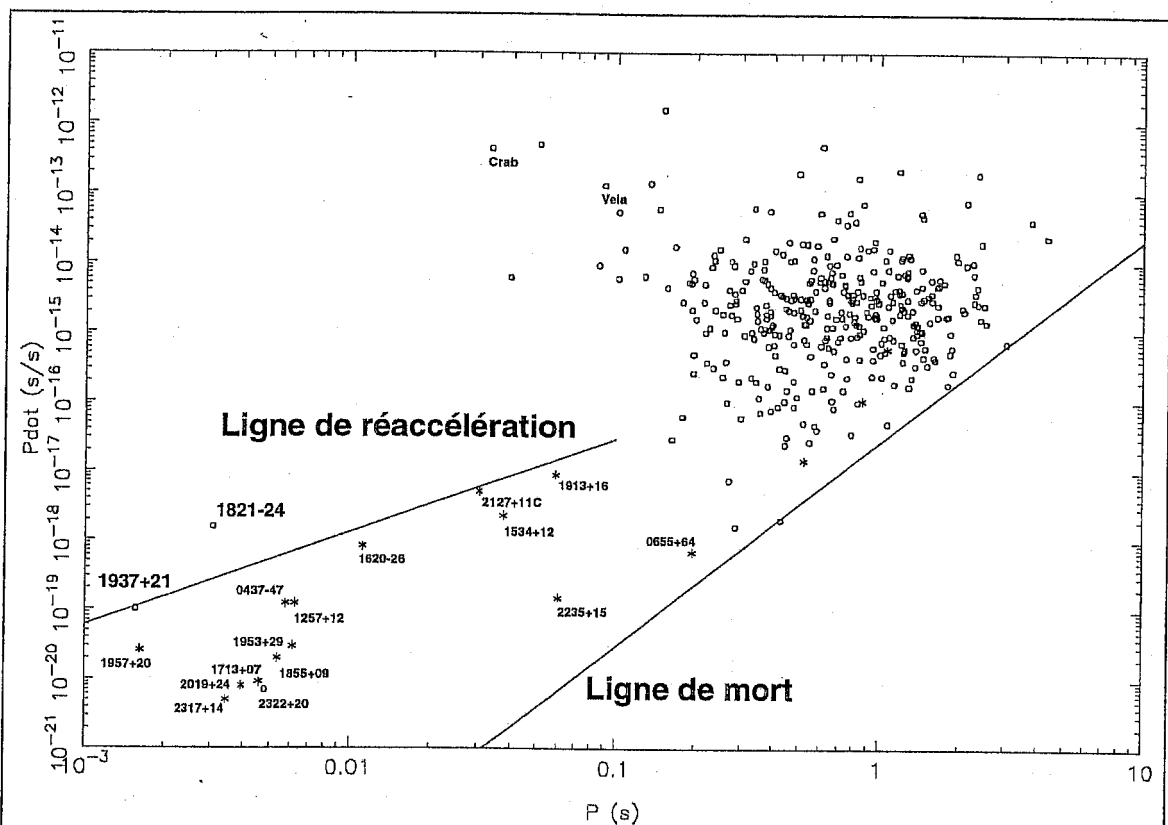


Figure 2 : Distribution en période et en dérivée de la période de la majorité des pulsars connus. Les pulsars millisecondes sont situés en bas à gauche (1957+20, 2317+14, 2019+24, 1713+05, 2322+20, 1855+09, 1953+29, 0437-47, 1257+12, 1620-26A et 2127+11C). Les pulsars jeunes (du Crabe et de Vela, en haut à gauche) rejoignent en $\sim 10^5$ ans, en suivant une pente -1, la zone où se situent actuellement la majorité des pulsars ordinaires. Les pulsars évoluent alors lentement vers le bas du graphique jusqu'à dépasser la ligne de mort où leur émission radio devient trop faible pour être détectée. Le processus de réaccélération par accréation de matière peut ramener certains d'entre eux vers les courtes périodes : ce sont les pulsars millisecondes.

Signalons enfin une simulation effectuée par Johnston & Bailes (1991) qui prédit la détectabilité d'environ 80 pulsars millisecondes, du type de PSR1257+12 en période et luminosité, distribués de façon homogène sur le fond du ciel, car proches. De fait, les surveys de pulsars millisecondes récemment engagés s'intéressent à tout le ciel. Et quelques pulsars très proches ont déjà été trouvés : J0437-47 (à 150 pc avec un $DM=2.6$ pc.cm $^{-3}$ et à 42° de latitude galactique, Johnston *et al.* 1993), PSR1257+12 (à ~ 500 pc et $DM=10.2$ pc.cm $^{-3}$, Wolszczan 1990 ; Wolszczan & Frail 1992).

Le chronométrage

En radioastronomie, un des aspects de l'étude des pulsars est le chronométrage qui consiste à mesurer les temps d'arrivée (FOA : Time Of Arrival) des impulsions radio en provenance des pulsars. D'autres études sont possibles qui ne seront pas abordées ici : par exemple le mécanisme d'émission à partir des propriétés de polarisation. La particularité des pulsars millisecondes provient de leur impulsion qui est environ 1000 fois plus fine que celle des pulsars ordinaires et qui permet par conséquent un chronométrage ~ 1000 fois plus précis. En général, la faible densité de flux des pulsars millisecondes ne permet pas d'études impulsion par impulsion. Encore que le pulsar milliseconde J0437-47 très proche et très intense qui vient d'être découvert permettra ce genre d'étude (Johnston *et al.* 1993). Le compagnon de ce pulsar binaire, probablement une naine blanche très froide, a été détecté en optique et la mesure de sa faible température de surface ($T=4000\pm 350$ K) montre que le champ magnétique du pulsar ne décroît pas. Une onde de choc provenant du vent relativiste émis par le pulsar permet l'étude des interactions du pulsar avec son environnement (Bell, Bailes, & Bessel 1993).

Les pulsars millisecondes, contrairement aux pulsars ordinaires, présentent une rotation très stable, des largeurs d'impulsions très fines et peu de bruit de phase. Dans ces vieux pulsars, toutes les réorganisations de structure interne, responsables des "glitches" (brusque accélération de rotation : Lyne, Graham Smith, & Pritchard 1992) dans les pulsars jeunes, ont déjà eu lieu. Il est remarquable qu'au bout des deux premières années de chronométrage du pulsar PSR1937+21 à Arecibo, Davis *et al.* (1985) montre que la stabilité de ce pulsar au sens de la variance de Allan est au moins égale à celle de l'échelle de temps atomique sur une durée d'un an. Ce résultat a été confirmé par la suite et implique que les instabilités de l'échelle de temps atomique sont une limitation à l'étude à long terme des pulsars millisecondes. Mais en renversant le problème, le chronométrage de haute précision (par exemple $<1\mu\text{s}$ pour PSR1937+21) de ces pulsars permet d'aborder la métrologie du temps. Il faudra comparer plusieurs pulsars de qualité similaire pour s'affranchir de l'échelle de temps et quantifier leur stabilité intrinsèque. D'autre part, de l'astrométrie de grande précision peut être faite avec les données de chronométrage car le terme dominant dans le modèle de calcul des temps d'arrivée est $\vec{r}_E \cdot \vec{k}$ (voir chapitre 3), avec \vec{r}_E la position barycentrique de la Terre et \vec{k} la direction du pulsar. Des données accumulées sur plusieurs années permettent de déterminer \vec{k} avec des incertitudes formelles de l'ordre de 0.02 millièmes de seconde de degré ("milli arc seconde", mas) sur la position de PSR1937+21, par exemple. Ces mesures de position par chronométrage sont actuellement les plus précises effectuées en astrométrie qui, associées aux bonnes mesures astrométriques des pulsars millisecondes obtenues avec la technique VLBI (Interférométrie à Très Longue Base), permettront de relier le système écliptique au système équatorial auxquels sont sensibles respectivement ces deux techniques. De plus, le mouvement propre de ces objets est parmi les plus précis obtenus à ce jour (incertitude de l'ordre de 0.04 mas/an sur PSR1937+21). Une amélioration des éphémérides (vecteur \vec{r}_E ci-dessus) est possible. Cependant les passages des sondes Voyager à côté des planètes géantes ont déjà permis de les améliorer par une nouvelle détermination des masses des planètes extérieures. Néanmoins, des données de chronométrage acquises sur une durée d'observation toujours croissante permettront de contraindre les éphémérides. Les mesures

de distance par radar (transpondeurs) effectuées avec les landers Viking ayant fonctionné sur la planète Mars entre 1976 et 1982 ont permis de bien contraindre le mouvement de la Terre autour du Soleil pour cette période. Cependant la qualité des éphémérides se dégrade lorsque l'on s'éloigne de la période 1976-1982. Ainsi, plus les données de chronométrage seront effectuées loin de cette période et longtemps, plus elles seront à même d'améliorer les éphémérides.

Par effet de sélection, un grand nombre de pulsars millisecondes ont été découverts dans les amas globulaires. Un pulsar situé dans un amas globulaire est un bon outil pour sonder le potentiel gravitationnel de l'amas (Blandford, Romani, & Applegate 1987). L'étude du pulsar PSR1821-247 pourrait révéler une influence du potentiel de l'amas sur les dérivées de la période de ce pulsar (Foster & Backer 1990). Nous avons étudié cet aspect avec les données de chronométrage de Nançay sur PSR1821-247 dans un article soumis à publication. De même, une accélération induite par les conditions particulières régnant dans l'amas peut être une interprétation possible de la dérivée de la période négative du pulsar 2127+11A dans l'amas M15 (Wolszczan *et al.* 1989).

La motivation la plus importante du chronométrage des pulsars millisecondes est la mise en évidence d'ondes gravitationnelles, soit d'ondes isolées, soit plus probablement d'un fond d'ondes d'origine cosmologique (Detweiler 1979). Ceci nécessite d'observer de façon régulière un grand nombre de pulsars dans toutes les directions du ciel pour rechercher des corrélations entre les résidus de temps d'arrivée après ajustement. Cet effort est trop important pour une équipe isolée et ce travail se fera dans le cadre d'une coopération internationale : le Pulsar Timing Array (Foster & Backer 1990).

Le programme de chronométrage des pulsars millisecondes effectué à Nançay a démarré en 1986 sous l'impulsion de J.-F.Lestrade avec la coopération de F.Biraud et G.Bourgeois pour l'élaboration d'une instrumentation spécifique. La construction d'un prototype par F.Biraud à Meudon permet d'observer le pulsar PSR1937+21 pour la première fois à Nançay le 13 mars 1987. La version définitive du dédisperseur à 1 voie fut construit avec D.Aubry, J.-P.Drouhin et B.Darchy et rendit possible le chronométrage régulier du pulsar PSR1937+21 à partir du 22 décembre 1988 et du pulsar PSR1821-24 à partir d'octobre 1989. Enfin, mon implication dans la réalisation de la version à 4 voies aboutit à sa mise en service en décembre 1991. Cette version est utilisée depuis pour le chronométrage des deux pulsars millisecondes PSR1821-24 et PSR1937+21.

Plan

Ce premier chapitre a permis de faire un rapide tour d'horizon sur les pulsars. Le second chapitre expose toutes les caractéristiques et limites du dédisperseur développé à Nançay pour chronométrer les pulsars millisecondes. Le chapitre 3 détaillera les méthodes que j'ai développées à Nançay pour dépouiller et réduire les données. Je décrirai également l'analyse effectuée sur les temps d'arrivée mesurés à Nançay. Dans le chapitre 4, je décrirai l'influence du milieu interstellaire sur le chronométrage. Le chapitre 5 sera consacré à un aspect particulier du problème précédent : la détermination des variations de la quantité intégrée d'électrons sur la ligne de visée du pulsar (Dispersion Measure : DM) à l'aide du chronométrage effectué aux deux fréquences 1.4 GHz et 1.7 GHz disponibles à Nançay.

Les variations de DM doivent être incluses dans l'analyse car elles correspondent à des variations dans les temps d'arrivée de l'ordre de la dizaine de μs à 1.4 GHz. Le chapitre 6 évoquera rapidement la possibilité de détection des ondes gravitationnelles par le chronométrage précis des pulsars millisecondes. Enfin, nous présenterons nos résultats obtenus avec le programme d'observations conduit à Nançay sur les deux pulsars millisecondes PSR1937+21 et PSR1821-24 sous forme de 3 articles publiés ou soumis à publication.

Chapitre 2

Le Dédisperseur à Balayage en Fréquence de Nançay

La mesure du temps d'arrivée (Time Of Arrival : TOA) d'une impulsion radio d'un pulsar est la première étape du chronométrage. Du fait de la dispersion par le milieu interstellaire, le temps d'arrivée et la fréquence d'arrivée sont deux quantités indissociables. Selon la méthode d'observation utilisée, soit on déterminera un temps d'arrivée pour une fréquence d'observation imposée (machine à filtres), soit on mesurera une fréquence d'arrivée pour un temps d'observation imposé (machine à oscillateur balayé). La machine installée à Nançay utilise un oscillateur balayé qui dédisperse le signal avant détection. Le signal est ensuite détecté par son spectre dans l'autocorrélateur du radiotélescope. La mesure de la position de l'impulsion fournit sa fréquence d'arrivée pour le temps de démarrage du dédisperseur. Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord les diverses techniques utilisées pour observer les pulsars millisecondes. Puis, nous décrirons le dédisperseur développé à Nançay en s'attachant à cerner toutes ses possibilités et ses limites, ainsi qu'à saisir tout le contexte de son utilisation au radiotélescope de Nançay.

Généralités

Le milieu interstellaire contient des électrons libres qui rendent ce milieu dispersif (voir Chapitre 3). Une onde est alors retardée de façon proportionnelle à la quantité de gaz traversée et inversement proportionnelle au carré de sa fréquence. Les pulsars émettent

périodiquement des impulsions, dont le spectre est continu. Alors, à l'émission, dans le plan (temps, fréquence), l'énergie est concentrée sur des lignes verticales (lignes à temps constant). En parvenant à la Terre, le spectre dynamique des pulsars est donc modifié par l'effet dispersif du milieu interstellaire ionisé (voir figure 3).

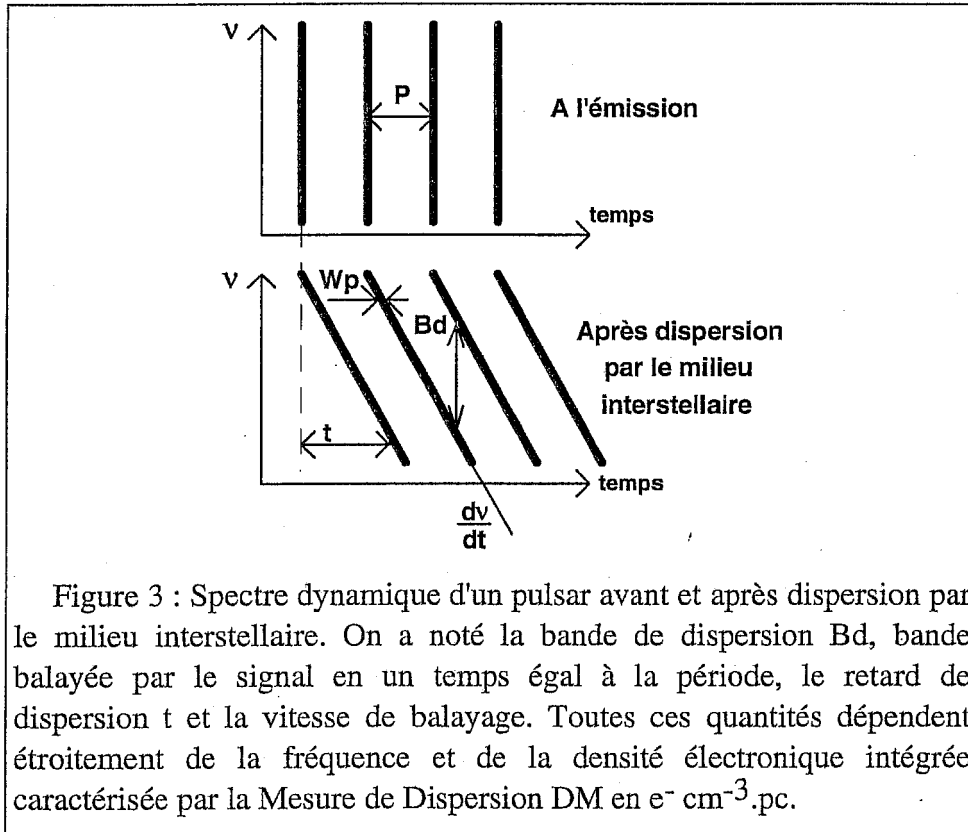


Figure 3 : Spectre dynamique d'un pulsar avant et après dispersion par le milieu interstellaire. On a noté la bande de dispersion Bd , bande balayée par le signal en un temps égal à la période, le retard de dispersion t et la vitesse de balayage. Toutes ces quantités dépendent étroitement de la fréquence et de la densité électronique intégrée caractérisée par la Mesure de Dispersion DM en $e^- \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$.

Le retard de dispersion observé à une fréquence ν par rapport à la fréquence infinie est (voir Chapitre 3) :

$$t = \frac{kDM}{\nu^2} \quad (\text{s}) \quad \text{avec} \quad k = 4.14879 \times 10^3 \quad (\text{cm}^3 \text{pc}^{-1} \text{MHz})$$

où ν est la fréquence en MHz, t le retard en seconde et DM la quantité d'électrons intégrée sur la ligne de visée, en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$:

$$DM = \int n_e dl$$

où n_e est la densité d'électrons libres. La Mesure de Dispersion (DM : Dispersion Measure) est proportionnelle à la distance du pulsar si la densité électronique n_e est constante. La bande balayée par le signal en un temps égal à la période, ou **bande de dispersion Bd** , se déduit de l'estimation de la vitesse de balayage :

$$\frac{d\nu}{dt} = -\frac{\nu^3}{2kDM} \quad Bd = \frac{\nu^3 P}{2k DM}$$

Pour un pulsar donné, cette bande de dispersion dépend de façon importante de la fréquence d'observation. Ainsi pour PSR1937+21, on obtient $Bd=5.54$ MHz à 1280 MHz,

$Bd=7.40$ MHz à 1410 MHz, $Bd=12.53$ MHz à 1680 MHz et $Bd=35.63$ MHz à 2380 MHz. Les pulsars millisecondes sont des objets radio faibles, ils sont détectables sur une large gamme de fréquence avec une intensité qui diminue rapidement avec la fréquence. La densité de flux d'émission des pulsars millisecondes varie selon une loi de puissance, en moyenne $\nu^{-2.5}$. Par exemple, le pulsar milliseconde PSR1937+21, prototype de la classe, a un spectre en puissance -2.60 ± 0.05 , PSR1821-24 ayant un indice de -2.3 ± 0.2 (Foster, Fairhead, & Backer 1991). Pour obtenir un bon rapport signal/bruit il faut impérativement observer une bande passante large sur laquelle la traversée du milieu interstellaire retarde les impulsions d'une quantité non négligeable, par exemple pour PSR1937+21 à 1410 MHz le retard est de 210 ns pour 1 kHz. Il est donc indispensable, pour observer sur une bande assez large, de compenser cette dispersion. De façon optimale l'intégration devrait être faite sur une bande égale à Bd , sans élargir la largeur naturelle de l'impulsion telle qu'elle apparaît en fréquence et donnée par :

$$Wf = \nu^3 W_p / 2kDM.$$

Le pulsar PSR1937+21, par exemple, a une largeur temporelle de $W_p = 35 \mu s$, correspondant à $Wf = 166$ kHz à 1410 MHz. Des systèmes d'acquisition de données de chronométrage de différents types ont été construits dans le monde pour dédisperser le signal reçu après traversée du milieu interstellaire, l'intégrer et en déduire un temps d'arrivée.

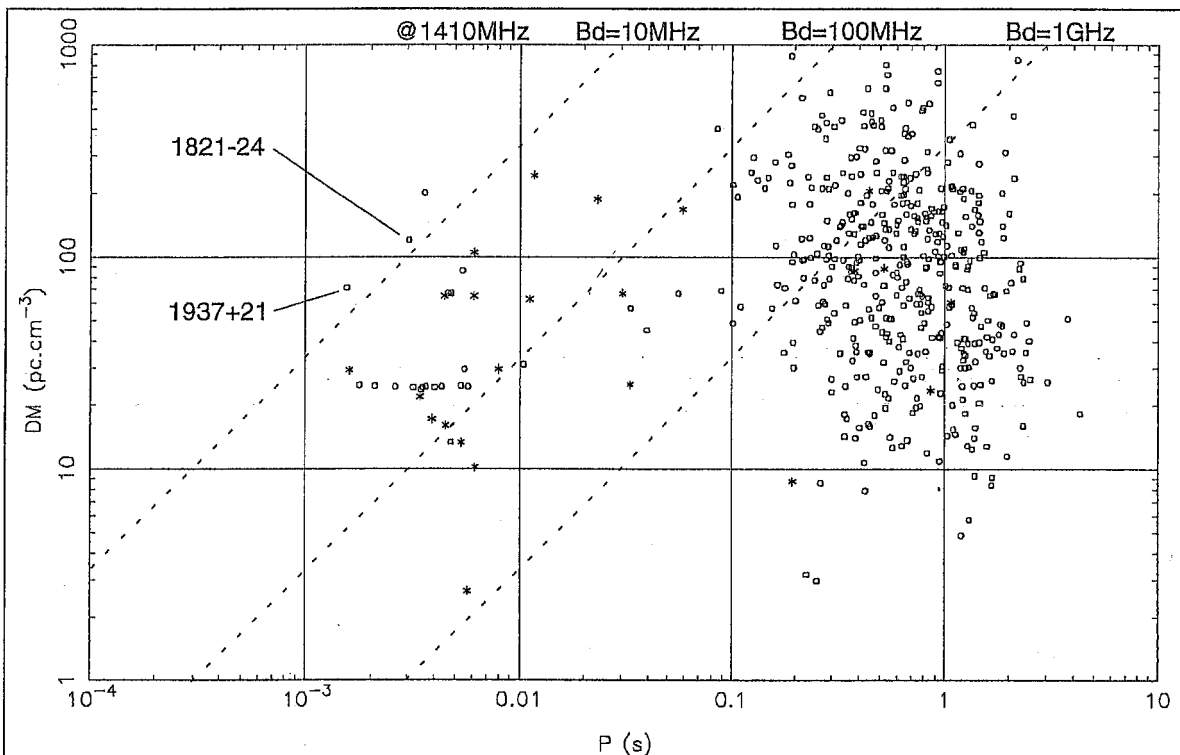


Figure 4 : Distribution des pulsars dans un plan P-DM (Période-Dispersion Measure). La plupart des pulsars connus sont portés avec un cercle pour les pulsars isolés et une étoile pour les pulsars binaires. Les bandes de dispersion à 1410 MHz sont repérées par les trois droites $Bd=10$ MHz, $Bd=100$ MHz et $Bd=1$ GHz.

La figure 4 montre la distribution des pulsars selon leur période et leur Mesure de Dispersion (DM). A droite, figurent les pulsars ordinaires et à gauche les quelques dizaines de pulsars millisecondes découverts à ce jour ; on remarquera en particulier la dizaine de pulsars découverts dans le même amas globulaire 47 Toucan (NGC104). Sur cette figure on a également indiqué les droites correspondant aux bandes de dispersion à 1410 MHz, et l'on voit que la plupart des pulsars millisecondes ont une bande de l'ordre de la centaine de MHz.

Les dédispenseurs

Dans les systèmes d'acquisition de données de chronométrage, on distingue deux types de détection: la *détection incohérente* où la dédispersion est faite après la détection et la *détection cohérente* où la dédispersion est faite avant détection (Biraud 1992).

Détection incohérente

Dans le cas de la dédispersion après détection, on découpe le plan (temps, fréquence) en bandes de fréquences, généralement jointives, que l'on échantillonne à vitesse suffisante. On applique alors un retard adéquat sur chacune des bandes avant intégration. Ce découpage peut se faire selon plusieurs méthodes :

- par des **filtres**: ce sont les dédispenseurs de Stinebring, Ryba à Princeton (Mark III, 2 voies \times 32 canaux \times 250kHz), de McKinnon au VLA (HTRP, High Time Resolution Processor, 2 voies \times 14 canaux \times 125kHz à 4 MHz) et du radiotélescope d'Effelsberg (PUB86, PULsar Backend, 4 voies \times 60 canaux \times 666kHz),
- par **FFT directe**: c'est le NRAO Spectral Processor développé par le NRAO et Backer (bande de 40 MHz, FFT sur 1024 points),
- par **autocorrélation**: c'est la machine de Kulkarni à Caltech (FPSM Fast Pulsar Search Machine, horloge 256 MHz, 2 entrées 64 retards).

Ces machines ayant généralement des canaux en fréquence trop larges pour l'observation des pulsars millisecondes, l'impulsion est élargie par le filtre élémentaire. D'autre part, les scintillations interstellaires font que l'énergie des pulsars n'est pas répartie uniformément dans le plan (temps, fréquence). Par exemple pour PSR1937+21, à 1410 MHz, les "bulles" d'énergie sont de dimensions typiques 6 min et 550 kHz selon Ryba (1991) ou 7.6 min et 1.3 MHz selon Rawley (1986). Ceci induit une dispersion dans les temps d'arrivée mesurés (Hankins, Stinebring, & Rawley 1987b) et dégrade donc la qualité des mesures. Ces machines sont adaptées aux hautes fréquences, petits DM et grandes périodes (Bd grand).

Détection cohérente

Les machines à dédispersion avant détection découpent le plan (temps-fréquence) selon des boîtes inclinées le long de la zone où l'énergie du pulsar se trouve compte-tenu de la dispersion. Plusieurs méthodes sont utilisées pour y parvenir :

- par des **filtres transverses**: avec Hankins à Princeton (RETICON, des filtres transverses "chirped" produisent un retard linéaire avec la fréquence, 512 retards, bande de 2 MHz) et également avec Backer à Berkeley (CDRP, Coherent Dispersion Removal Processor, puces VLSI 1024 retards sur 1 MHz ou 256 retards sur 4 MHz avec 2 voies \times 64 canaux). Ces deux machines sont adaptées aux grands DM (Bd petit).

- par un **oscillateur local balayé**: cette méthode a été utilisée par le passé à Arecibo (McCulloch, Taylor & Weisberg 1979). Abandonnée pour cause de mauvaise stabilité de l'oscillateur local, cela fut repris et modernisé (Hankins & Rajkovski 1987 ; Hankins, Stinebring, & Rawley 1987). C'est l'option retenue à Nançay, l'oscillateur balaye jusqu'à 20 MHz en dents de scie, selon la loi de dispersion, à la période du pulsar (Biraud *et al.* 1990; Bourgois *et al.* 1990). Une première version de ce dédispenseur initialement conçu par F.Biraud a été réalisé à Meudon et Nançay avec D.Aubry, J.-P.Drouhin, B.Darchy, G.Bourgois, J.-F.Lestrade et L.Fairhead. Une deuxième version à plusieurs voies fut ensuite réalisée à Nançay avec ma participation. Cette nouvelle version du dédispenseur est utilisée depuis Décembre 1991. L'analyse est faite par l'autocorrélateur de la station avec jusqu'à 1024 points sur 6.4 MHz de bande. Pour le chronométrage il est suffisant d'analyser la bande où se trouve l'impulsion, c'est à dire environ $\frac{1}{4}$ de la bande de dispersion. Malgré tout, ceci restreint l'utilisation de la machine d'acquisition de Nançay aux pulsars à $Bd < 25.6$ MHz. Le prochain paragraphe traite en détail des performances et limitations de ce dédispenseur.

Enfin mentionnons que seules les machines à dédispersion incohérente permettent la recherche de pulsars inconnus, par recherche systématique de différentes périodes et DM dans les spectres dynamiques acquis. Maintenant la recherche est étendue aux périodes orbitales (voir Lyne 1992) pour ne pas manquer des pulsars binaires dont la période orbitale n'est pas très grande devant le temps d'intégration.

Le dédispenseur de Nançay

Principe et généralités.

Le principe de base d'une machine à oscillateur balayé est simple; il s'agit de remplacer un oscillateur local (de fréquence constante) de la chaîne de réception par un oscillateur qui suit la dérive en fréquence du signal du pulsar dispersé par le milieu interstellaire. Le signal résultant après mélange devient de fréquence fixe et peut être analysé par l'autocorrélateur de la station (figure 5). La modification essentielle apportée au schéma de McCulloch, Taylor & Weisberg (1979) est l'adjonction, dans le dédispenseur de Nançay, d'une boucle d'asservissement pour améliorer la stabilité de l'oscillateur et contrôler le balayage.

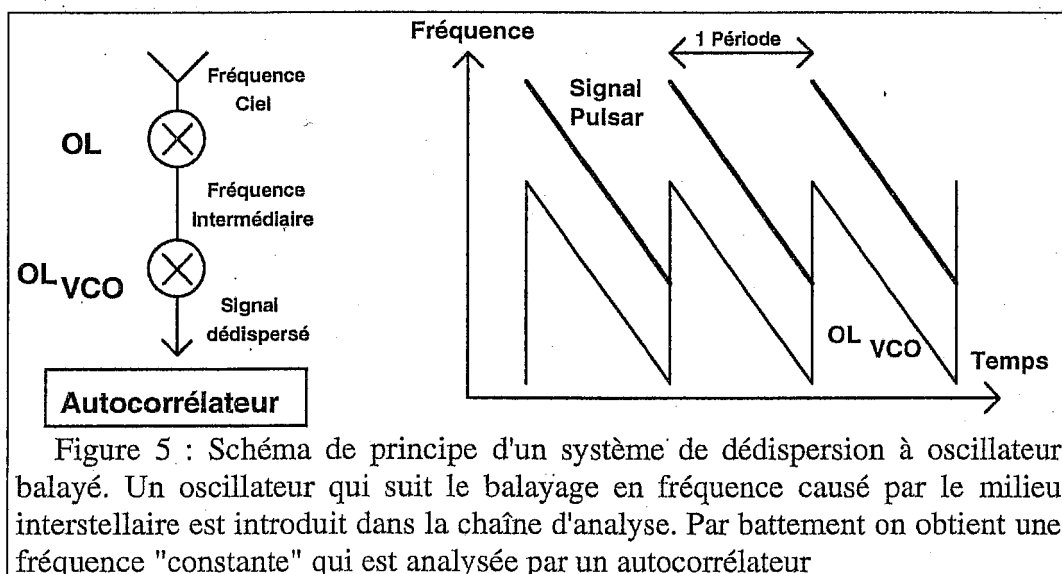
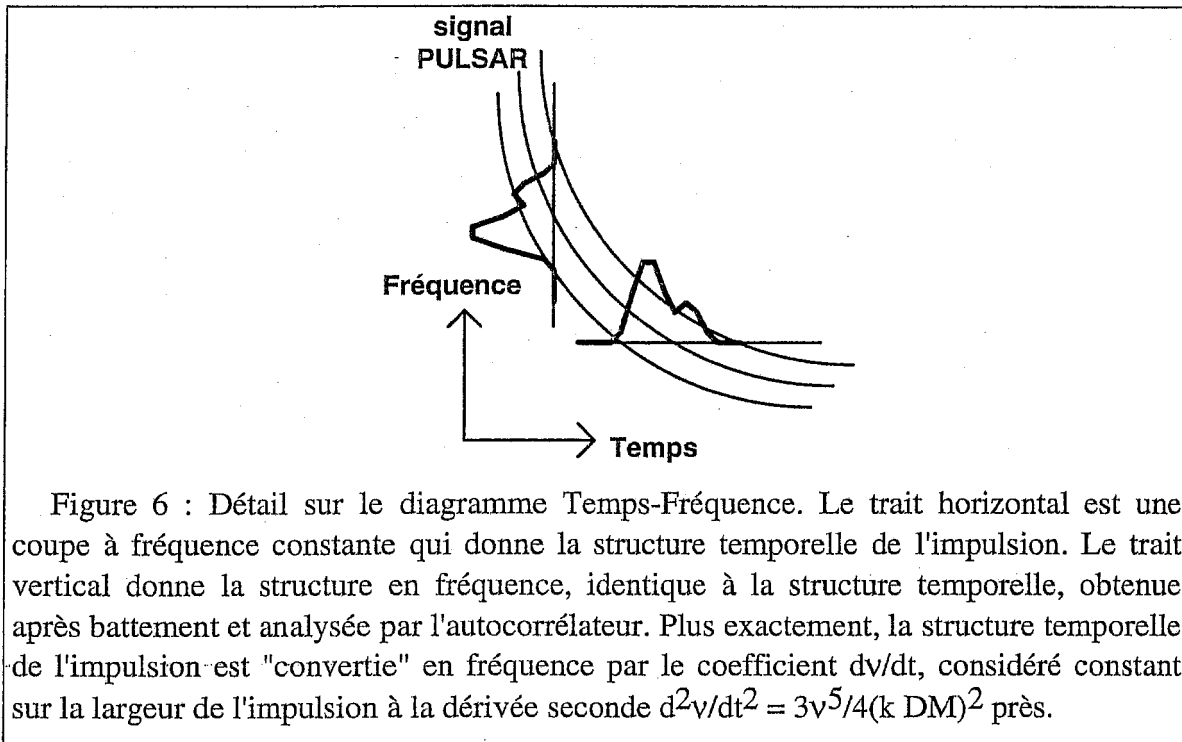


Figure 5 : Schéma de principe d'un système de dédispersion à oscillateur balayé. Un oscillateur qui suit le balayage en fréquence causé par le milieu interstellaire est introduit dans la chaîne d'analyse. Par battement on obtient une fréquence "constante" qui est analysée par un autocorrélateur



De plus, pour intégrer de façon cohérente les impulsions reçues, l'OL balayé doit être synchronisé sur la période apparente du pulsar, la phase initiale pouvant être quelconque. En effet, du fait du mouvement relatif entre le pulsar et l'observatoire, la période apparente du pulsar est variable.

Le dédisperser doit donc remplir deux fonctions principales :

- **synthèse de la période apparente du pulsar** pour intégrer de façon cohérente les impulsions obtenues par dédispersion,
- **synthèse d'un oscillateur balayé** à partir de la période apparente pour dédisperser le signal.

De façon schématique, le dédisperser est constitué de plusieurs éléments. Un ordinateur central (Frontal) gère quatre sous-ensembles qui, chacun indépendamment l'un de l'autre, génèrent la période et le balayage en fréquence en fonction de la loi de dispersion du pulsar observé. Il serait donc possible d'observer jusqu'à 4 pulsars simultanément dans un même amas globulaire rentrant dans le lobe du radiotélescope de Nançay (par exemple dans 47 Toucan qui se trouve néanmoins dans l'hémisphère Sud). Le départ d'une observation est synchronisé sur les impulsions secondes d'une horloge basée sur un oscillateur à Rubidium, protégée dans une cage de Faraday. Quatre câbles transportent les 4 oscillateurs balayés vers la moyenne fréquence du radiotélescope. Enfin, quelques lignes séries font communiquer le dédisperser avec l'extérieur: ordinateur temps réel, ordinateur temps différé et système de datation (micro temps-fréquence).

Voyons maintenant en détail les deux fonctions principales de ce dédisperser. Les synthèses de la période et de la fréquence balayée sont décrites dans le document écrit par Biraud (1987).

Synthèse linéaire de la période.

La période est synthétisée en incrémentant à chaque coup d'horloge un compteur qui va représenter la phase instantanée du pulsar (en cycles). La phase initiale est arbitraire en principe mais en pratique elle est soigneusement contrôlée pour optimiser les observations des pulsars dont on connaît bien les caractéristiques. Il a été fixé comme condition qu'à aucun moment la phase ne s'écarte de la phase réelle de plus de la plus grande des deux quantités : 100 ns (une période de l'horloge maîtresse à 10 MHz) ou 10^{-5} de la période, ce qui garantit un écart d'au plus un millième de la largeur de l'impulsion; il est en effet raisonnable de penser que l'on ne pourra déterminer la position de l'impulsion à mieux qu'un millième de sa largeur. Ainsi, la phase instantanée est d'abord élaborée en électronique cablée dans un registre additionneur de 37 bits (voir figure 7), initialisé avec une phase de départ φ_0 , où l'on additionne à chaque coup d'horloge un incrément de phase $\Delta\varphi$ contenu dans un registre de 52 bits dont seuls les bits de poids forts sont utilisés. Le registre additionneur de 37 bits contient la phase avec une résolution de 2^{-37} cycle (ou 7.276×10^{-12}). Après N coups d'horloge, on accumule une erreur de $2^{-38}N$ tour, on respecte donc la condition de ne pas s'écarter de plus de 10^{-5} tour si on limite l'addition à $N=2^{21}$ coups d'horloge. Ceci fait une durée de fonctionnement de 209.72 ms. Comme il n'existe pas de pulsars avec une période voisine de 100 ns, il n'est pas nécessaire que l'incrément soit aussi long que le registre additionneur. Si on se limite aux 24 bits les moins significatifs, cela limite l'incrément à être au maximum égal à 2^{-13} tour par coup d'horloge de 100 ns, correspondant à une période supérieure à 0.8192 ms (portée sur la figure 9).

Ainsi, après 209 ms, l'écart entre la phase synthétisée et la phase réelle devient excessif. On charge alors dans l'additionneur une nouvelle valeur de la phase calculée par programme qui est obtenue par addition à la phase de départ de l'incrément multiplié par 2^{21} (nombre de coups d'horloge en 209 ms); multiplication faite facilement par décalage. Ainsi c'est la phase de départ modifiée qui est chargée dans l'adder toutes les 209 ms. Les 8 bits les plus significatifs correspondent à un nombre entier de tours et sont donc inutilisés. On ne transmet d'autre part que les 24 bits restants les plus significatifs ; l'erreur commise de 2^{-25} tour (ou 2.98×10^{-8}) est négligeable et de toute façon ne s'accumule pas. L'incrément de phase étant donné en unités de 2^{-61} tour par coup d'horloge, on fait une erreur sur la phase de 2^{-62} tour par coup d'horloge ce qui fait en 1 heure une erreur cumulée de 7.81×10^{-9} tour, ce qui est tout à fait négligeable.

Le registre additionneur contient ainsi la partie fractionnaire de la phase, chaque dépassement de capacité ou retenue (Carry) de ce registre définit un top période (le TPULS), utilisé pour rythmer le dédisperseur.

Ce dispositif permet d'élaborer une **phase instantanée** en électronique cablée ("hard", voir figure 7) à partir des deux quantités φ_0 et $\Delta\varphi$. Nous allons voir que les mouvements orbitaux de la Terre et du pulsar et la rotation de la Terre limitent l'intervalle de temps pendant lequel cette phase peut être générée linéairement.

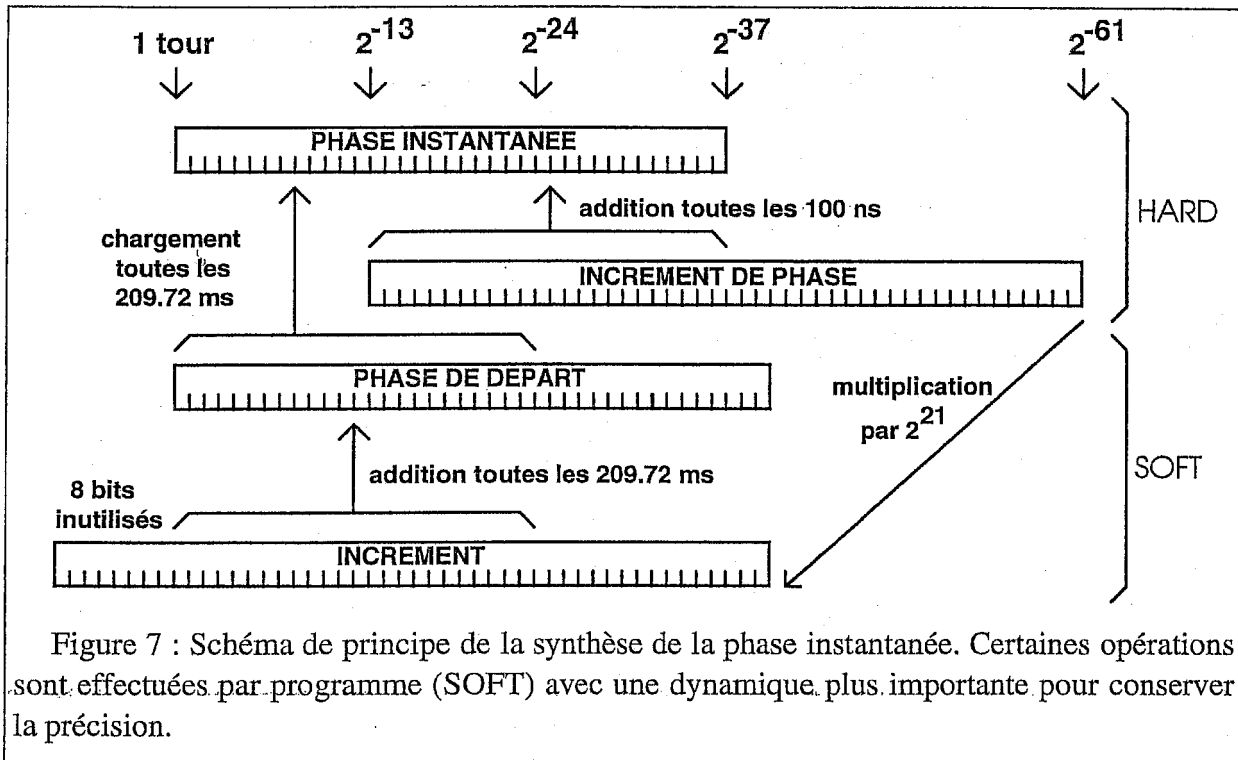


Figure 7 : Schéma de principe de la synthèse de la phase instantanée. Certaines opérations sont effectuées par programme (SOFT) avec une dynamique plus importante pour conserver la précision.

Variation de la période apparente

La période varie par effet Doppler pendant l'heure d'observation. Il faut donc faire varier l'incrément de phase pendant l'observation. L'approximation linéaire reste valable à 100 ns près pendant au moins 40 s (Fairhead 1989, p53). En effet, la variation de phase du pulsar dépend principalement du changement de position de la Terre par rapport au pulsar, soit en premier examen de la modification du vecteur Barycentre du système solaire - Station :

$$\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + \vec{\xi}(t)$$

avec $\vec{R}(t) \approx a \cos(\omega_a t + \phi_a)$ vecteur BarycentreSS – centre de la Terre

et $\vec{\xi}(t) \approx \xi \cos(\omega_\xi t + \phi_\xi)$ vecteur centre de la Terre – Station

d'autre part, on peut approximer la variation de phase par un développement de Taylor du terme géométrique dominant dans la modélisation des temps d'arrivée :

$$\Delta\phi = \frac{\vec{k} \cdot (\vec{r}(t) - \vec{r}(t_0))}{Pc} \approx \frac{1}{Pc} \vec{k} \cdot \sum_{i=1}^{\infty} (\vec{R}^{(i)} + \vec{\xi}^{(i)}) \frac{\Delta t^i}{i!}$$

où \vec{k} est la direction du pulsar et $\vec{R}^{(i)}$ et $\vec{\xi}^{(i)}$ sont les $i^{\text{èmes}}$ dérivées par rapport au temps. Avec les approximations faites sur ces vecteurs (mouvement circulaire), on peut trouver une borne supérieure à l'erreur commise sur la phase quand on ne retient que la variation linéaire :

$$E(\Delta\phi) < \frac{1}{P} \sum_{i=2}^{\infty} \left(\frac{a}{c} \omega_a^i + \frac{\xi}{c} \omega_\xi^i \right) \frac{\Delta t^i}{i!}$$

Pour obtenir une phase à $P\Delta\phi=100$ ns près, il faut que :

$$\Delta t < 100s \quad \text{pour} \quad \omega_a = 2 \times 10^{-7} \text{ rad.s}^{-1} \text{ et } \frac{a}{c} = 500s$$

où ω_a est la vitesse de révolution orbitale de la Terre et a/c le rayon de l'orbite terrestre en temps lumière.

$$\Delta t < 42s \quad \text{pour} \quad \omega_\xi = 7.3 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1} \text{ et } \frac{\xi}{c} = 0.021s$$

où ω_ξ est la vitesse de rotation de la Terre et ξ/c le rayon de la Terre en temps lumière.

On garde la valeur $\Delta t=42$ s, la puissance de deux de la période de l'horloge maîtresse la plus proche est 2^{28} , soit une durée de 26.844 s. Alors, pour obtenir une variation de la phase qui suive la phase réelle du pulsar, on **modifie** toutes les 26.8 s, par programme (en "soft", voir figure 7), le registre d'incrément de phase $\Delta\phi$ et le registre de la phase de départ ϕ_0 (ainsi que par contre-coup l'incrément multiplié par 2^{21}). Il devient alors nécessaire de disposer d'une table des valeurs de ϕ_0 et $\Delta\phi$ à envoyer toutes les 26.8 s.

Mais depuis cette estimation, des pulsars millisecondes binaires en rotation très rapide ont été découverts. Ainsi, le pulsar PSR1744-24A tourne autour de son compagnon en moins de 2 heures! Alors pour garder une phase linéaire à mieux que 100 ns, il faut limiter l'approximation linéaire à un intervalle de temps :

$$\Delta t < 1.3s \quad \text{pour} \quad \omega_{\text{orb}} = 9.6 \times 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1} \text{ et } \frac{a_{\text{orb}}}{c} = 0.12s$$

avec ω_{orb} la vitesse de révolution orbitale du pulsar et a_{orb}/c le rayon de l'orbite du pulsar en temps lumière.

Dans les conditions actuelles de fonctionnement du dédisperseur, l'observation de PSR1744-24A n'est pas donc idéale. Le calcul effectué à l'inverse donne un écart à la linéarité de 80 μ s en un temps $\Delta t=26.8$ s. Pour une impulsion d'environ 1ms de large (la période de ce pulsar étant de 11.56 ms), l'élargissement produit est peu visible et ne doit pas empêcher de la voir. Pour le chronométrage de qualité de ce pulsar, il faudra modifier cette quantité de 26.8 s pour faire des cycles de durées inférieures. Il est, par exemple, possible d'avoir des cycles de 13.4 s, qui auront comme conséquence de faire croître la taille des fichiers de données.

Synthèse de la dent de scie.

Pour s'affranchir de l'effet dispersif du milieu interstellaire, il faut compenser le retard dispersif à l'intérieur de la bande de fréquence observée. Plus précisément, la fréquence d'apparition d'une impulsion est fonction du retard t en inversant la loi de dispersion habituelle :

$$v = \sqrt{\frac{k DM}{t}}$$

Autour de la fréquence d'observation nous adoptons une **approximation quadratique** :

$$v = v_D + v_1 t + v_2 \frac{t^2}{2} \quad \text{pour} \quad -\frac{P}{2} < t < +\frac{P}{2}$$

Les limitations introduites par cette approximation seront discutées plus loin. On verra qu'un écart à la loi réelle se traduit par un élargissement de l'impulsion et/ou un biais dans sa position.

A Nançay, la chaîne de moyenne fréquence comprend un oscillateur local à 80 MHz. La bande est plate entre 73 et 87 MHz (14 MHz) et avec une légère perte à 70 et 90 MHz (sur 20 MHz). L'excursion maximum de l'oscillateur balayé est donc de l'ordre de 20 MHz. Ceci est important pour les pulsars qui ont une bande de dispersion $Bd > 20$ MHz, car alors le signal ne sera intégré que pendant une partie de la période (voir les bandes de dédispersion Bd à 1410 MHz de la figure 4). Le balayage en fréquence effectué par l'oscillateur doit donc se faire autour de 80 MHz avec une excursion maximum de 20 MHz. En fait, la fréquence centrale du balayage est choisie comme $80 - B/2$ MHz pour que l'impulsion apparaisse au centre de la bande d'analyse de 0 à B MHz de l'autocorrélateur. Ainsi la fréquence centrale est $80 - B/2$ MHz pour le coefficient v_D et les dérivées première et seconde sont calculées à la fréquence d'observation ($v = 1410$ MHz, 1280 MHz ou 1680 MHz) :

$$v_D = f_0 = 80 - \frac{B}{2} \quad v_1 = \frac{dv}{dt} \quad v_2 = \frac{d^2v}{dt^2}$$

Le balayage en fréquence est réalisé à l'aide d'un VCO (Voltage Controlled Oscillator). Les modifications de la tension appliquée à l'entrée de cet oscillateur font varier sa fréquence de sortie. Pour garder un maximum de souplesse l'oscillateur (VCO) est commandé par une tension analogique obtenue par conversion d'un nombre digital de 16 bits. En effet, il est alors facile de tenir compte de la dérivée seconde de la variation de fréquence et d'asservir l'oscillateur par mesure de la forme de la fréquence synthétisée. Pour un balayage de 20 MHz, il est absolument nécessaire de tenir compte de la dérivée seconde, sur PSR1937+21 l'approximation linéaire entraîne un élargissement (au 1^{er} ordre) de 3 μ s à 1410 MHz bien supérieur à la précision de chronométrage recherchée.

Par construction, le VCO est limité à une vitesse de balayage de 0.5 MHz/ μ s. Mais ceci ne constitue pas une limitation, une vitesse de balayage de dispersion égale à la limite de balayage du VCO conduit à un $DM = 0.69 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ à 1410 MHz. Il est peu probable de découvrir un pulsar si proche, la figure 4 donne sûrement la distribution réelle des pulsars en DM et présente peu de pulsars avec un DM inférieur à quelques unités.

Le balayage en fréquence est produit par l'addition (voir figure 8), par un amplificateur opérationnel, de deux tensions provenant de deux convertisseurs Digital/Analogique (DA). L'un convertit une valeur constante de 16 bits (NU_0) qui fixe la fréquence de départ du balayage, l'autre le contenu d'un registre de 34 bits dans lequel est construit la variation de fréquence (dent de scie). Seuls les 16 bits les plus significatifs sont envoyés au convertisseur. Avec une résolution de l'ordre de 330 Hz, l'excursion totale sur 64K est d'environ 20 MHz. Le top période (TPULS) est utilisé pour remettre à zéro le registre additionneur. Celui-ci est incrémenté à chaque coup d'horloge d'une quantité NU_1 qui est proportionnelle à la dérivée de la loi de dispersion, en unités de 0.00125Hz/100ns, NU_1 est donc de l'ordre de :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v^3}{2kDM} \quad NU_1 \approx 9.64 \times 10^{-3} \frac{v^3}{DM}$$

Par exemple, pour PSR1937+21, on obtient $NU_1=380400$ très voisin de la valeur réellement utilisée (352000, voir plus loin). Cette quantité NU_1 est écrite sur 24 bits, ceci limite la dérivée à une valeur $2^{24} \times 0.00125$ Hz/100ns, qui correspond, à la fréquence de 1410 MHz, à un $DM=1.6 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ (porté sur la figure 9). Pour des pulsars millisecondes avec un tel DM, la bande de dispersion correspondante est de l'ordre du GHz. Le dédispenseur de Nançay n'est pas destiné à ces pulsars ; la limitation introduite par la dérivée de la loi de dispersion peut donc être négligée.

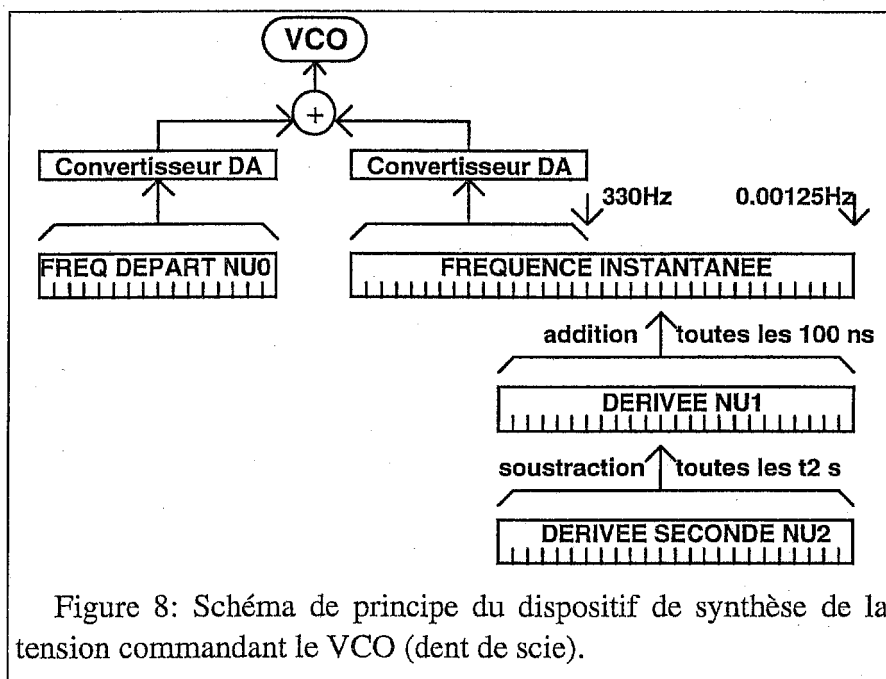


Figure 8: Schéma de principe du dispositif de synthèse de la tension commandant le VCO (dent de scie).

La dérivée NU_1 est décrémentée d'une quantité NU_2 , constante, proportionnelle à la dérivée seconde. Cette soustraction est faite toutes les t_2 secondes pour que l'erreur faite ne dépasse pas 10^{-4} de la période en gardant la dérivée seconde constante pendant t_2 :

$$\frac{1}{2} \frac{d^2v}{dt^2} t_2^2 = 10^{-4} P \quad t_2 = \sqrt{\frac{4 \times 10^{-4} k \sqrt{P DM}}{3 v^2}}$$

Pour des raisons pratiques, on choisit t_2 sous la forme $t_2=2^n \times 100$ ns, alors n s'écrit :

$$n = \text{Int} \left[22.32 - \frac{\ln(v)}{\ln(2)} + 0.7213 \ln(P DM) \right]$$

La quantité NU_2 est également sur 24 bits, elle est de la forme :

$$\frac{d^2v}{dt^2} = \frac{3}{4} \frac{v^5}{(k DM)^2} \quad NU_2 = 3.486 \times 10^{-13} 2^n \frac{v^5}{DM^2}$$

Par exemple, pour PSR1937+21, $NU_2=394$, la courbure résiduelle de la caractéristique du VCO est probablement de l'ordre de la dérivée seconde souhaitée et explique la différence observée avec la valeur utilisée (220, voir plus loin). Le codage de NU_2 sur 24 bits introduit une limitation négligeable sur le DM. En effet, par exemple, pour $n=9$, on obtient $DM=0.25 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$.

Le balayage est centré en $P/2$ et va de $P/2-2t_0$ à $P/2+2t_0$ avec t_0 exprimée en $1/256^{\text{èmes}}$ de période. La quantité t_0 est le temps nécessaire au pulsar pour dériver de 5 MHz. C'est un entier donné par :

$$dt = 2k \frac{DM}{v^3} dv \frac{256}{P} \quad \text{avec} \quad dv = 5\text{MHz} \quad t_0 = \text{Int} \left[2560 k \frac{DM}{v^3 P} \right]$$

Une limitation à $t_0=62$ laisse un temps mort de $25.6\mu\text{s}$ pour le pulsar le plus rapide observable ($P=0.8192\text{ms}$) qui permet un retour du VCO à sa fréquence de départ dans des conditions satisfaisantes. La valeur minimum de $t_0=1$ fixe une limite sur les pulsars dérivant de plus de 5 MHz en un $256^{\text{ème}}$ de période (porté sur la figure 9). Cette limite est peu contraignante, les pulsars incriminés sont lents et peu dispersés et n'ont pas besoin de dédispersion pour être observés. Par contre, l'adoption d'un t_0 nettement inférieur à 62 entraîne une perte importante de temps d'observation. En effet, si $t_0=32$ alors le balayage n'est effectué que sur la moitié de la période, avec $t_0=16$ ce sont les $3/4$ du temps qui sont perdus. Cette quantité t_0 contrôle le mode "blanking" du système d'acquisition dans le cas d'un pulsar à large bande de dispersion B_d et de densité de flux suffisamment forte pour être détectable sur une bande d'intégration inférieure à B_d .

Notons que les quantités NU_1 , NU_2 et NU_3 devraient en toute exactitude varier pendant l'heure que dure une observation car le spectre dynamique du pulsar se modifie. En effet, nous avons vu que par effet Doppler la période apparente du pulsar n'était pas constante, le spectre dynamique subit donc des déformations selon l'axe des temps. Cet effet est pris en compte dans la génération de la période par le dédispenseur. Mais l'effet Doppler induit également des déformations selon l'axe des fréquences. La fréquence observée diffère de la fréquence émise de façon variable à l'intérieur de la bande de fréquence observée. Entre une heure avant le passage au méridien et une heure après, la variation de vitesse du radiotélescope, due à la rotation de la Terre sur elle-même, est de l'ordre de $v=-0.08$ à 0.08 km/s, le décalage Doppler correspondant est $\Delta v = v \times v/c$. Soit, à une fréquence moyenne d'observation de 1410 MHz, un écart $\Delta v = -0.4$ à 0.4 kHz, qui se traduit par un élargissement temporel de l'impulsion, si l'observation est symétrique par rapport au méridien, donné par :

$$E = \frac{dt}{dv} \Delta v = \frac{2kDM}{v^3} \Delta v \quad \text{en secondes}$$

de l'ordre de 80 ns pour PSR1937+21 et de 140 ns pour PSR1821-24. Cet élargissement doit être vu comme un biais si l'observation n'est pas symétrique autour du méridien. En plus du décalage Doppler moyen, il y a également un effet différentiel sur une bande de fréquence δv , on obtient alors un écart de fréquence :

$$\frac{\partial \Delta v}{\partial v} \delta v = \frac{v}{c} \delta v \quad \text{avec} \quad \Delta v = v \frac{v}{c}$$

Avec une bande de dispersion de 8 MHz, typique des observations de PSR1937+21, l'écart est alors complètement négligeable au niveau de 8 Hz. Il est donc inutile de faire varier les consignes envoyées au VCO pour synthétiser la loi de dispersion.

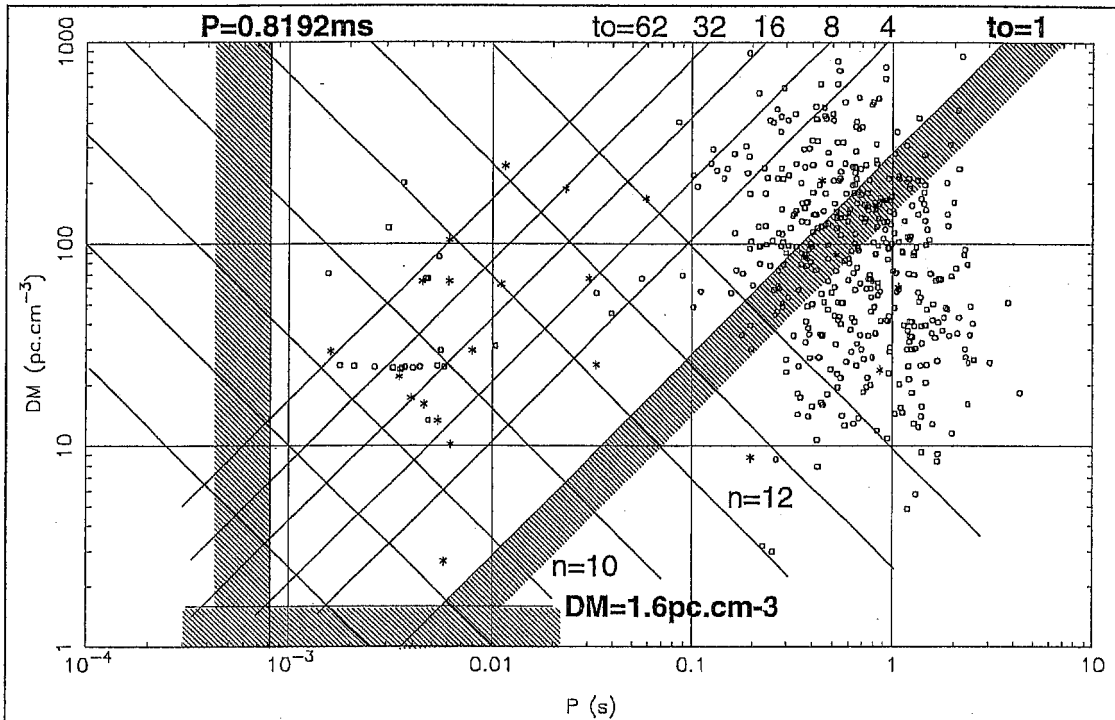


Figure 9 : Limitations du dédisperseur dans le plan P-DM. La limite $P=0.8192$ ms provient de la longueur de l'incrément de phase, $DM=1.6 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ de la dynamique de NU_1 . Le balayage du VCO limité à 20 MHz introduit la contrainte $t_0=1$ et une observation sur la moitié de la période à gauche de $t_0=32$ (1/4 avec $t_0=16$, etc...). Au moyen d'analyse près, un VCO balayant davantage permettrait de décaler toutes ces limites vers la droite et offrirait un instrument quasiment idéal !

Asservissement

Les éléments fondamentaux de l'asservissement ont été initialement présentés dans Biraud (1987).

La dérive des propriétés du VCO, par rapport à la température ou à la tension d'alimentation, et son vieillissement progressif rendent nécessaire l'asservissement de la fréquence synthétisée à la loi théorique donnée par la dispersion. Des mesures effectuées en sortie du VCO permettent de réagir sur les ordres envoyés sur son entrée.

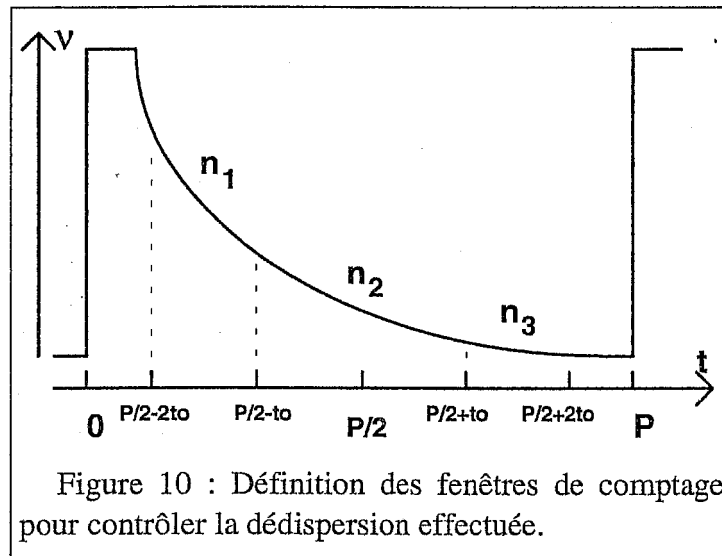


Figure 10 : Définition des fenêtres de comptage pour contrôler la dédispersion effectuée.

Les 8 premiers bits du registre contenant la phase instantanée sont utilisés pour construire 3 fenêtres $(-2t_0, -t_0)$, $(-t_0, t_0)$ et $(t_0, 2t_0)$ pendant lesquelles la fréquence synthétisée est comptée dans trois compteurs n_1, n_2 et n_3 (voir figure 10).

La dent de scie doit être de la forme :

$$v(t) = \alpha + \beta t + \gamma \frac{t^2}{2}$$

avec $t=0$ au milieu du balayage et α , β et γ les caractéristiques de la dent de scie (fréquence moyenne, dérivée 1^{ère} et 2^{nde} au milieu du balayage). Alors les compteurs doivent donner :

$$n_1 = \int_{-2t_0}^{-t_0} v(t) dt = \alpha t_0 - \frac{3}{2} \beta t_0^2 + \frac{7}{6} \gamma t_0^3$$

$$n_2 = \int_{-t_0}^{t_0} v(t) dt = 2\alpha t_0 + \frac{1}{3} \gamma t_0^3$$

$$n_3 = \int_{t_0}^{2t_0} v(t) dt = \alpha t_0 + \frac{3}{2} \beta t_0^2 + \frac{7}{6} \gamma t_0^3$$

En inversant ces relations, on définit des consignes théoriques C_0 , C_1 et C_2 qui sont fonctions de α , β et γ :

$$C_0 = 7n_2 - n_1 - n_3 = 12\alpha t_0$$

$$C_1 = n_3 - n_1 = 3\beta t_0^2$$

$$C_2 = n_1 + n_3 - n_2 = 2\gamma t_0^3$$

Les consignes théoriques C_0 , C_1 et C_2 peuvent s'exprimer à partir des quantités v_D fréquence de départ, v_1 dérivée 1^{ère} et v_2 dérivée 2^{nde}, données à l'origine du balayage et donc plus proches des commandes NU_0 , NU_1 et NU_2 . Pour cela écrivons :

$$v(t) = \alpha + \beta t + \gamma \frac{t^2}{2} = v_D + v_1(t + 2t_0) + \frac{v_2}{2}(t + 2t_0)^2$$

soit

$$\alpha = v_D + 2v_1t_0 + 2v_2t_0^2$$

$$\beta = v_1 + 2v_2t_0$$

$$\gamma = v_2$$

ce qui donne des consignes théoriques :

$$C_0 = 12v_D t_0 + 24v_1 t_0^2 + 24v_2 t_0^3$$

$$C_1 = 3v_1 t_0^2 + 6v_2 t_0^3$$

$$C_2 = 2v_2 t_0^3$$

Il s'agit de les comparer avec les résultats des mesures J_0 , J_1 et J_2 :

$$J_0 = 7n_2 - n_1 - n_3$$

$$J_1 = n_3 - n_1$$

$$J_2 = n_1 + n_3 - n_2$$

Dans la pratique, le contenu des trois compteurs n_1 , n_2 et n_3 est envoyé par chacune des 4 voies vers l'ordinateur central (Frontal) et transformé pour l'asservissement en ces trois quantités J_0 , J_1 et J_2 . Les écarts de ces mesures avec les consignes théoriques C_0 , C_1 et C_2 permettront de corriger les commandes NU_0 , NU_1 et NU_2 envoyées au VCO. Commençons par écrire la relation matricielle entre les v_D , v_1 et v_2 et les C_0 , C_1 et C_2 :

$$\begin{pmatrix} C_0 \\ C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 12t_0 & 24t_0^2 & 24t_0^3 \\ 0 & 3t_0^2 & 6t_0^3 \\ 0 & 0 & 2t_0^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_D \\ v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

Nous avons vu qu'il existe une relation directe entre les NU_0 , NU_1 et NU_2 envoyés vers le VCO et les v_D , v_1 et v_2 de la dent de scie créée. Le registre NU_0 modifie la fréquence de départ, le registre NU_1 , additionné toutes les 100 ns, conditionne directement la dérivée au départ de la dent de scie et le registre NU_2 , soustrait à NU_1 à intervalles réguliers, est la dérivée seconde au départ de la dent de scie (voir plus haut). Alors aux gains G_0 , G_1 et G_2 des amplificateurs près, on peut écrire une relation matricielle entre C_0 , C_1 et C_2 et NU_0 , NU_1 et NU_2 :

$$\begin{pmatrix} C_0 \\ C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 12t_0 & 24t_0^2 & 24t_0^3 \\ 0 & 3t_0^2 & 6t_0^3 \\ 0 & 0 & 2t_0^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_0 NU_0 \\ G_1 NU_1 \\ G_2 NU_2 \end{pmatrix}$$

En inversant et différenciant cette matrice, on trouve la relation entre les écarts aux consignes théoriques $\Delta C_i = C_i - J_i$ observés et les corrections à apporter aux NU_i :

$$\begin{pmatrix} G_1 \Delta NU_0 \\ G_2 \Delta NU_1 \\ G_3 \Delta NU_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/12t_0 & -2/3t_0 & 1/t_0 \\ 0 & 1/3t_0^2 & -1/t_0^2 \\ 0 & 0 & 1/2t_0^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta C_0 \\ \Delta C_1 \\ \Delta C_2 \end{pmatrix}$$

En pratique cette matrice est déterminée expérimentalement. En faisant varier les commandes NU_0 , NU_1 et NU_2 , on mesure les variations de C_0 , C_1 et C_2 induites pour en déduire la matrice

$$\begin{pmatrix} \Delta C_0 \\ \Delta C_1 \\ \Delta C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{00} & \alpha_{01} & \alpha_{02} \\ \alpha_{10} & \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{20} & \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta NU_0 \\ \Delta NU_1 \\ \Delta NU_2 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \alpha_{ij} = \frac{\partial C_i}{\partial NU_j}$$

qui, une fois inversée donnera la matrice d'asservissement à appliquer directement sur les ΔC_i (voir plus loin Préparation de la dédispersion).

Depuis le début de l'utilisation du dédisperseur à Nançay, des gains différents de 1 étaient appliqués sur les corrections calculées ΔNU_i pour assouplir l'asservissement. Ces gains étaient choisis égaux à 1.0 0.5 0.5. J'ai montré qu'avec de meilleures matrices d'asservissement, il était inutile d'utiliser des gains différents de 1.0. Avec D.Aubry à Nançay, nous avons créé des logiciels permettant de déterminer ces matrices de façon rapide et répétée, et de le faire réellement autour du point de fonctionnement relevé en cours d'observation.

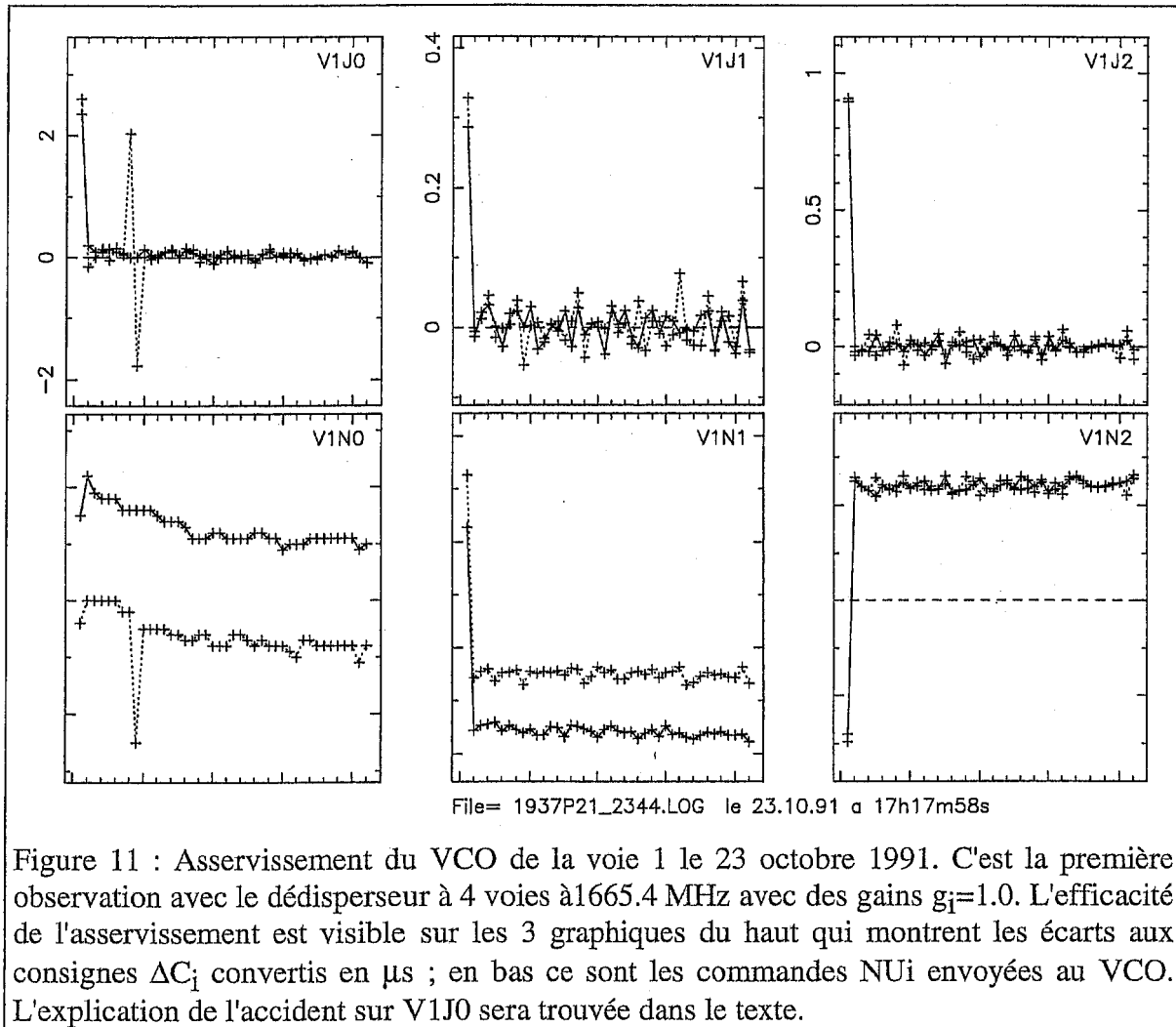


Figure 11 : Asservissement du VCO de la voie 1 le 23 octobre 1991. C'est la première observation avec le dédisperser à 4 voies à 1665.4 MHz avec des gains $g_i=1.0$. L'efficacité de l'asservissement est visible sur les 3 graphiques du haut qui montrent les écarts aux consignes ΔC_i convertis en μs ; en bas ce sont les commandes NU_i envoyées au VCO. L'explication de l'accident sur V1J0 sera trouvée dans le texte.

Un exemple d'asservissement est montré figure 11, sur le VCO voie 1 le 23 octobre 1991. Les 3 graphes du haut sont les écarts ΔC_i convertis en μs , les 3 du bas montrent les NU_i directement envoyés au VCO. Une erreur de lecture de J_0 est intervenue vers le 5^{ème} cycle ; l'asservissement réagit alors en corrigeant le NU_0 de façon à rattraper les 2 μs d'écart apparent. Mais le VCO fonctionnait normalement, et cet ordre a réellement décalé le VCO de 2 μs dans le sens inverse. A ce moment, n'ayant pas eu d'erreur de lecture, l'asservissement a pu réagir convenablement à cet écart réel et remettre le VCO en fonctionnement optimal. Notons qu'au sens du dépouillement, seul le deuxième des cycles est mauvais et à écarter.

Caractéristiques des VCO

L'oscillateur choisi est un VCO ADE 50-100 MHz dont la tension de commande comprise entre 0 et 10,5 Volts permet d'obtenir une fréquence entre 50 et 100 MHz avec une puissance de 12 dBm. Ce VCO est caractérisé par des dérives de 3 kHz/°C en température et de 50 kHz/Volt en tension d'alimentation.

Un programme du dédispenseur (CARVCO) permet de déterminer les caractéristiques d'un VCO. En faisant varier au choix NU_0 , NU_1 ou NU_2 le programme enregistre les J_0 , J_1 et J_2 et aucun asservissement n'est évidemment effectué ici. Ces J_i sont convertis en fréquence selon :

$$J_0 = 12\alpha t_0 \quad f_0 \equiv \alpha = \frac{J_0}{12Nt_0 \frac{P}{256}} \quad \text{en Hz}$$

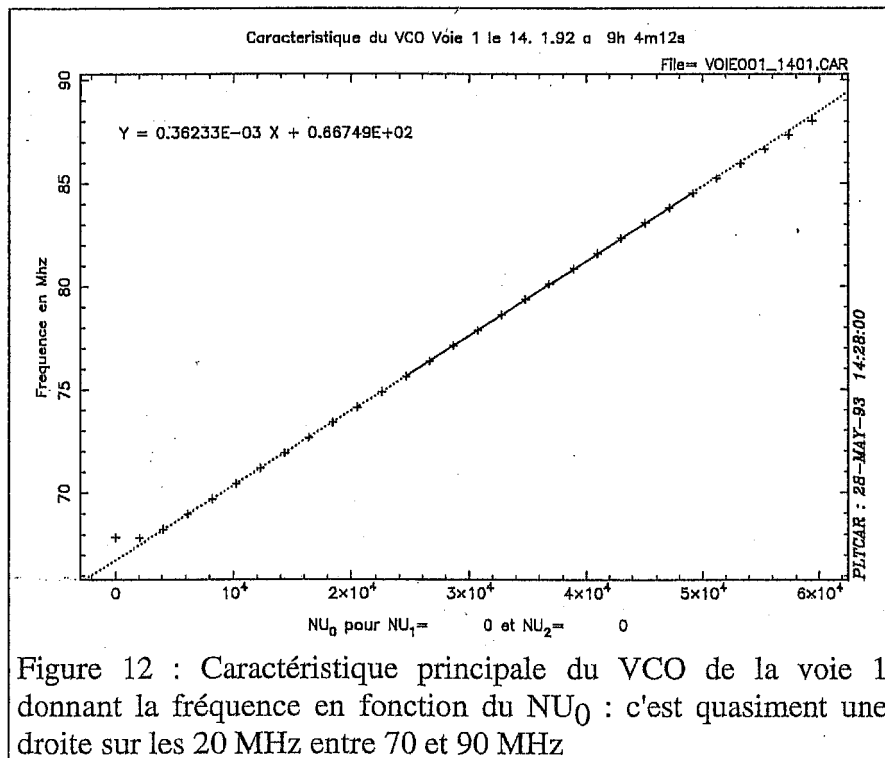
$$J_1 = 3\beta t_0^2 \quad \frac{df}{dt} \equiv \beta = \frac{J_1}{3N(t_0 \frac{P}{256})^2} \quad \text{en Hz/s}$$

$$J_2 = 2\gamma t_0^3 \quad \frac{d^2f}{dt^2} \equiv \gamma = \frac{J_2}{2N(t_0 \frac{P}{256})^3} \quad \text{en Hz/s}^2$$

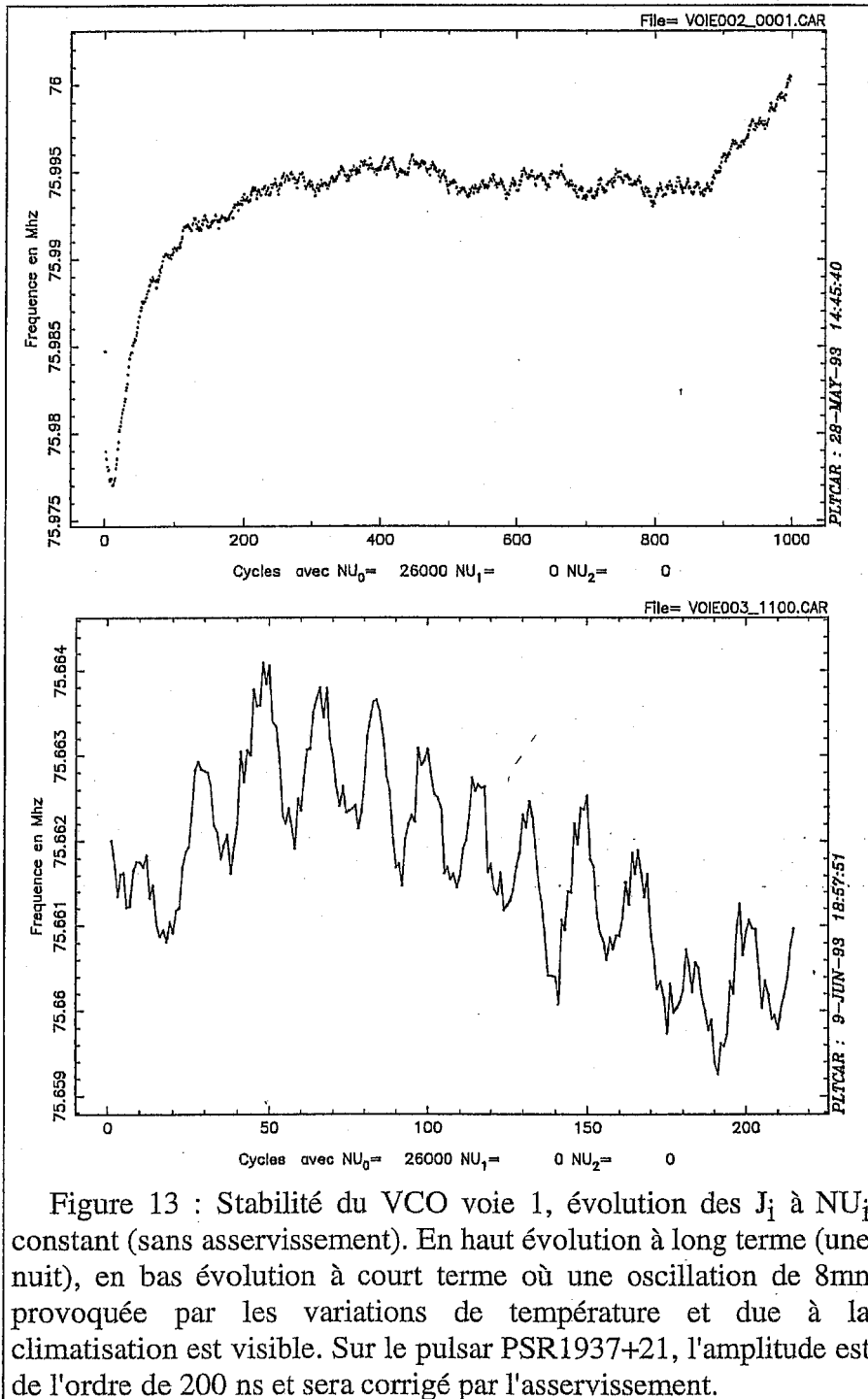
où N est le nombre de périodes pendant lesquelles les J_i sont intégrés, cette quantité dépendant du pulsar. C'est le nombre d'impulsions du pulsar qui s'écoulent en 16 phases de 209 ms. En faisant varier NU_0 , on observe une variation sur f_0 qui peut être linéarisée. La caractéristique suivante de la voie 1 montre que la fréquence dépend approximativement du NU_0 selon :

$$f_0 = 66.749 + 0.362 \times 10^{-3} NU_0 \quad \text{en MHz}$$

où l'on voit que sur le premier des convertisseurs A/D, l'unité est de 362 Hz par bit.



La stabilité d'un VCO peut être étudiée avec le même programme que précédemment avec des incréments nuls sur les 3 NU_i . Alors, cycle après cycle, les NU_i envoyés sont identiques (pas d'asservissement) et les J_i mesurés renseignent sur la stabilité du VCO. La figure 13 montre une telle étude sur le VCO des voies 1 et 3, les variations sont dominées par les changements de température, de l'ordre du degré, induits par les mises en route régulières de la climatisation du bâtiment focal. En effet, la variation de température peut agir directement sur le VCO (3 kHz/°C) ou agir sur la température de l'alimentation caractérisée par une dérive de 0.01%/°C.



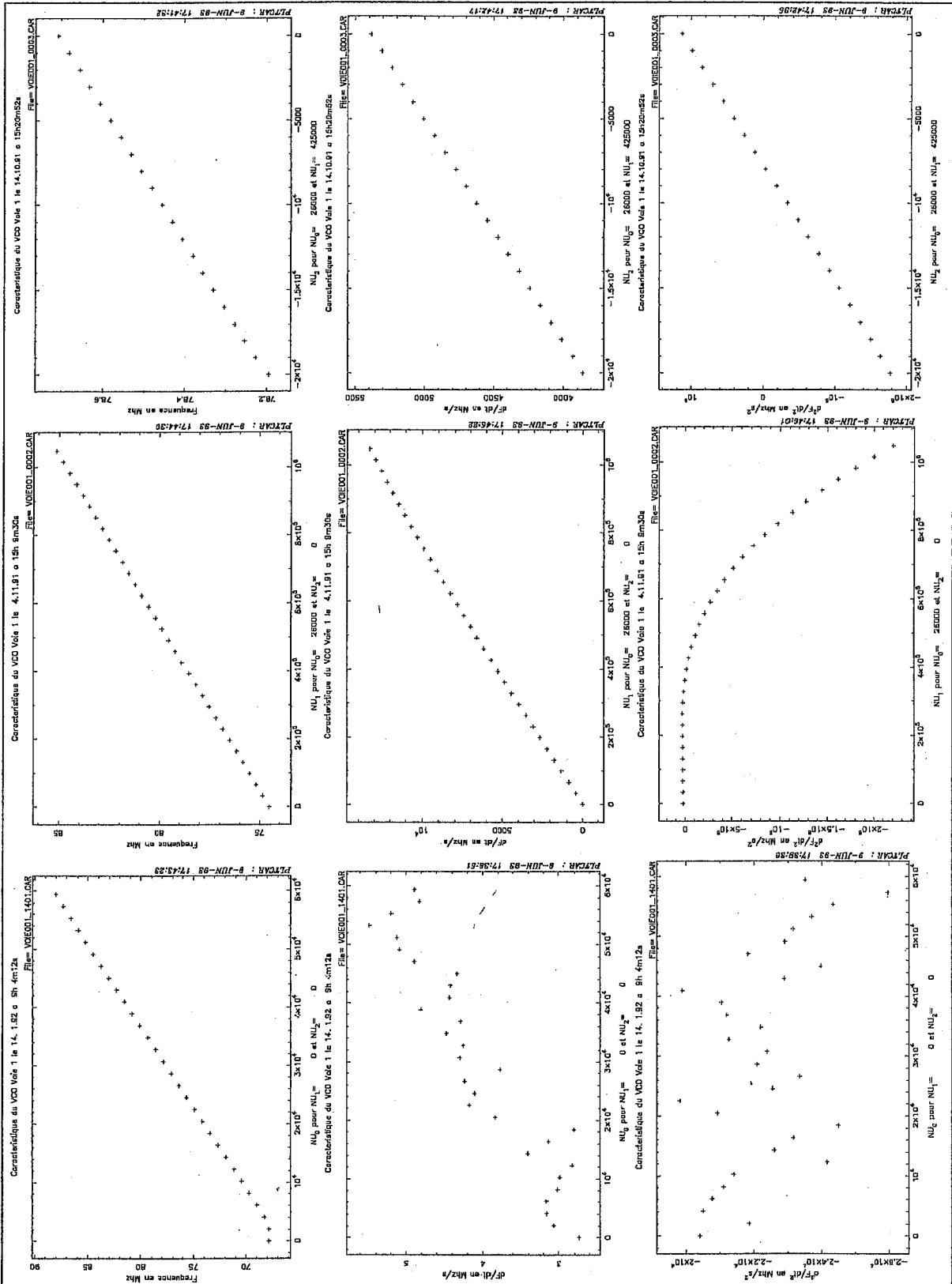


Figure 14 : Caractéristiques de la voie 1. Les trois colonnes correspondent aux variations avec NU_0 , NU_1 et NU_2 et les trois lignes aux mesures de f_0 , df/dt et d^2f/dt^2 en fonction des NU_i . On reconnaît le caractère triangulaire de la matrice qui relie les C_i théoriques aux NU_i (page 37). Les 6 termes de la matrice sur la diagonale et au-dessus sont parfaitement déterminés par les caractéristiques linéaires correspondantes. Les 3 derniers termes sont au niveau du bruit sauf la variation de d^2f/dt^2 par rapport à NU_1 reflétant la courbure de plus en plus marquée pour un balayage plus important (NU_1 grand=balayage étendu).

Description technique

Le dédispenseur est constitué :

- d'un **ordinateur central** (appelé Frontal à microprocesseur Motorola 68020 sous OS9 multitâche), équipé d'un lecteur de disquette 5"1/4 et d'un disque dur (avec un exemplaire de secours) sur lequel est installé le système OS9, un compilateur Fortran et le programme d'exploitation PULSAM qui tourne en tâche de fond pendant les observations en assurant le contrôle de l'ensemble du dédispenseur. Ce programme est basé sur une boucle d'attente qui traite les réponses des autres constituants du dédispenseur obtenues après l'envoi de requêtes.

- de **4 voies** où une carte CPU à base d'un processeur Motorola 68010 communique par une ligne série avec le Frontal, et dans laquelle tourne un programme temps réel en assembleur. Deux cartes d'Entrées-Sorties parallèles 340 comportent des timers et gèrent les interruptions par un bus VME. Une carte génération de période, une carte génération de la dent de scie (dédispersion) et une carte oscillateur balayé complètent chacune des 4 voies. Le programme temps réel (PUMAF) est développé sur un PC avec éventuellement l'aide d'un émulateur MICE, puis transféré vers ces voies après cross-assemblage.

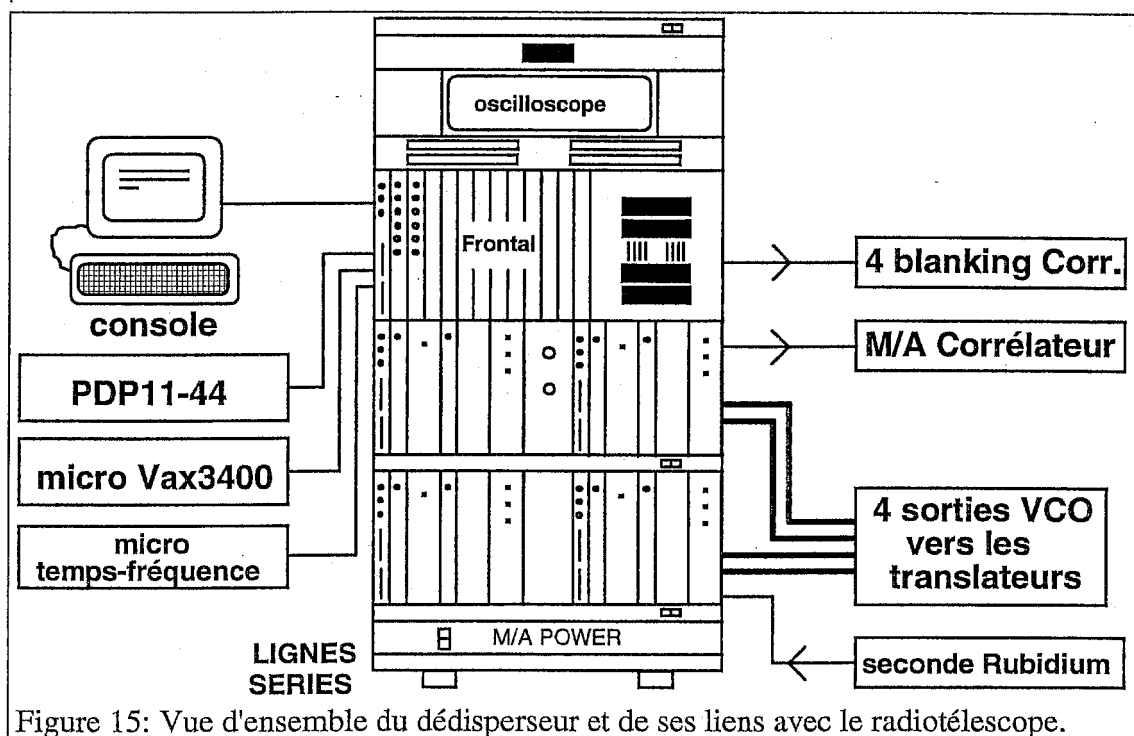
Ce programme est constitué d'une tâche de fond, de temps en temps abandonnée pour l'exécution de routines d'interruptions. Cette tâche de fond est une boucle où des tests de différents drapeaux ("flags" généralement positionnés par des routines d'interruptions) sont effectués suivis de l'exécution de tâches de bas niveau. Certaines routines sont déclenchées par l'intermédiaire d'interruptions produites par les timers des cartes 340.

Par exemple, l'émission des compteurs C_i n'est faite qu'à deux conditions: une demande de compteurs est parvenue du Frontal (un ^C est émis par le Frontal sur la ligne série et la routine INICPT qui traite ce message positionne le drapeau FLCPT) et les compteurs doivent être prêts (c'est ici l'interruption 209 ms qui positionne le drapeau compteurs prêts FLRDY). Alors l'émission des compteurs peut se faire par ECRCPT sur la ligne série (un message est envoyé accompagné d'un identificateur).

L'interruption "seconde" est créée par le front montant du top seconde du Rubidium qui provoque l'exécution d'un code chargé d'incrémenter une horloge interne (registres h,mn,s) et éventuellement d'armer l'interruption "209 ms" pour démarrer une observation si l'heure correspond.

L'interruption "209 ms" est générée par un compteur (timer) initialisé à 2^{21} et décrémenté par les tops 10 MHz ; elle est chargée de calculer en soft la nouvelle phase de départ et de présenter au bon moment la valeur sur le port de sortie. C'est aussi, par exemple, cette interruption qui démarre le corrélateur pour les 26.8 s d'intégration.

L'armoire contient également un oscilloscope pour visualiser les signaux produits par ces cartes et qui sont ramenés en face avant (impulsion période, dent de scie et les trois fenêtres de comptage).



Des signaux de contrôle sont envoyés vers différents constituants de la chaîne de réception du radiotélescope de Nançay :

- Marche/Arrêt de l'autocorrélateur,
- 4 voies de blanking pour empêcher l'intégration dans l'autocorrélateur lorsque l'oscillateur revient à sa valeur initiale de balayage.

Un top seconde provenant d'une horloge à Rubidium et un micro-ordinateur (appelé micro temps-fréquence) décodant l'heure universelle (TU) sur la porteuse France-Inter permettent de dater les impulsions. Quelques lignes séries assurent les communications avec l'extérieur: système temps réel (PDP11-44), système temps différé (μ Vax3400), micro temps-fréquence et des consoles de contrôle de l'ordinateur principal du dédisperseur (Frontal).

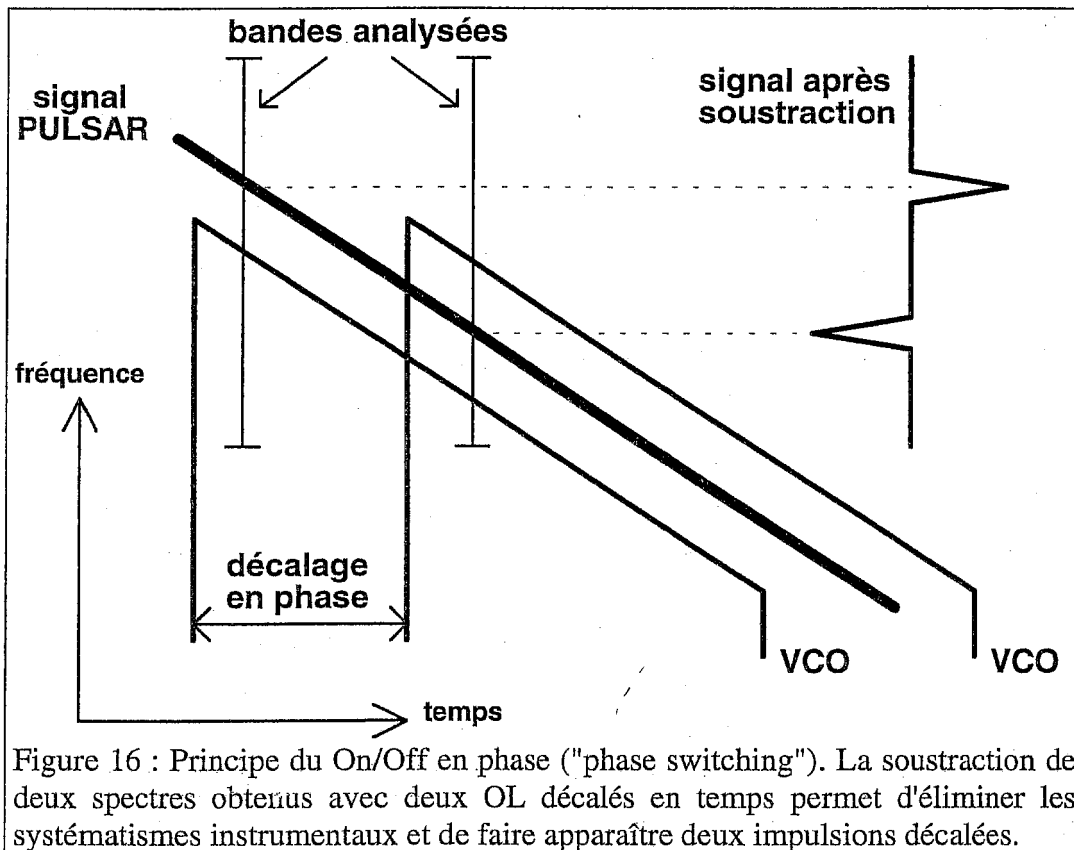
Bien sûr, 4 câbles transmettent les oscillateurs balayés vers les translateurs 80 MHz de la moyenne fréquence du radiotélescope.

Un ON/OFF particulier : le "phase switching"

En radioastronomie, la technique habituellement utilisée pour s'affranchir du bruit du récepteur et faire ressortir la source recherchée est la technique du ON/OFF. Il s'agit de faire une observation avec la source suivie d'une seconde sans ; alors, après soustraction, il ne restera que la source. Cette soustraction peut se faire dans le domaine spatial ou dans le domaine fréquentiel. Soit on vise à côté de la source dans le ciel (ON/OFF spatial), soit on vise à une autre fréquence que celle où la source apparaît (ON/OFF fréquentiel).

Pour observer les pulsars, une technique différente a été adoptée, il s'agit du ON/OFF en phase (**phase switching**). L'équivalent d'une fenêtre (fenêtre en phase de 0.4, ou environ 650 μ s en temps pour PSR1937+21) est ouverte autour de l'impulsion; en effet, l'autocorrélateur analyse seulement 3.2 MHz de la bande de dispersion ($B_d=7.5$ MHz). La

position de l'impulsion dans cette fenêtre est donnée par l'heure à laquelle a commencé l'observation ; elle dépend de la phase de départ initialement mise dans le registre de phase instantanée. Alors si deux observations sont faites en décalant légèrement cette phase de départ, toutes choses égales par ailleurs, l'impulsion apparaît à deux fréquences légèrement différentes, et la soustraction permet d'éliminer les systématismes sans perdre de temps d'observation. Le décalage en phase est suffisamment faible pour que l'impulsion soit toujours présente dans la gamme de fréquence analysée par l'autocorrélateur. On obtient alors le spectre habituel où une impulsion apparaît en "positif", c'est la SOURCE, une autre en "négatif" c'est la COMPARAISON (voir figure 23). Bien sûr, l'asservissement se fait indépendamment sur les deux "phases" qui fournissent chacune une fréquence d'arrivée.



Erreurs systématiques causées par la loi de dédispersion synthétisée

J'ai calculé (Cognard 1990) les erreurs systématiques causées par une loi de dédispersion synthétisée pour une fréquence n'étant pas tout à fait celle observée. Cette situation se présente lorsque l'observateur ne connaît pas bien les paramètres du pulsar à chronométrer. Il est, en effet, alors impossible de prédire exactement la fréquence d'arrivée de l'impulsion. Le biais et l'élargissement résultants sur le profil de l'impulsion limitent la précision du chronométrage. Ils sont donnés par :

$$B = \frac{15}{24} \left(\frac{Bd}{v} \right)^2 \Delta v \quad E = \frac{3}{\sqrt{12}} \left(\frac{Bd}{v} \right) \Delta v \quad \text{en MHz}$$

où B est le biais, E l'élargissement, Δv l'écart entre la fréquence visée et la fréquence réelle d'apparition et Bd la bande de dispersion du pulsar observé (toutes ces quantités sont

en MHz). Même avec un important décalage de $\Delta v = 0.5$ MHz, sur PSR1937+21 le biais n'est que de 2.6 ns et l'élargissement de 0.45 μ s.

Le terme d'ordre 3 négligé dans le développement de la fréquence balayée produit un élargissement exprimé par :

$$E = 0.118 \left(\frac{Bd}{v} \right)^2 Bd \quad \text{en MHz}$$

ce qui donne un élargissement de 5 ns pour PSR1937+21, totalement négligeable.

De façon similaire, l'observateur peut ne connaître qu'imparfaitement le DM du jour de l'observation. Une erreur dans le DM utilisé pour calculer la dédispersion entraîne un biais, en plus du retard supplémentaire de dispersion, et un élargissement (Cognard, rapport interne 28/09/1992) :

$$B = \frac{1}{4} \frac{Bd^2}{v} \frac{\Delta DM}{DM} \quad E = \frac{Bd}{\sqrt{12}} \frac{\Delta DM}{DM} \quad \text{en MHz}$$

ici, par exemple, pour PSR1821-24 un écart relatif d'un millième sur DM produit un biais de 5 ns et un élargissement de 0.9 μ s, ce qui est négligeable.

Erreurs systématiques causées par le VCO

Les écarts ΔC_i sont responsables de biais ou d'élargissement sur l'impulsion observée avec le dédispenseur. Ces écarts ΔC_i peuvent être convertis en écart sur la fréquence centrale et les dérivées 1^{ère} et 2^{nde} de la variation de fréquence synthétisée. Pour cela, on peut écrire que :

$$\begin{aligned} \Delta(f_0) &= \frac{\Delta C_0}{J_0} f_0^{\text{th}} \\ \Delta\left(\frac{df}{dt}\right) &= \frac{\Delta C_1}{J_1} \left(\frac{df}{dt}\right)^{\text{th}} \\ \Delta\left(\frac{d^2f}{dt^2}\right) &= \frac{\Delta C_2}{J_2} \left(\frac{d^2f}{dt^2}\right)^{\text{th}} \end{aligned}$$

alors on peut montrer que ΔC_0 et ΔC_2 produisent un biais donné par (Cognard 1990) :

$$B = \Delta(f_0) + \Delta\left(\frac{d^2f}{dt^2}\right) \frac{P^2}{24}$$

les écarts à la consigne ΔC_1 produisent un élargissement :

$$E = \left| \Delta\left(\frac{df}{dt}\right) \right| \frac{P}{\sqrt{12}}$$

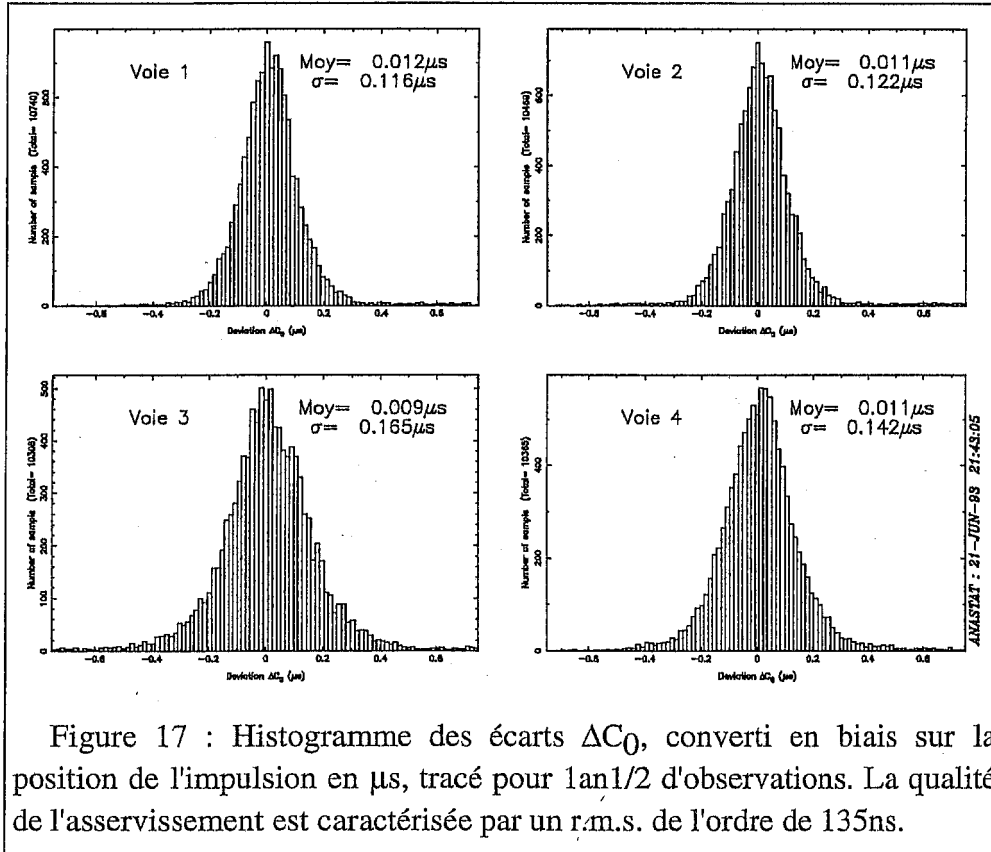
Ces trois quantités sont normalement exprimées en fréquence (Hz) ; pour obtenir leurs équivalents en μ s il suffit de multiplier par le coefficient de conversion dt/df. On obtient finalement pour les différents biais et l'élargissement :

$$B_{\Delta C_0} = 78.4 \times 10^{12} \frac{C_0 - J_0}{C_0} \frac{2k DM}{v^3}$$

$$E_{\Delta C_1} = B \frac{10^{12}}{\sqrt{12}} \frac{C_1 - J_1}{C_1} \frac{2k DM}{v^3}$$

$$B_{\Delta C_2} = \frac{3B^2 10^{12}}{24v} \frac{C_2 - J_2}{C_2} \frac{2k DM}{v^3}$$

Voici ci-dessous quelques histogrammes de ces effets sur le dédispenseur à 4 voies.



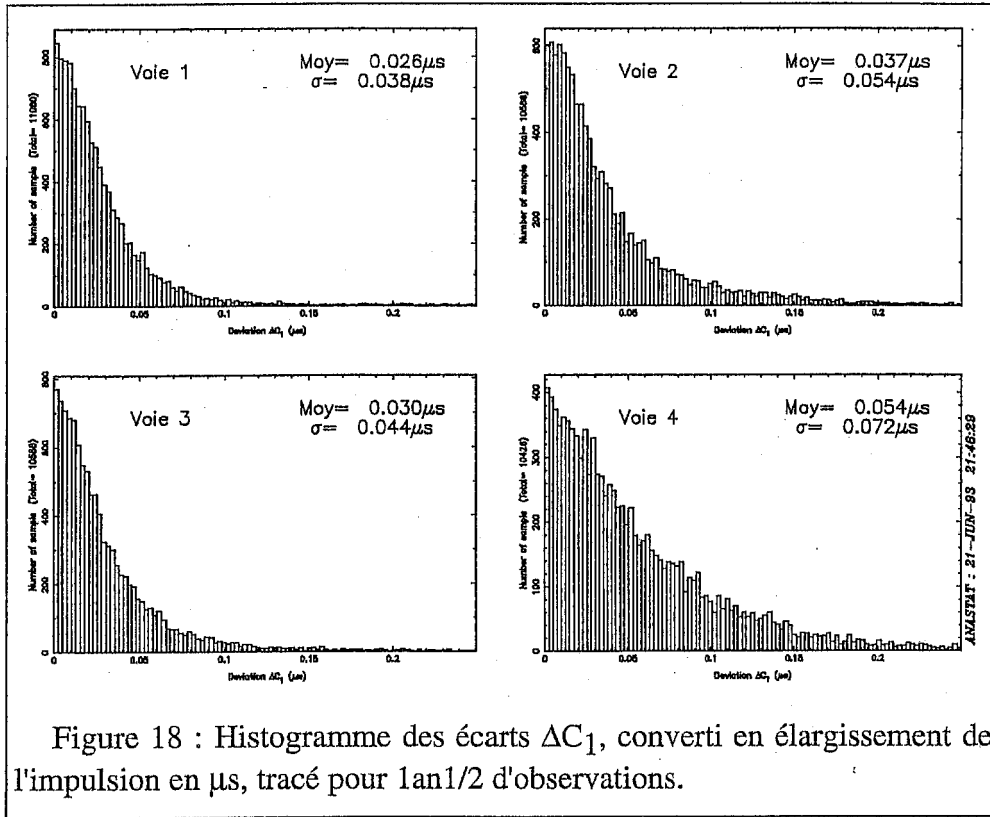


Figure 18 : Histogramme des écarts ΔC_1 , converti en élargissement de l'impulsion en μs , tracé pour 1an1/2 d'observations.

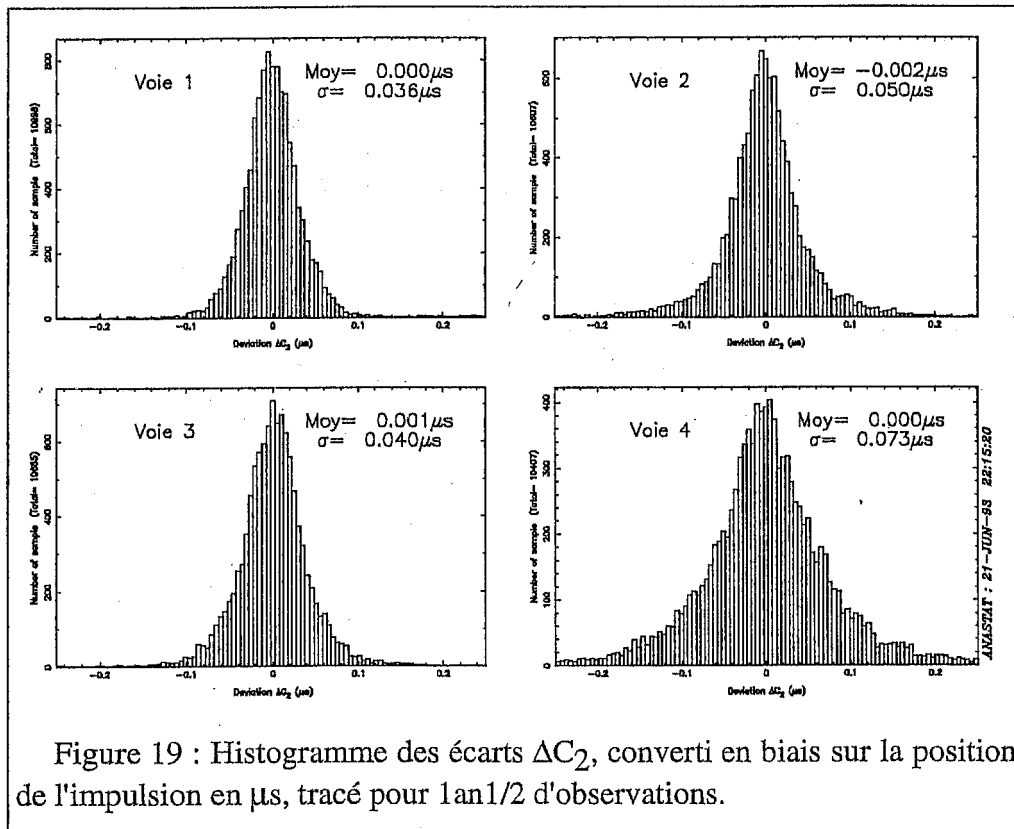


Figure 19 : Histogramme des écarts ΔC_2 , converti en biais sur la position de l'impulsion en μs , tracé pour 1an1/2 d'observations.

En conclusion, le dédispenseur intègre les impulsions en provenance du pulsar avec des décalages caractérisés par un écart quadratique moyen de l'ordre de 135 ns, compatible avec la précision du temps de départ connu à 100 ns près. D'autre part, le dédispenseur

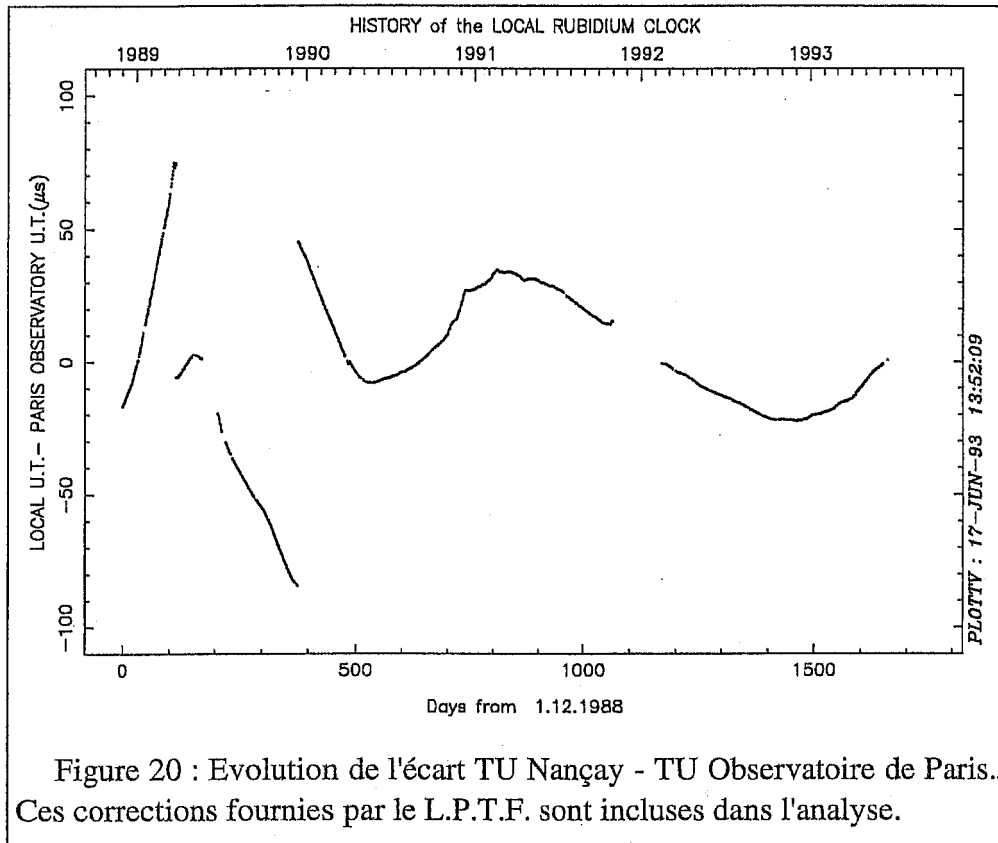
produit un élargissement de l'ordre de $0.15 \mu\text{s}$; en effet l'écart-type des biais peut être vu comme un élargissement, la somme quadratique des élargissements s'écrit :

$$E^2 = \sigma_{B_{AC_0}}^2 + E_{AC_1}^2 + \sigma_{B_{AC_2}}^2$$

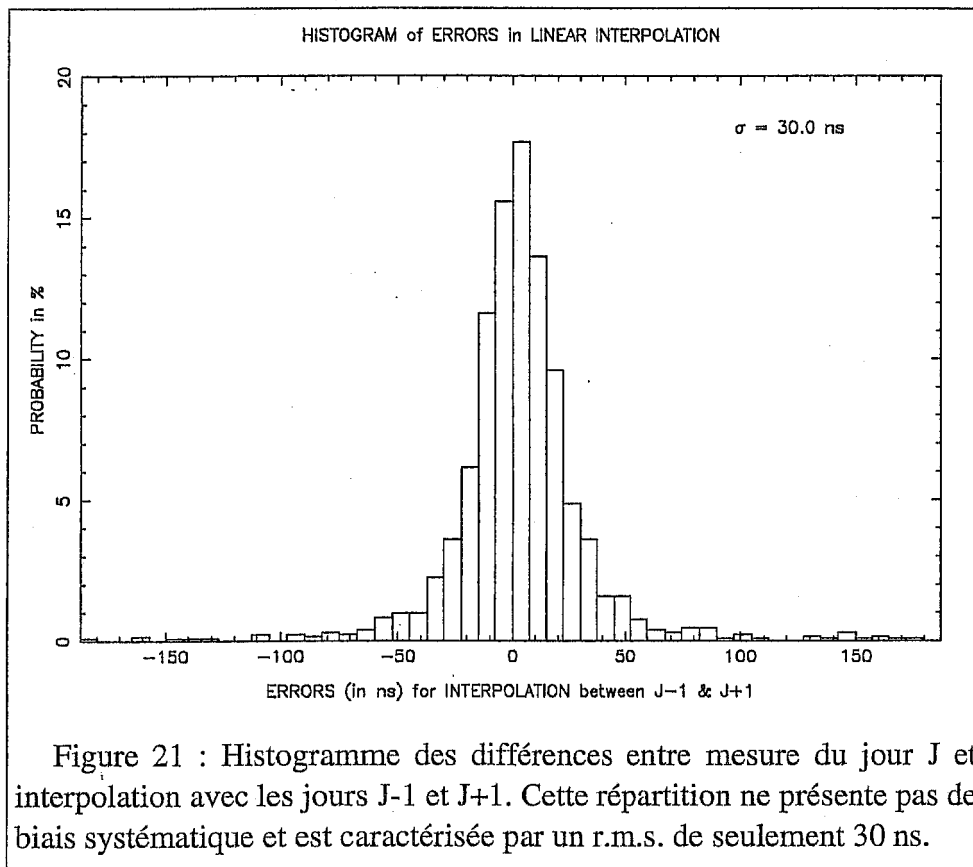
Avec les résultats des histogrammes tracés pour le pulsar PSR1937+21 on trouve un élargissement donné par $E^2=0.135^2+0.030^2+0.050^2$, soit $E=0.15 \mu\text{s}$. Alors pour le pulsar PSR1937+21 dont le coefficient $df/dt=210 \mu\text{s}/\text{MHz}$ et la bande de dispersion est de 7.5 MHz , le dédisperser est constitué de ~ 10000 filtres de 0.7 kHz de largeur.

Précision du transfert de temps

L'horloge utilisée pour dater les observations effectuées est un oscillateur à Rubidium Rohde & Schwarz : Rubidium Frequency Standard XSRM 238.4011.02, fournissant un signal sinusoïdal à 5 MHz et une impulsion seconde (1 pps) à partir de la transition atomique à 6.834682641 GHz du rubidium 87. Il pilote une horloge digitale qui décale temporellement l'impulsion seconde (Digital Clock CADM 299.6014.02). Il est installé dans une cage de Faraday dans le laboratoire focal du radiotélescope. Cet oscillateur est caractérisée par une stabilité d'environ 10^{-12} , produisant une dérive de l'ordre de 100 ns par jour. Les mesures de chronométrage sont donc datées par rapport au TU ce cette horloge locale (Temps Universel du Rubidium). Des mesures sont faites régulièrement pour rattacher cette échelle de temps au Temps Universel de l'Observatoire de Paris (TU OP). Tous les jours à 13h TU des mesures simultanées sur une trame des signaux TV de TF1 et France2 sont faites à l'Observatoire de Paris et à Nançay avec un récepteur développé à l'Observatoire de Besançon. L'écart entre les deux échelles de temps est déterminé par comparaison des datations effectuées aux deux stations, en tenant compte des temps de propagation. Cette comparaison est effectuée par le L.P.T.F. (Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences) et la correction entre le TU de Nançay et le TU de l'Observatoire de Paris fournie rentre directement dans l'analyse. L'horloge de Nançay est décalée dès que l'écart avec l'Observatoire de Paris devient $>50 \mu\text{s}$. La figure suivante montre l'évolution sur les quatre dernières années de cette correction TU Nançay - TU Observatoire de Paris.



La correction TU Nançay - TU OP au moment de l'observation d'un pulsar à Nançay est obtenue par interpolation linéaire avec les deux corrections mesurées les jours adjacents à 13hTU. Une façon d'évaluer la qualité de ce transfert de temps peut être de regarder la différence entre la correction obtenue pour un jour J donné avec le résultat de l'interpolation linéaire obtenu avec les jours J-1 et J+1. L'histogramme de toutes ces différences est caractérisé par une distribution gaussienne et un écart-type de l'ordre de 30 ns. On a montré que les instabilités de l'horloge de Nançay pouvaient introduire une erreur de datation de l'ordre de 30 ns pour une interpolation sur 12 heures, 40 ns sur un jour (une liaison manquante) et 50 ns sur 1.5 jour (Petit 1991).



Ce travail de réduction des mesures TV est actuellement fait par G.Fréon du LPTF, mais l'installation de la télévision numérique sur le territoire français rendra cette technique caduque vers la fin 1994 (?). Il est d'ores et déjà envisagé de déterminer l'écart Nançay-Paris par mesure GPS (Global Positioning System). La constellation des 25 satellites GPS permet d'observer depuis n'importe quel lieu de la surface terrestre au moins 4 ou 5 satellites et de construire une échelle de temps GPS. A Nançay, deux approches sont possibles. La première consiste à déterminer l'écart par rapport au temps GPS puis d'obtenir la correction GPS-Temps Atomique. La seconde est de se servir de GPS de la même façon que la TV jusqu'à maintenant et de passer par TU Observatoire de Paris.

La préparation des observations à Nançay

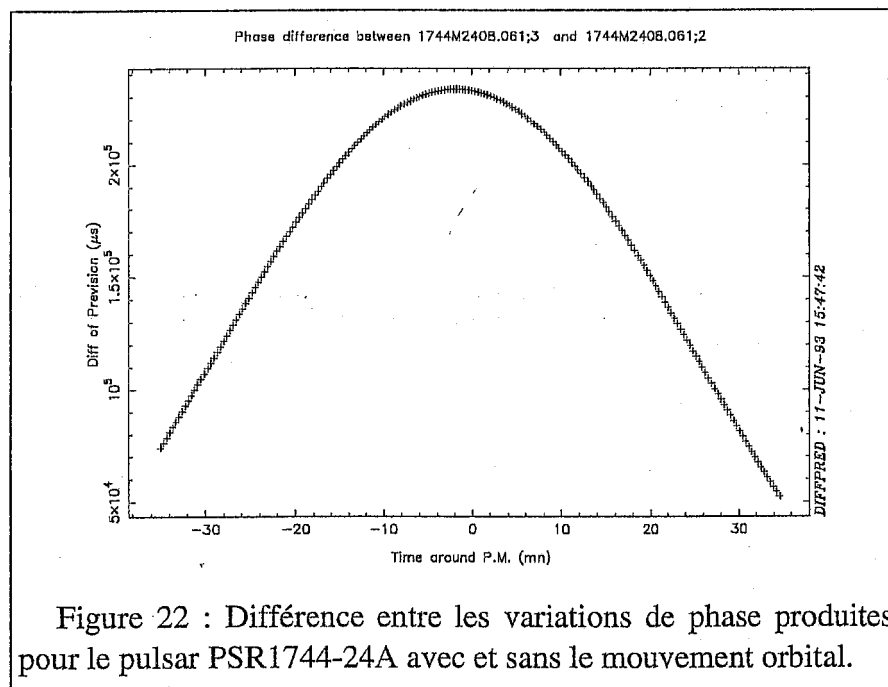
Prédiction des temps d'arrivée

Le calcul préalable des temps d'arrivée est nécessaire pour que l'impulsion du pulsar observé apparaisse au milieu de la fenêtre de l'autocorrélateur (temporelle ou fréquentielle) visée. En effet, la largeur d'analyse en fréquence (autocorrélateur) est souvent inférieure à la bande de dispersion. De plus, la dédispersion effectuée a priori est optimisée pour une fréquence particulière d'observation (voir plus haut). Le programme PULCO (pour PULsar COefficients) installé sur le système temps différé permet de calculer ces temps d'arrivée à partir des paramètres du pulsar (Période, Dérivée de la période, Position α et δ et Mouvement Propre). Ce programme contient une version simplifiée du modèle utilisé pour l'analyse, où n'ont été conservés que les termes d'amplitude supérieure à 20 μ s. Actuellement ces calculs se font en utilisant, pour la position de la Terre, l'éphéméride du Jet Propulsion Laboratory DE200 (l'analyse quant à

elle utilise déjà la version DE202). Une représentation de la phase apparente du pulsar autour de l'heure de passage au méridien est faite avec un polynôme du temps pouvant atteindre l'ordre 10.

Le nom du fichier de prédiction est PsrNameDD.MM1 où PsrName sont les 7 caractères du nom du pulsar, DD le jour dans le mois, MM le mois et 1 qui est inutilisé (c'était autrefois un sélecteur de fréquence). Ce fichier contient les 11 coefficients du développement de la phase, la fraction de jour avant 12hTU du passage au méridien puis le DM à utiliser pour la dédispersion. C'est cette modélisation qui permet de produire la table des phases de départ et incréments de phase (φ_0 , $\Delta\varphi$) qui sont utilisés pour synthétiser la phase apparente du pulsar. De plus, les phases de départ φ_0 sont décalées d'une quantité imposée par l'observateur (phase de centrage) pour assurer un bon centrage de l'impulsion dans la fenêtre d'analyse de l'autocorrélateur (voir paragraphe "L'utilisation du radiotélescope", plus loin). Enfin, le fichier est transféré sur le Frontal (ordinateur du dédispenseur) via une ligne série et un logiciel développé pour cette tâche TFRTCOEF (côté STD) et TFRT (côté Frontal)

J'ai écrit un programme DIFFPRED qui permet de comparer deux fichiers de prédiction. L'étude des modifications induites sur la phase synthétisée par un changement d'un paramètre est ainsi possible. Lors d'un changement quelconque dans la façon de calculer les temps d'arrivée, il devrait être également possible de prévoir le déplacement de l'impulsion dans la fenêtre d'analyse. Pour PSR1744-24A, on peut regarder l'effet induit lorsque l'on enlève la partie binaire (voir figure 22). L'effet est de l'ordre de 100 ms et ne saurait être négligé (l'impulsion serait étalée sur une durée de plusieurs fois la période).



Préparation de l'asservissement

Pour que l'asservissement converge rapidement et que le VCO fonctionne dans les meilleurs conditions possibles, il faut que les valeurs de départ NU_i soient proches des

valeurs finales de fonctionnement mais il faut surtout que la matrice d'asservissement soit déterminée autour du point de fonctionnement réel.

Voici un fichier contenant la matrice d'asservissement; son nom contient toutes les informations relatives à son utilisation: **1937p21_14100_784_10.v1**. Les 7 premiers caractères représentent encore le nom du pulsar (PSR1937+21) ; ensuite on trouve la fréquence centrale d'observation en dixième de MHz (1410.0 MHz). Puis vient la fréquence moyenne du VCO qui dépend de la résolution utilisée dans l'autocorrélateur. Pour 3.2 MHz de bande analysée le calcul $80-3.2/2=78.4$ donne la fréquence moyenne du VCO (ici 78.4 MHz en dixième de MHz encore). Avant l'extension on trouve l'écart de fréquence total (1/10 MHz) entre les fréquences d'observation Source et Comparaison (ici 1.0 MHz donne une Source apparaissant à 1409.5 MHz et une Comparaison à 1410.5 MHz). Enfin l'extension du fichier renseigne sur la voie (voie n°1) concernée par la matrice contenue dans le fichier.

Contenu de **1937p21_14100_784_10.v1**:

```

53150 351580 214
53127 352267 225
1.0 1.0 1.0
0.000338 -0.002764 0.003678
-0.000127 0.083136 -0.213375
0.000031 0.000294 0.033969
4.0

```

Les deux premières lignes contiennent les NU_i de départ pour les deux phases Source et Comparaison, la troisième ligne les gains appliqués sur les trois corrections. Ensuite, les trois lignes suivantes montrent la matrice 3×3 et la dernière ligne contient le 1/4 de la bande totale à balayer (un 1/4 correspond à t_0). Cette dernière quantité a été introduite pour limiter le balayage sur les pulsars à bande de dispersion importante. En effet un balayage de 20 MHz produit un spectre dont la base présente des systématismes qui ne permettent pas de détecter un pulsar dans des conditions optimales.

Il y a plusieurs façons de déterminer la matrice d'asservissement.

Une première méthode est de pratiquer par tâtonnement. Il s'agit de partir d'une matrice déjà déterminée pour un autre pulsar, en la choisissant de caractéristiques proches. Alors, après recopie de ces matrices (il y en a 4), en leur donnant le nom adéquat (voir plus haut), on lance une observation factice sur l'ordinateur temps réel pour laisser l'asservissement chercher le point de convergence. L'asservissement converge normalement en quelques cycles, auquel cas on utilise le programme MATDET sur le Frontal qui moyenne les NU_i des cycles demandés pour construire un fichier de commande. Ce fichier de commande exécute le programme MATRI4 qui détermine les matrices des 4 voies à la fois et crée les fichiers correspondants. Les matrices sont déterminées autour des NU_i de fonctionnement par mesure des ΔC_i produits par les ΔNU_i envoyés au VCO.

La seconde méthode est plus rationnelle. Après le calcul approché des commandes NU_i "théoriques" à envoyer au VCO, on utilise le programme MATRI4 pour calculer les matrices autour de ces NU_i. Il est alors conseillé de réitérer en effectuant un asservissement hors télescope avec MAPFRT (selon la première méthode).

L'utilisation du radiotélescope

Sur le système temps réel, le programme PAN permet de créer et de gérer des "sources" (SOU) et des "maps" (MAP) qui sont nécessaires au programme de gestion temps réel du radiotélescope STR.

Lors du démarrage d'une observation, le programme STR charge en mémoire une source et un map. La source contient les renseignements sur l'objet à observer qui permettront le pointage du radiotélescope. Le map informe le système sur la façon d'observer cet objet (fréquence, résolution,...).

Dans la **source**, les coordonnées sont entrées en 1950.0, mais elles peuvent être également entrées en 2000.0 ou pour une quelconque époque. Dans le cas d'un objet en déplacement rapide, il est possible de tenir compte de son mouvement propre. Le calcul des coordonnées galactiques (L2,B2) est automatique. La rubrique numéro 6 contient des quantités propres aux observations des pulsars : les **phases de centrage**. Ces 4 phases sont utilisées pour décaler temporellement l'observation dans les 4 batteries du corrélateur. Cette phase de centrage (exprimée en μ s!) est ajoutée à la phase de départ ϕ_0 calculée à partir de l'heure de départ et de la modélisation de la phase apparente pour que l'impulsion apparaisse bien au centre de la fenêtre d'analyse. Cette phase de centrage permet de compenser un décalage progressif observé sur la fréquence d'apparition d'un pulsar. Ce décalage pouvant provenir de l'horloge TU de la station qui dérive ou des paramètres du pulsar, utilisés pour la prédiction, encore insuffisamment bien déterminés. Un décalage important induit un biais ou un élargissement de l'impulsion, étudiés au paragraphe "Erreurs systématiques causées par la loi de dédispersion synthétisée", qui dégradent la qualité des mesures de chronométrage. Ce décalage est contrôlé en déterminant la fréquence d'arrivée par ajustement d'une gaussienne sur l'impulsion. Cette première approximation de la fréquence d'arrivée sert donc à contrôler que la dédispersion se fait dans de bonnes conditions, mais sert également de point de départ pour l'algorithme de détermination de la fréquence d'arrivée décrit au chapitre suivant. Une procédure automatique pour déterminer la correction à apporter à cette phase de centrage existe et sera décrite dans le chapitre suivant (procédure "PHASE" dans le programme SIR).

Dans le **map**, il s'agit de déterminer le cornet (9, 18 ou 21cm), le nombre de batteries d'analyse utilisées dans l'autocorrélateur, la bande de fréquence analysée dans chaque batterie (3.2 ou 6.4 MHz). On fixe également les fréquences "ciel" sur lesquelles sont centrées les batteries de l'autocorrélateur, les polarisations (G, D, H ou V), le filtre utilisé juste derrière le cornet et son détecteur. Pour finir, il faut définir le mouvement du chariot. En effet, dans certaines observations pour lesquelles la technique du ON/OFF spatial est utilisé, il faut prévoir le mouvement complexe du chariot le long de la voie. Mais pour les pulsars la situation est simple, il s'agit d'être en permanence sur la source, il s'agit donc de choisir une Poursuite Continue 'PC'.

Voici un exemple d'exécution de l'utilitaire PAN, avec une liste des sources et des maps qui existent au 28 mai 1993. De plus, la source correspondant au pulsar PSR1937+21 ainsi que le map associé pour les mesures à 21-cm sont montrés.

```
Connected to "STRRT ", System type = RSX-11M-Plus
System ID: SYSTEME-TEMPS-REEL
>HELLO 150,1/BDL
RSX-11M-PLUS V4.2 BL58 [1,54] System STRRT
```

28-MAY-93 13:19 Logged on Terminal RT0:

Good Afternoon

* Bienvenue sur STRRT *
* Systeme RSX11M-PLUS du 30-oct-90 *

DCL> PAN

Programme 'PAN ' Nançay le 28-MAY-93 T.U.=13:19:54

PAN> LIST SOU

SOURCE numero 2 1937+21
SOURCE numero 3 1620M26
SOURCE numero 5 0000+00
SOURCE numero 6 1957P20
SOURCE numero 14 1821M24
SOURCE numero 16 1937+21 SUBPULSE
SOURCE numero 18 1937+21 MAIN and SUB PULSE
SOURCE numero 19 ESSAI
SOURCE numero 20 1744M24
SOURCE numero 21 1953P29
SOURCE numero 23 1713P03
SOURCE numero 24 2317P14

PAN> DUMP SOU 2

/ DUMP DE LA SOURCE S0002.150 /

- 1- Nom de la SOURCE=1937+21
- 2- Année de reference des coordonnees= 1950.0
- 3- Ascension droite= 19H 37M 28.7S MVPA=0.00000 OAL=0.0S L2=57.509
- 4- Declinaison=+21D 28M 1.5S MVPD=0.00000 ODE=0.0 B2=-0.289
- 5- Code reference des vitesses= 5
- 6- Les phases de centrage= 5.0 5.0 5.0 5.0 Micro-secondes

PAN> LIST MAP

MAP numero 57 1821 4x1410H 76.8 1.5
MAP numero 58 1937 2x1410h1410v 78.4 1.0
MAP numero 59 1937 1680hv1660hv 76.8 2.0
MAP numero 60 1744 2X1280hv 76.8 3.0
MAP numero 61 1937 1410hv1360h1390h 78.4 1.0
MAP numero 62 1821 1410hv1390h1370h 76.8 1.5
MAP numero 63 1937 1680hv1660h1690h 76.8 2.0
MAP numero 64 1821 1680v1690v1660v1670v 76.8 15
MAP numero 65 1821 1410h1400h1390h1370h 76.8 15
MAP numero 66 1821 1680v1695v1665v1700v 76.8 15
MAP numero 67 1937 1680hv1700hv 76.8 2.0
MAP numero 69 1953 4X1280g 76.8 9.9
MAP numero 70 1937 1280hv1290hv 76.8 1.0
MAP numero 71 1937 1410HV1400H1370H 78.4 1.0
MAP numero 72 1821 1410H1400H1375H1370H 76.8 1
MAP numero 73 1957 4X1410g 76.8 5.0
MAP numero 74 1937 1410hv1280hv 78.4 1.0
MAP numero 76 1937 1410hv1280hv 76.8 2.0
MAP numero 77 1821 1410h1400h1280h1290h 76.8 15
MAP numero 78 1713 4X1280g 76.8 6.0
MAP numero 79 2317 4X1280g 76.8 6.0
MAP numero 80 GLISSANDO 1937+21

PAN> DUMP MAP 74

/ DUMP DU MAP M0074.150 / version 920926

- 1- Titre du MAP=1937 1410hv1280hv 78.4 1.0
- 2- Cornet et recepteur= 21 cm
- 3- Parametres optionnels :

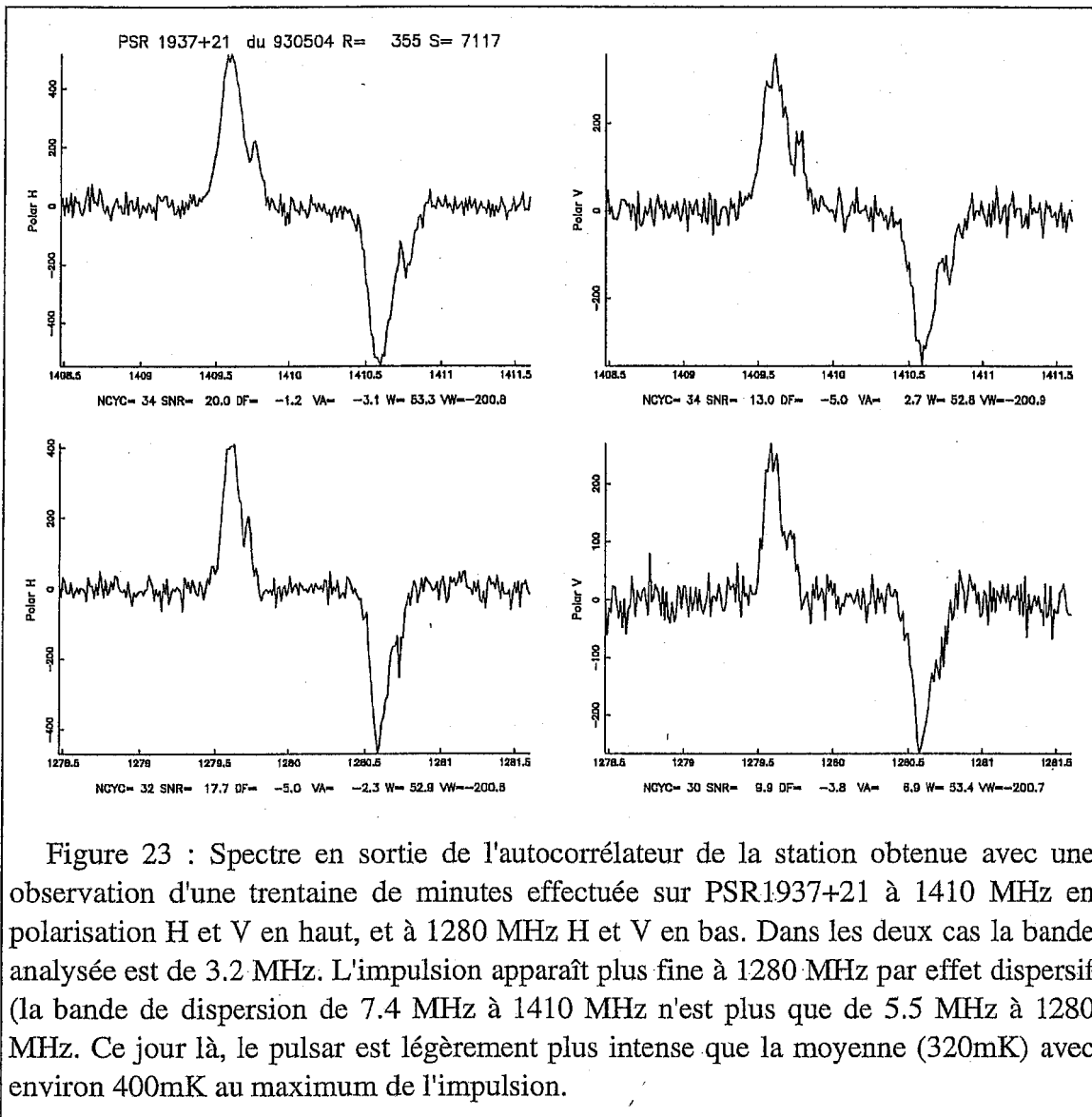
```

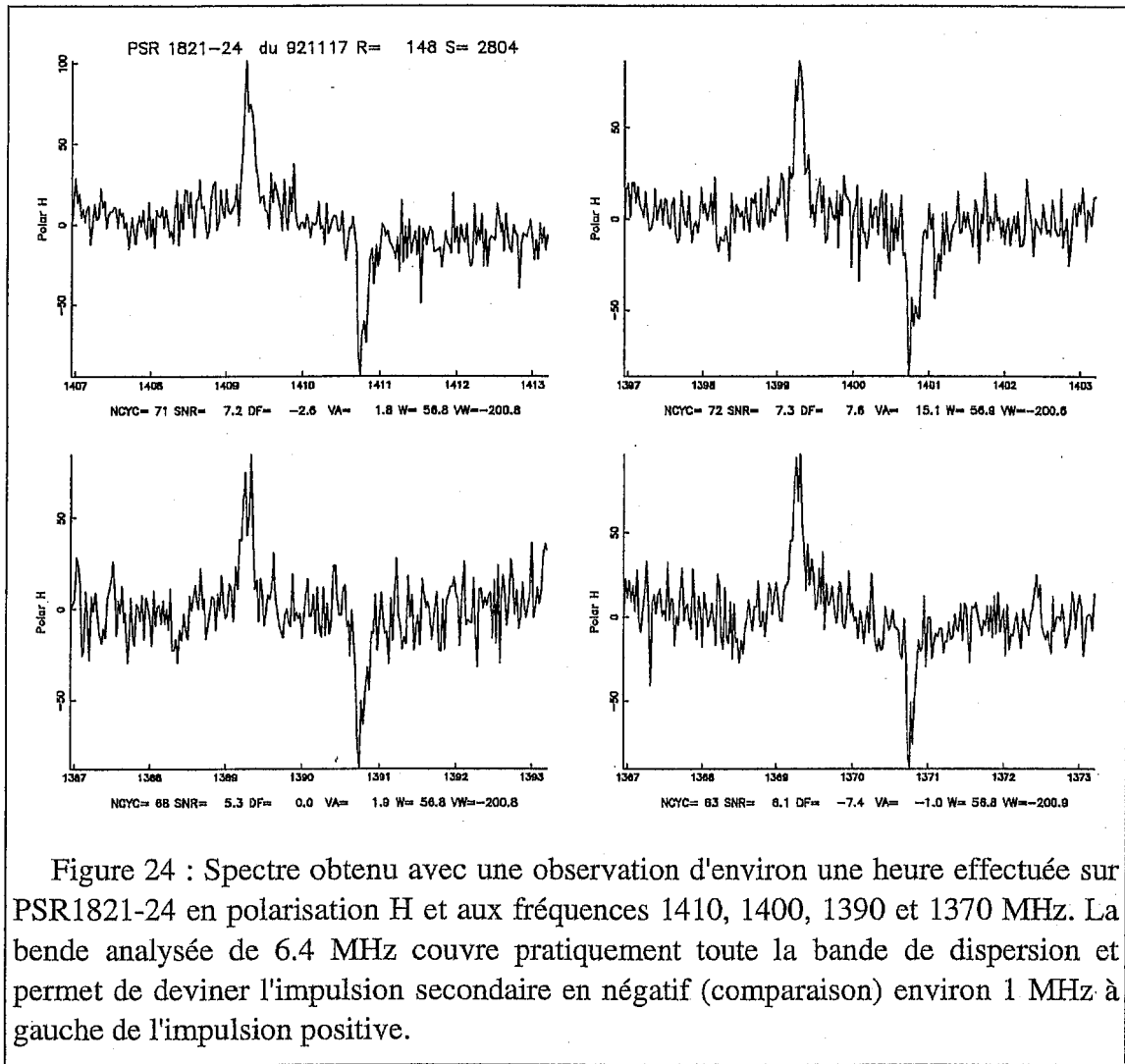
AHD= -35 minutes AHF= 9999 minutes NCY= 78 cycles HLT= 0000 heure T.S.
ZMI= 2000 mm ZMA= 3850 mm XMI= -43 metres XMA= 40 metres ASC= 0 mm
- 4- Drapeaux optionnels:
  DMI MIR DCH CHA NOMAY ACQ REC H10 PNO CAG DEC NOPRI NOAHI
- 5- Digitalisation du corrélateur ou des filtres:
  Nombre de 'BANK' du corrélateur= 4
  Nombre de filtres à digitaliser= 0
- 6- Définition des translateurs:
  Bandes passantes en Hertz= 3200000.0 3200000.0 3200000.0 3200000.0
  Fréquence des OL translateur en Hertz= 78400000.0 78400000.0
- 7- Fréquences/ciel:
  Raies observées en Megahertz=1410.000000 1410.000000 1280.000000
1280.000000
  Offset initial en Hertz = 0.0 0.0 0.0 0.0
  Fréquences brutes des OL HF en Hertz=43225002.4 3225002.4 36725002.4
36725002.4
- 8- Polars initiales= HVHV
- 9- Moyenne fréquence utilisée= 625.50 Mhz
  Valeur de l'OL10 (9 cm) = 97.50 Mhz
  Valeur pour l'OL300 = 0.0Mhz
-10- Calibration
  Numéro de Tube A Bruit utilisé= 1
  Pas de calibration automatique !
-11- Options particulières= PULSAR
-12- Numéro de filtre HF= 1 ==> BANDE TOTALE
-13- Description des phases de poursuite, d'acquis. et récepteur
  Type de la poursuite= 'PC'
  Phase acq/rec no 1.01 Duree= 27.30 Type= 1 Nacf= 1 Nfil= 1 Polar=HVHV
TAB=OFF RGD=G
  DF= -500000.0 -500000.0 -500000.0 -500000.0
  Phase acq/rec no 2.01 Duree= 27.30 Type= 2 Nacf= 1 Nfil= 1 Polar=HVHV
TAB=OFF RGD=G
  DF= 500000.0 500000.0 500000.0 500000.0
  PHASE DE POURSUITE NO 1 Duree= 54.6 Vasd= 0.0 Dasd= 0.0S Vdec=
0.0 Ddec= 0.0 Posy= 0
PAN> STOP
  FIN DE TRAVAIL
DCL> LO
Have a Good Afternoon
28-MAY-93 13:20 RT0: logged off STRRT

```

Exemples d'observations effectuées à Nançay

Les deux figures ci-dessous (figures 23 et 24) présentent des observations effectuées à Nançay sur les deux pulsars régulièrement suivis PSR1937+21 et PSR1821-24. La figure 23 présente une observation typique obtenue sur PSR1937+21 le 4 mai 1993 avec le récepteur 21 cm. La figure 24 présente le pulsar PSR1821-24 observé à Nançay avec le récepteur 21 cm le 17 novembre 1992.





Situation actuelle

Deux pulsars sont pour le moment observés de façon régulière à Nançay : PSR1821-24 et PSR1937+21. Actuellement 10 à 15 heures de télescope leur sont consacrées chaque mois. La moitié des observations est faite à 1410 MHz, l'autre moitié à 1700 MHz. Pour PSR1821-24, à cause de ses propriétés particulières de polarisation, les observations sont faites à deux polarisations différentes : H à 1410 MHz et V à 1700 MHz. Pour PSR1937+21, la stratégie actuelle est de séparer l'heure d'observation en deux, et de faire 1/2 heure à 1410/1280 MHz et l'autre 1/2 heure à 1680/1700 MHz en polarisation H et V. Cette stratégie est rendue possible par la densité de flux de ce pulsar suffisamment importante. Elle permet de mieux suivre les variations de DM.

Perspectives

Quelques essais de détection d'autres pulsars ont été faits avec le dédisperser. Sur PSR1744-24A, PSR1953+29, PSR2317+14. Ces tentatives ont toutes été négatives, elles sont rendues délicates par plusieurs facteurs:

- la bande de dispersion du pulsar PSR2317+14 est élevée ($B_d = 53.1$ MHz) et est bien supérieure au maximum de balayage permit par le dédisperser (20 MHz). Un temps d'intégration non négligeable est perdu à cause du blanking important qui en découle.

- généralement, nous ne connaissons pas de temps d'arrivée à un observatoire quelconque, et avec une bande de dispersion supérieure à la bande passante de l'autocorrélateur, il faut procéder par tâtonnement jusqu'à avoir l'impulsion dans la fenêtre d'analyse. Comme la densité de flux de ces pulsars est relativement faible, il faut intégrer plusieurs heures (sur plusieurs jours) pour les détecter, mais alors la mauvaise connaissance des paramètres ne permet pas une intégration cohérente entre les différents jours.

- la bande passante de l'autocorrélateur étant limitée à 6.4 MHz, il peut arriver, en particulier si la bande de dispersion est élevée, que la largeur temporelle de l'impulsion, convertie en MHz à la fréquence d'observation, ne rentre pas dans l'autocorrélateur.

- enfin signalons que le pulsar PSR1744-24A est éclipsé toutes les deux heures, lorsque son compagnon passe sur la ligne de visée. De plus, ce pulsar disparaît parfois pendant plusieurs périodes orbitales à cause du gaz émis par le compagnon soumis au vent de particules très énergétiques provenant du pulsar.

Plusieurs solutions sont envisagées pour surmonter ces handicaps:

- adopter un autre oscillateur balayé pour balayer sur un intervalle de fréquence plus grand : ce pourrait être un **synthétiseur numérique**, les temps de réponse étant actuellement suffisamment courts pour rendre possible leur utilisation avec la sortie VLBI (250-500 MHz) disponible dans la moyenne fréquence actuelle.

- remplacer l'autocorrélateur soit par un SAO qui serait capable d'analyser typiquement 4×100 MHz, mais on peut craindre que l'instabilité en fréquence du SAO rende cette solution aléatoire, soit plus probablement par un **nouvel autocorrélateur** (4096 points et bande de 50 MHz).

- enfin l'avènement du projet **FORT** (Foyer Optimisé pour le RadioTélescope), qui prévoit de reconfigurer la zone focale du radiotélescope par adjonction de miroirs secondaire et tertiaire, permettra un gain d'un facteur 2.2 sur la sensibilité et ainsi de pouvoir détecter des pulsars millisecondes plus faibles que PSR1821-24. Par ailleurs, la couverture complète de 1 à 3.5 GHz en fréquence nous permettra de chronométrer à une fréquence nettement plus haute que 1.7 GHz, pour les pulsars suffisamment intenses, et d'améliorer la détermination des variations de DM.

Ces diverses étapes, probablement présentées dans leur ordre chronologique, se traduiront par un nombre croissant de pulsars observés au radiotélescope de Nançay. Ainsi, avec la première étape, on peut espérer observer alors 7 pulsars, la limitation sur $B_d < 30$ MHz provenant du moyen d'analyse. La seconde étape conduirait à l'observation de 16 pulsars limités par le flux à 1.0 mJy. Puis avec le projet FORT concrétisé, pratiquement tous les pulsars millisecondes (~ 25) deviendraient observables (voir Biraud & Cognard, rapport interne, 1993).

Chapitre 3

Méthode de REDUCTION et Modèle d'ANALYSE

Après la description du déroulement de l'observation, abordons les opérations de réduction et d'analyse des données de chronométrage obtenues à Nançay. Ce chapitre se propose donc de décrire d'abord la procédure de réduction des données de chronométrage, essentiellement la détermination de la fréquence d'arrivée de l'impulsion, puis dans un deuxième temps de présenter le modèle d'analyse des données de chronométrage utilisé dans le logiciel ANTIOPE. D'abord, nous présentons ci-dessous un résumé des observations des pulsars millisecondes effectuées à Nançay. J'ai pris en charge la préparation, le dépouillement et l'analyse de ces observations depuis début 1991.

Période	Nombre de TOA	Fréquences	Polarisation	Dédispenseur
22 déc 1988 - 16 oct 1991	311×4 37×4	1410 MHz 1680 MHz	G & D	à 1 VCO
2 déc 1991 - 18 déc 1992	10×4	1410 MHz	G & D	à 4 VCOs
19 déc 1991 - 22 mai 1992	36×4 22×4	1410 MHz 1680 MHz	H & V	à 4 VCOs
3 juin 1992 - 30 août 1993	180×8 162×8	1410 + 1280 MHz 1680 + 1700 MHz	H & V	à 4 VCOs

Table 1 : Récapitulation des observations effectuées sur PSR1937+21 à Nançay.

Période	Nombre de TOA	Fréquences	Polarisation	Dédisperseur
22 dec 1988 - 10 avr 1991	218×2	1410 MHz	H (& V)	à 1 VCO
16 avr 1991 - 12 juil 1991	31×4	1410 MHz	G & D	à 1 VCO
11 aout 1991 - 16 oct 1991	27×2	1410 MHz	H (& V)	à 1 VCO
1 dec 1991-15 jan 1992	12×8	1410MHz	H & V	à 4 VCO
	11×8	1680 MHz		
20 jan 1992-présent	145×8	1410, 1400, 1390 et 1370 MHz	H	à 4 VCO
	138×8	1680, 1695, 1665 et 1700 MHz		

Table 2 : Récapitulation des observations effectuées sur PSR1821-24 à Nançay.

Les tables 1 et 2 présentent un résumé des observations effectuées sur les deux pulsars millisecondes suivis à Nançay. Dans la colonne "Nombre de TOA" (Time Of Arrival : temps d'arrivée), le premier chiffre indique le nombre d'observations d'une demi-heure ou d'une heure effectuées. Le second chiffre est le nombre de temps d'arrivée déterminé à chaque fois ; par exemple avec le nouveau dédisperseur à 4 voies, on détermine 2 TOAs par voie (Source et Comparaison) ce qui fait 8 TOAs par observation.

Les observations sont effectuées au radiotélescope de Nançay situé dans le Cher (France). Ce radiotélescope est constitué d'un miroir plan mobile de 200×40 mètres qui permet de pointer une source dans le ciel. Les ondes radio sont renvoyées vers un miroir sphérique de 300×35 mètres qui les focalise vers le système focal où se situent les récepteurs capables d'analyser les longueurs d'ondes de 21, 18 et 9 cm. La surface utile du radiotélescope de 200×35=7000 mètres carrés correspond à une parabole de 94 mètres de diamètre, ce qui fait de cet instrument un des plus importants dans le monde. La sensibilité est de l'ordre de 1 K/Jy à 18 et 21 cm avec une température de système $T_{\text{sys}}=45$ K à 21 et 18 cm et 70 K à 9 cm. Les performances sont meilleures en polarisation Horizontale qu'en polarisation Verticale et devraient être globalement améliorées lors de la réalisation du projet FORT (Foyer Optimisé du RadioTelescope) qui prévoit une refonte complète du système focal. Les caractéristiques devraient alors s'établir à une sensibilité de 1.6 K/Jy et une température de système $T_{\text{sys}}=24$ K à 21 cm, 22 K à 18 cm et 27 K à 9 cm. Enfin, une couverture complète sera possible entre 1 et 3.5 GHz qui permettra d'observer les pulsars millisecondes les plus intenses à haute fréquence, à l'exemple de PSR1937+21 observé à Arecibo à 2.38 GHz dans le but de diminuer l'influence du milieu interstellaire.

La réduction des observations

Le programme STR (Système Temps Réel) écrit sur disque, en cours d'observation, les fonctions d'autocorrélation fournies par l'autocorrélateur. Ce sont les fichiers Ascan.UIC où scan est remplacé par un numéro de SCAN qui caractérise l'observation et UIC un numéro qui désigne le programme responsable de l'observation. Une fois par 24h, l'observateur de service au radiotélescope lance un programme qui convertit, par Transformée de Fourier, ces fichiers de fonctions d'autocorrélation en fichiers contenant les spectres du signal observé (fichier Dscan.150). En pratique, ces fichiers D se récupèrent sur le disque magnéto-optique d'archivage (chaque face d'un disque est labelée

par le nom du mois) avec la procédure XFRMOD. Cette procédure copie ces fichiers vers l'unité définie par le symbole logique DIR\$FIDATA (VMS), qu'il est donc tout à fait possible de rediriger vers une destination quelconque (DAT, bande magnétique, disque poubelle,...).

Les fichiers D contiennent deux spectres par cycle (spectres ON et OFF), qui sont réduits par le programme DAC (Dépouillement de l'AutoCorrélateur). Ce programme intègre tous les cycles d'une observation après l'élimination éventuelle de certains d'entre eux. En effet, le fonctionnement de l'asservissement du dispositif de chronométrage a été conservé dans un fichier log et permet une analyse a posteriori de la qualité de celui-ci. Ce fichier log (PSRNAME_SCAN.LOG sur le Frontal) est analysé sur le STD (Vax3400) après transfert depuis le Frontal. Ce transfert s'effectue côté STD par activation de TFRT et du côté frontal par TFRTLOG qui automatise ce processus. L'analyse de ces fichiers de Log s'effectue avec le programme PLTLOG (compte PULSARO, directory LOG) de façon automatique en activant CRECOM qui produit les fichiers de commandes nécessaires. Le programme PLTLOG produit des fichiers SCAN.DAC contenant les cycles et les batteries à supprimer, ces fichiers doivent être transférés par le réseau DECNET vers le compte LESTRADE pour être utilisés par le programme DAC.

Le programme DAC offre la possibilité d'automatiser son initialisation par l'intermédiaire d'un fichier procédure (*.DAC). Pour le dépouillement des pulsars, les procédures 1821.DAC et 1937.DAC sont appelées par un "CALL 1937" et commencent par demander le numéro de SCAN à traiter. Une liste des températures de système des différents cycles est produite par la commande "L T" à laquelle on répond "@" à SUPC> pour supprimer les cycles contenus dans le fichier SCAN.DAC. La **température de système T** est calculée en déterminant le bruit ΔT (en K) sur le spectre :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{\sqrt{B\tau}}$$

où B est la bande d'analyse (en général 3.2MHz/256 points), τ est le temps d'intégration (26.8s). Il est, bien sûr, éventuellement possible de masquer certains points où le signal domine le bruit par la commande SET MASK.

Les cycles dont la température de système dépasse un certain seuil en écart-type au-dessus de la moyenne sont éliminés par la commande "W" (à répéter deux fois par sécurité). Alors, si les températures moyennées sur tous les cycles, observées sur chaque batterie, sont considérées comme acceptables (voisines de 50K), une intégration de tous les cycles est effectuée par la commande "SAVE". Cette commande écrit le résultat de l'intégration dans un fichier de "résultats" et propose une visualisation graphique sur la console choisie. Ce fichier de "résultats" contient des résultats de 1024 points de données (1x1024 ou 2x512 ou 4x256 selon l'utilisation de l'autocorrélateur) associés à un entête d'information. Chaque résultat est caractérisé par un numéro, qui est fourni par DAC lors de sa création. Par souci d'occupation disque, ce fichier est un fichier binaire à accès direct et référencé par le symbole RESULTATFILE. Le fichier de résultats de travail est généralement appelé RESULTAT.WORK, alors que les fichiers archives contenant les observations de PSR1821-24 et de PSR1937+21 ordonnées chronologiquement sont appelés 1821_2V.ARC, 1821_4V.ARC, 1937_2V.ARC et 1937_4V.ARC selon qu'il s'agit d'observations avec l'ancienne ou la nouvelle version du dédisperseur.

Après avoir noté les numéros de résultats créés à l'étape précédente, on utilise le programme SIR pour ajuster une gaussienne sur l'impulsion pour avoir une première approximation de la fréquence d'arrivée de l'impulsion. Ceci sert à surveiller que l'impulsion soit toujours au centre de la fenêtre d'analyse et que la dédispersion se fasse dans les meilleures conditions. Cette fréquence d'arrivée déterminée par ajustement d'une gaussienne sert également de point de départ à l'algorithme de détermination de la fréquence d'arrivée décrit au paragraphe suivant. Selon le pulsar, on utilisera les procédures FITP1821 ou FITP1937 par la commande "CALL FITP1821" ou "CALL FITP1937". La fréquence est déterminée par le maximum d'une gaussienne ajustée sur chacun des deux profils Source et Comparaison. L'ajustement est fait sur un nombre de points fixes autour d'une position déterminée par la recherche du maximum de l'impulsion. Les valeurs trouvées sont ensuite écrites dans deux registres de l'en-tête du résultat, appelés les "rubriques 33 et 34". Les rubriques 31 et 32 contenant elles les phases de départ effectivement envoyées au dédispenseur. Elles sont utilisées pour déterminer, avec la rubrique 9 qui contient le nombre de secondes avant 12h du départ de l'observation, le temps d'arrivée de l'impulsion observée. La rubrique 35 contient l'amplitude moyenne Source-Comparaison de l'impulsion, déterminée par l'ajustement gaussien. La rubrique 36 contient le rapport signal sur bruit (SNR). La rubrique 19, poids du vecteur, contient le nombre de cycles gardés après réduction affecté d'un signe négatif si l'impulsion est inexploitable.

Le contrôle du centrage se fait alors par un "CALL PHASE". Si la valeur donnée est jugée trop importante ($\sim 50\mu\text{s}$), cette correction est à apporter dans la phase de centrage de la Source utilisée par le Temps Réel (voir chapitre précédent).

La mesure de la fréquence d'arrivée

A ce stade, les observations sont constituées de profils journaliers de l'impulsion du pulsar observé dont la fréquence d'arrivée doit être mesurée avec la meilleure précision possible. L'ajustement d'une gaussienne sur le profil effectuée lors de la réduction ne donne pas les meilleurs résultats. En effet, la forme des impulsions des pulsars n'est pas gaussienne. Pour améliorer la détermination de la fréquence d'arrivée, nous avons étudié deux autres méthodes. D'une part, il est possible d'ajuster une parabole sur le haut du profil et d'autre part il est possible de chercher le maximum de la fonction de cross-corrélation entre l'impulsion à dater et une impulsion de référence. J'ai effectué une comparaison de ces différentes méthodes avec 172 temps d'arrivée de PSR1937+21 obtenus entre décembre 1988 et mai 1991 (date de la comparaison). L'écart-type (Weighted RMS) des résidus obtenus après ajustement du modèle permet de qualifier les différentes méthodes :

Méthode	Gaussienne	Parabole	Cross-Corrélation
Weighted RMS	0.469 μs	0.380 μs	0.379 μs

La méthode de la gaussienne est environ 20% moins performante que les deux autres méthodes. Dans le paragraphe suivant, nous présentons la cross-corrélation de l'impulsion avec un modèle idéal (sans bruit) qui est un filtrage adapté et est donc en principe la méthode optimum. Nous l'avons choisie pour réduire les données de chronométrage de Nançay.

La méthode de la cross-corrélation

J'ai développé cette méthode en m'inspirant de l'approche adoptée par l'équipe de Princeton (Taylor 1990) et écrit le logiciel correspondant pour les données de Nançay. L'équipe de Princeton utilise un dédispenseur à batterie de filtres et obtient une impulsion directement graduée en temps. A cause du principe de dédispersion adopté à Nançay, l'impulsion temporelle est détectée dans le domaine des fréquences (voir chapitre 2 figure 6). Il s'agit de déterminer un décalage en fréquence entre une impulsion modèle et l'impulsion du jour. Comme dans la communauté, on parle généralement de "temps d'arrivée" plutôt que de "fréquence d'arrivée", j'ai adopté dans la formulation ci-dessous une écriture en fonction du temps. En réalité, dans les deux cas, le décalage se détermine d'abord en canal avant d'être converti en temps ou en fréquence.

Nous pouvons considérer que la forme de l'impulsion obtenue par intégration cohérente de toutes les impulsions observées pendant une campagne de plusieurs mois ou années (modèle) est très peu différente de la forme de l'impulsion reçue un jour particulier (résultat du jour). Les différences peuvent s'exprimer comme un décalage en amplitude **a**, un facteur multiplicatif d'amplitude **b**, un décalage temporel τ et un bruit aléatoire additionnel **g(t)**. Pour déterminer un temps d'arrivée il s'agit de déterminer le retard τ entre le modèle **s(t)** et le résultat du jour **p(t)** :

$$p(t) = a + b \times s(t - \tau) + g(t)$$

En pratique les profils **p(t)** et **s(t)** sont digitalisés à intervalle constant, par exemple à des temps donnés par $t_j = j\Delta t$ avec $j=0, N-1$.

La détermination du retard peut se faire par la méthode des moindres carrés. Il s'agit de minimiser la quantité :

$$\chi^2(a, b, \tau) = \sum_{j=0}^{N-1} \left| \frac{p_j - a - b s_{j-\tau}}{\sigma_j} \right|^2$$

où σ_j représente le bruit **g(t)**. On peut aisément décaler le modèle d'un nombre entier d'échantillons Δt . Notons qu'il est alors possible d'effectuer une interpolation parabolique des variations du χ^2 et de déterminer le retard τ . Malgré la possibilité d'interpoler cette fonction, la détermination d'un retard avec une précision supérieure à un demi canal est plus facile en passant dans l'espace de Fourier.

Les deux signaux réels p_j et s_j ont pour Transformées de Fourier p_k et s_k :

$$\begin{cases} p_k = P_k e^{i\theta k} = R_{pk} + iI_{pk} = \sum_{j=0}^{N-1} p_j e^{i2\pi jk/N} \\ s_k = S_k e^{i\phi k} = R_{sk} + iI_{sk} = \sum_{j=0}^{N-1} s_j e^{i2\pi jk/N} \end{cases}$$

La quantité χ^2 s'écrit alors dans le domaine de Fourier :

$$\chi^2(b, \tau) = \sum_{k=1}^{N/2} \left| \frac{p_k - b s_k e^{ik\tau}}{\sigma_k} \right|^2$$

où σ_k est l'amplitude du bruit à la fréquence k , dans la suite du calcul cette quantité sera traitée comme constante $\sigma_k = \sigma$. Par raison de symétrie des Transformées de Fourier de fonctions réelles et le peu d'intérêt du continuum (coefficient a ou raie d'ordre 0), la sommation est limitée de 1 à $N/2$. Ceci s'écrit encore :

$$\chi^2(b, \tau) = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{k=1}^{N/2} (p_k p_k^* - b p_k s_k e^{ik\tau} - b p_k s_k^* e^{-ik\tau} + b^2 s_k s_k^*)$$

Le retard τ et l'amplitude b sont alors donnés par :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial b} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \tau} = 0$$

et ces deux dérivées par rapport aux inconnues donnent :

$$b = \frac{\sum (R_{pk} R_{sk} + I_{pk} I_{sk}) \cos k\tau + (I_{pk} R_{sk} - R_{pk} I_{sk}) \sin k\tau}{\sum (R_{sk}^2 + I_{sk}^2)}$$

$$f(\tau) = \frac{2b}{\sigma^2} \sum k [(R_{pk} I_{sk} - I_{pk} R_{sk}) \cos k\tau + (R_{pk} R_{sk} + I_{pk} I_{sk}) \sin k\tau] = 0$$

La première équation donne directement l'amplitude b ajustée par moindres carrés, la résolution de la deuxième relation, $f(\tau) = 0$, par la méthode de Brent (Press *et al.* 1986) fournit le retard τ .

Les incertitudes sur les estimations de b et τ peuvent être trouvées en approximant χ^2 près de son minimum en série de Taylor, et en déterminant les excursions de b et τ qui augmentent χ^2 de 1. On obtient :

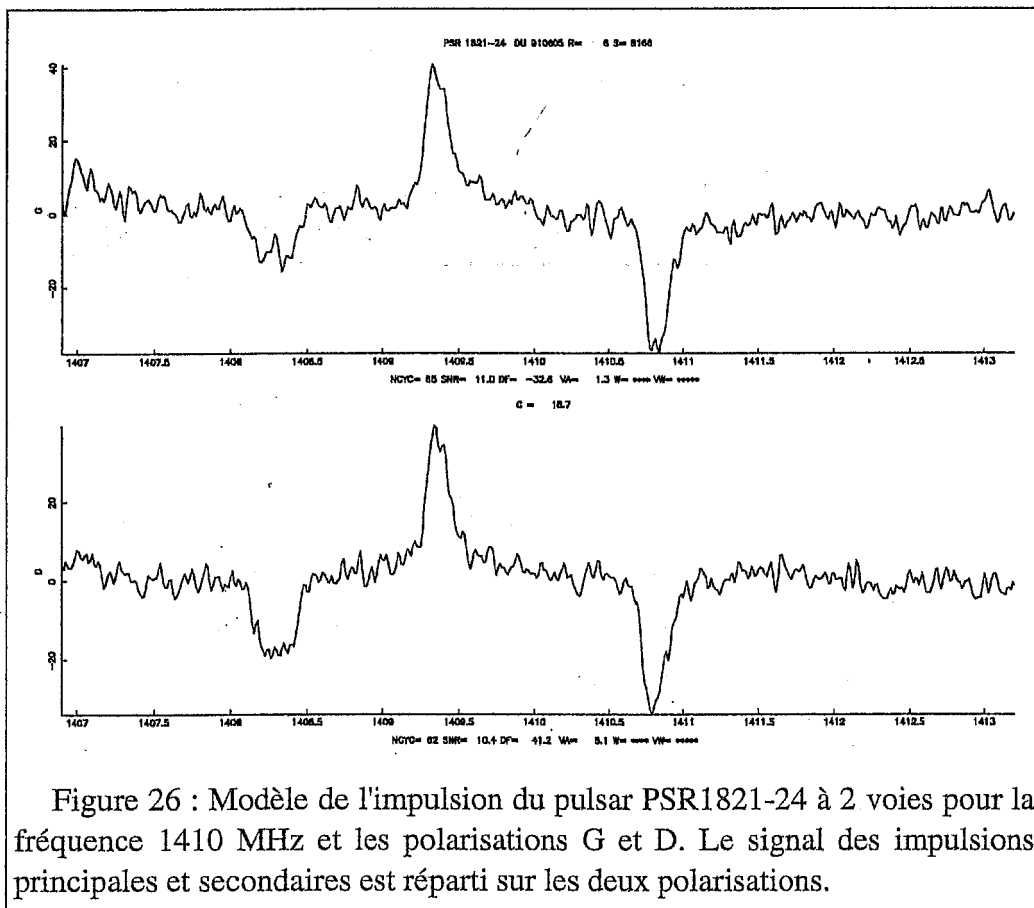
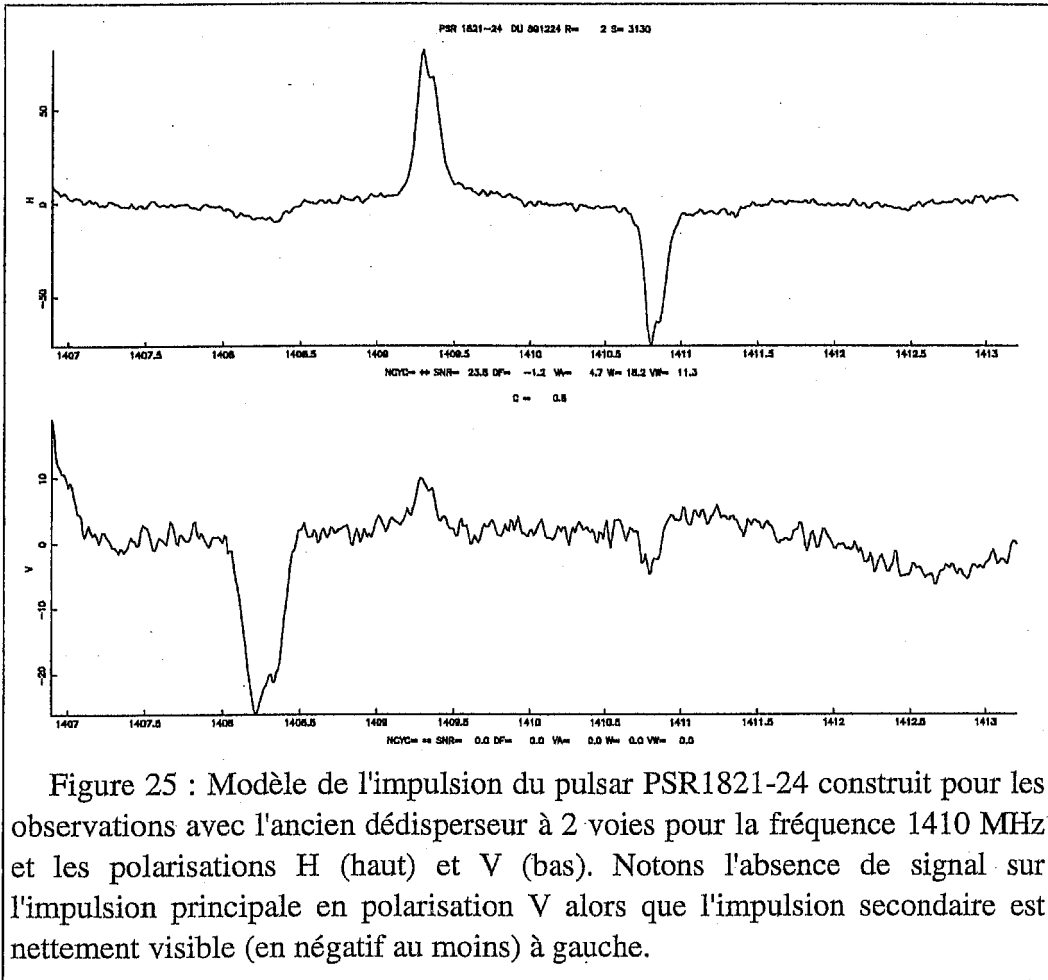
$$\sigma_b^2 = \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial b^2} \right)^{-1} = \frac{\sigma^2}{2 \sum (R_{sk}^2 + I_{sk}^2)}$$

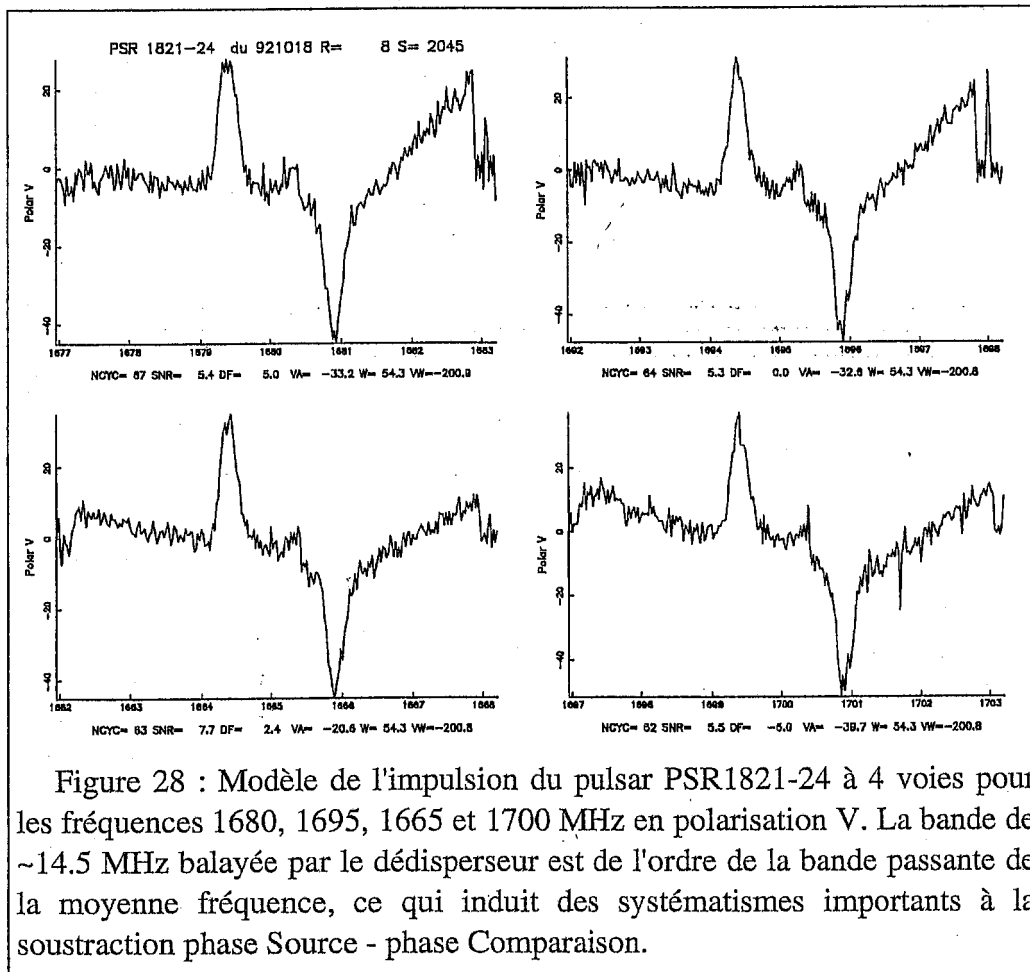
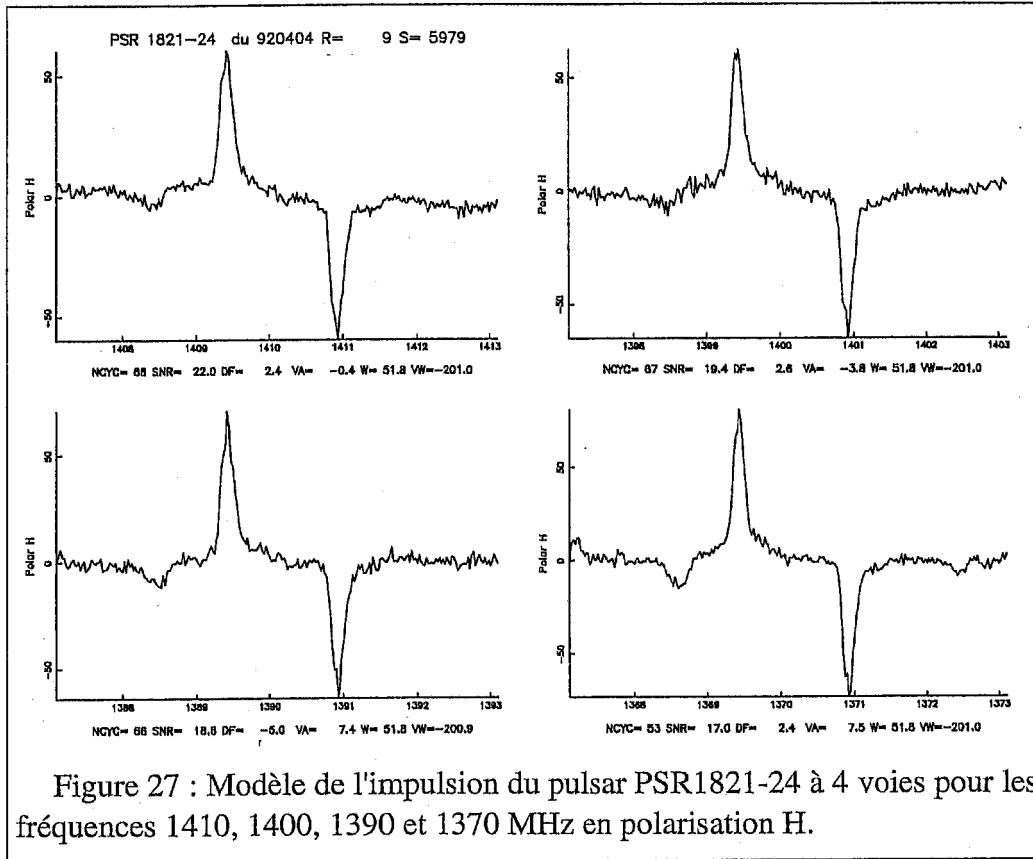
$$\sigma_\tau^2 = \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \tau^2} \right)^{-1} = \frac{\sigma^2}{2b \sum k^2 [(R_{pk} R_{sk} + I_{pk} I_{sk}) \cos k\tau + (I_{pk} R_{sk} - R_{pk} I_{sk}) \sin k\tau]}$$

Les modèles d'impulsion de PSR1821-24 et PSR1937+21 à Nançay

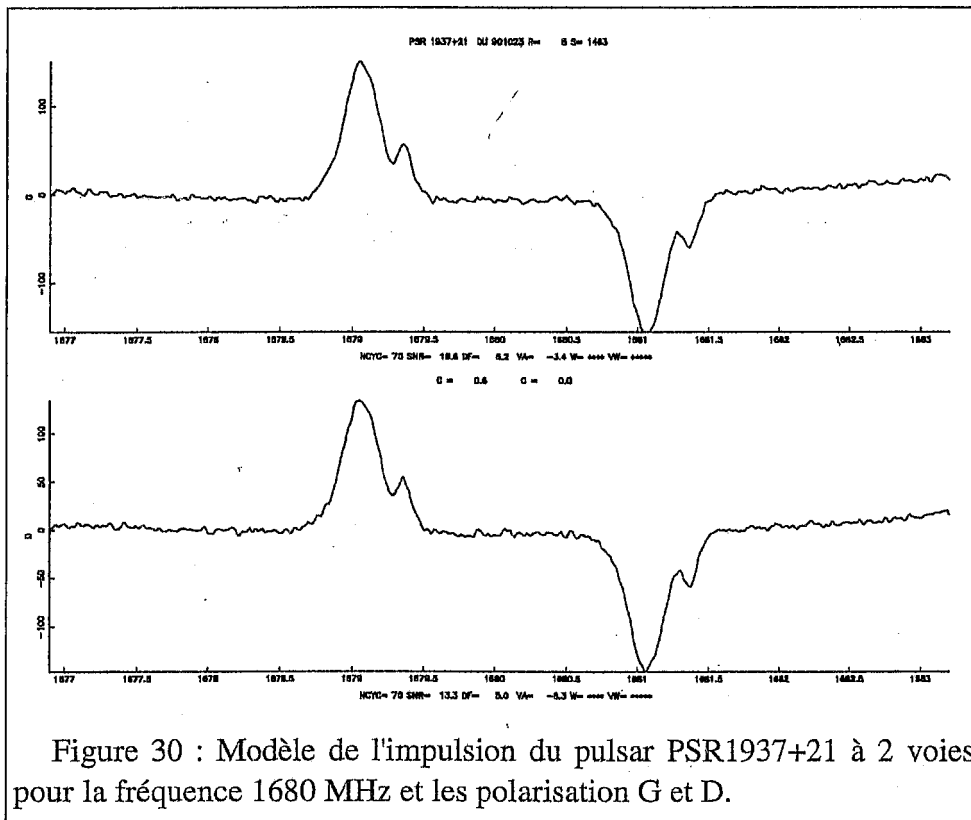
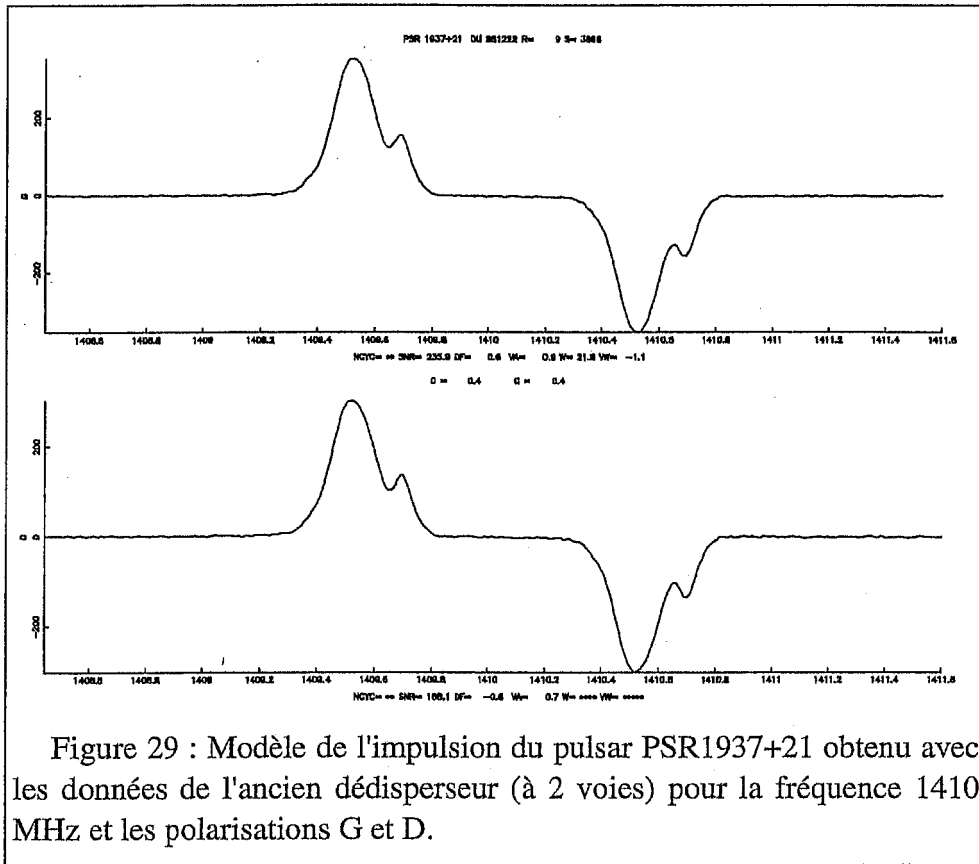
Les observations conduites à Nançay depuis décembre 1988 et durant lesquelles nous avons changé notre stratégie d'observation (voir tables 1 et 2 chapitre 3) nécessitent de prendre en compte des modèles différents.

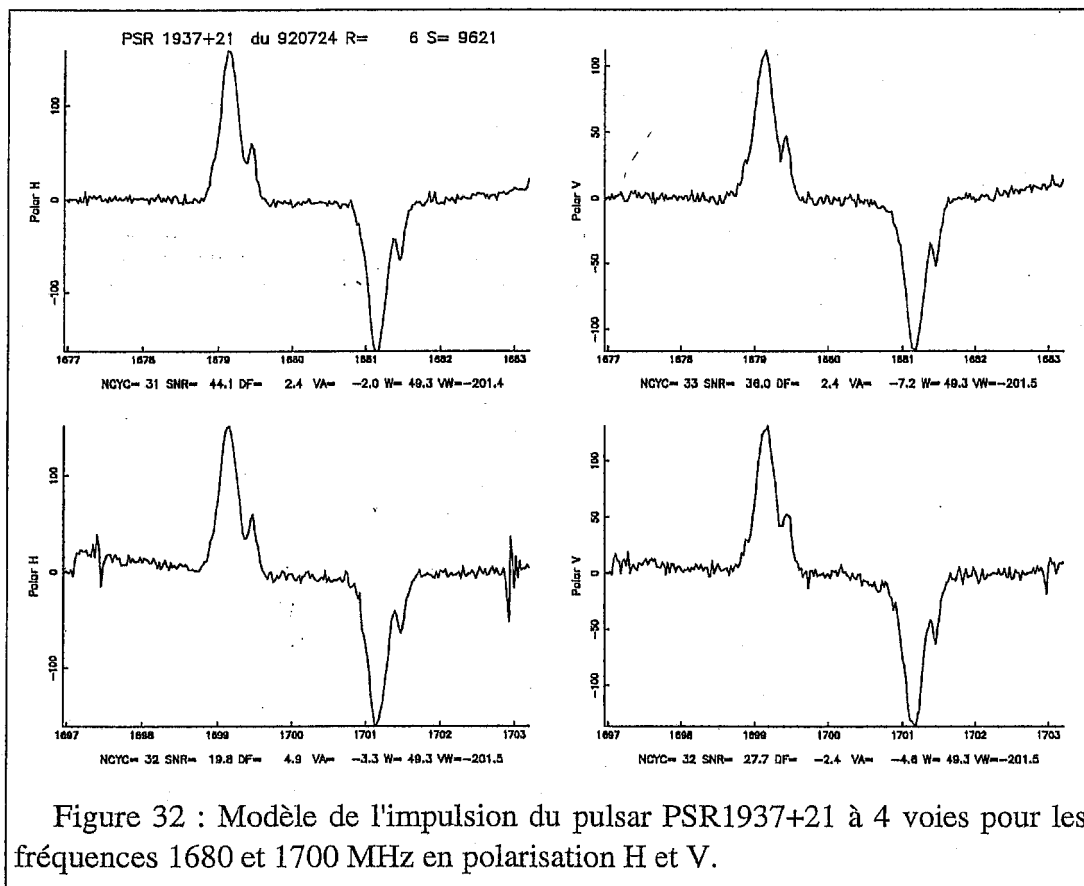
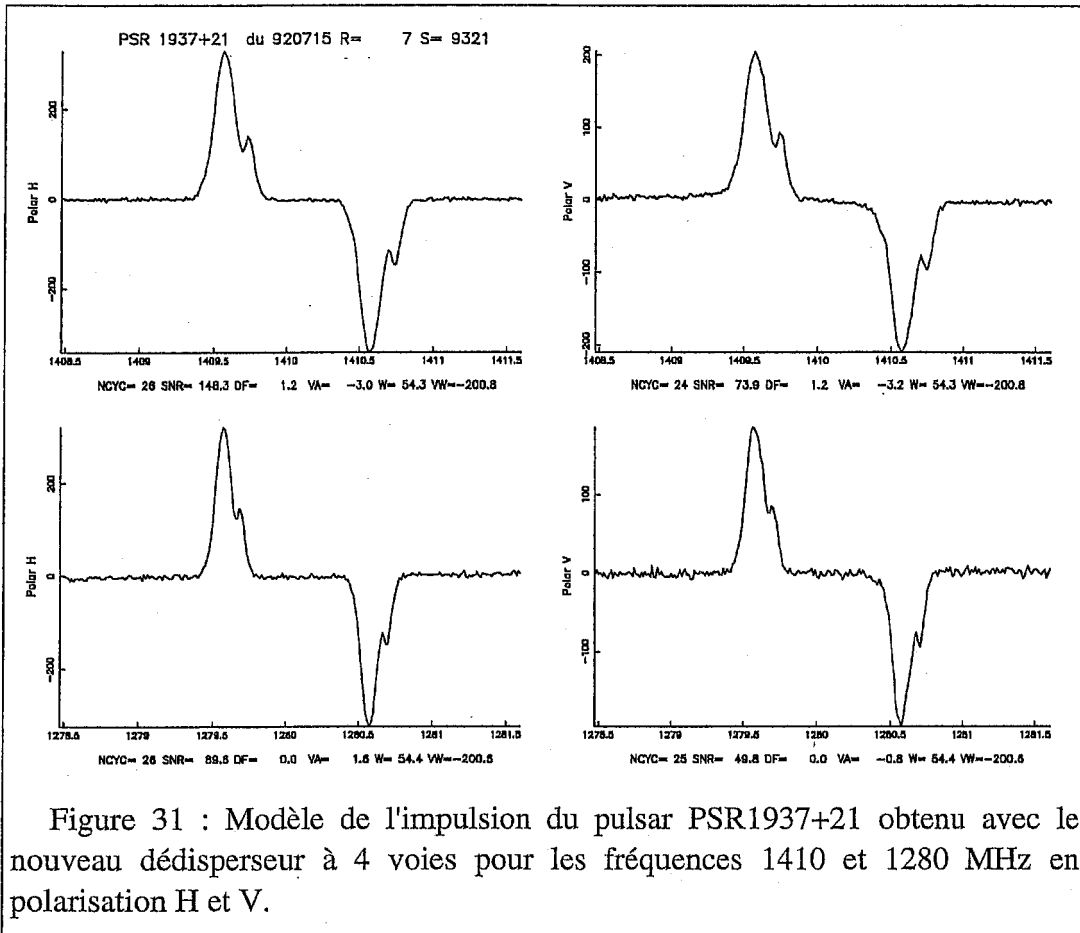
Pour le pulsar PSR1821-24, les modèles actuellement utilisés dans la réduction sont montrés dans les figures ci-dessous. Les polarisations sont soit linéaires Horizontale (H) et Verticale (V), soit circulaires Gauche (G) et Droite (D).

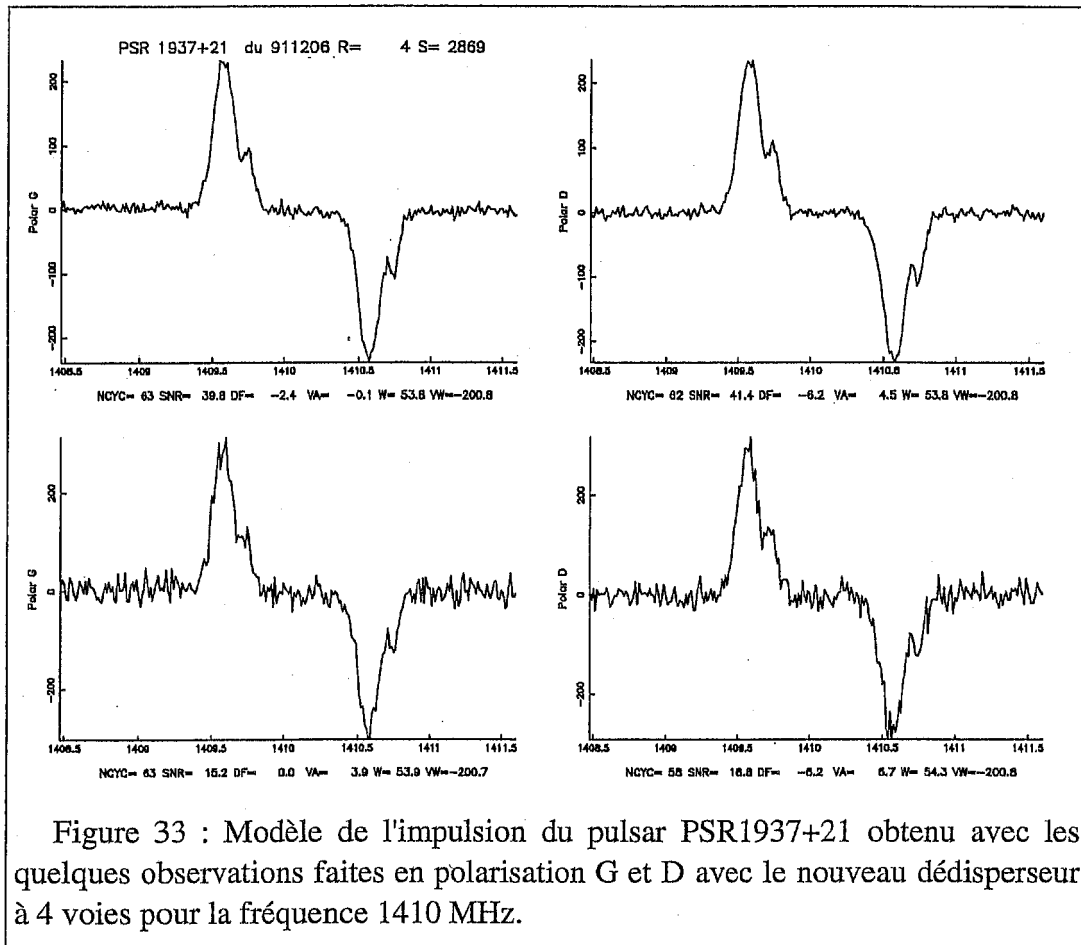




Pour le pulsar PSR1937+21, les modèles utilisés dans la réduction sont les suivants :







Pour le pulsar PSR1937+21, nous avons, dans un premier temps, étudié les différences entre profils à même fréquence mais à polarisation différente. Nous montrons ci-dessous la superposition à 1410 et 1680 MHz des polarisations G et D (figures 34 et 35), ainsi qu'à 1410 MHz entre les polarisations H et V (figure 36).

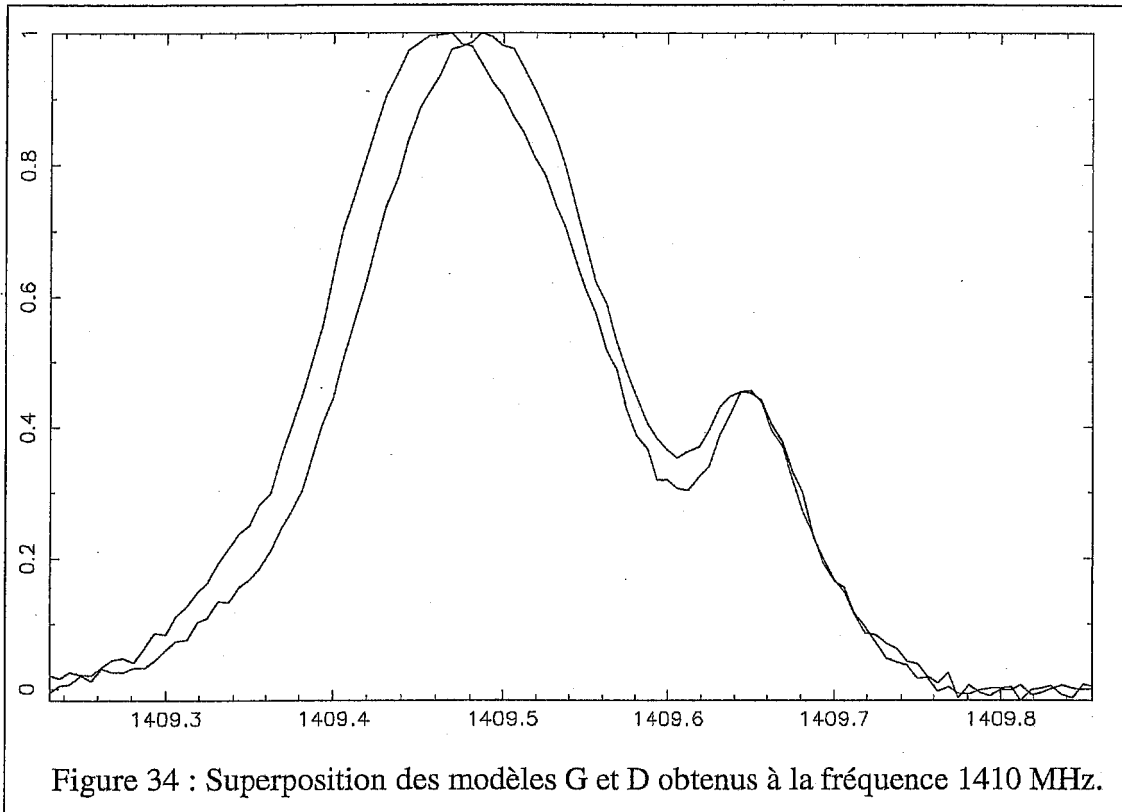


Figure 34 : Superposition des modèles G et D obtenus à la fréquence 1410 MHz.

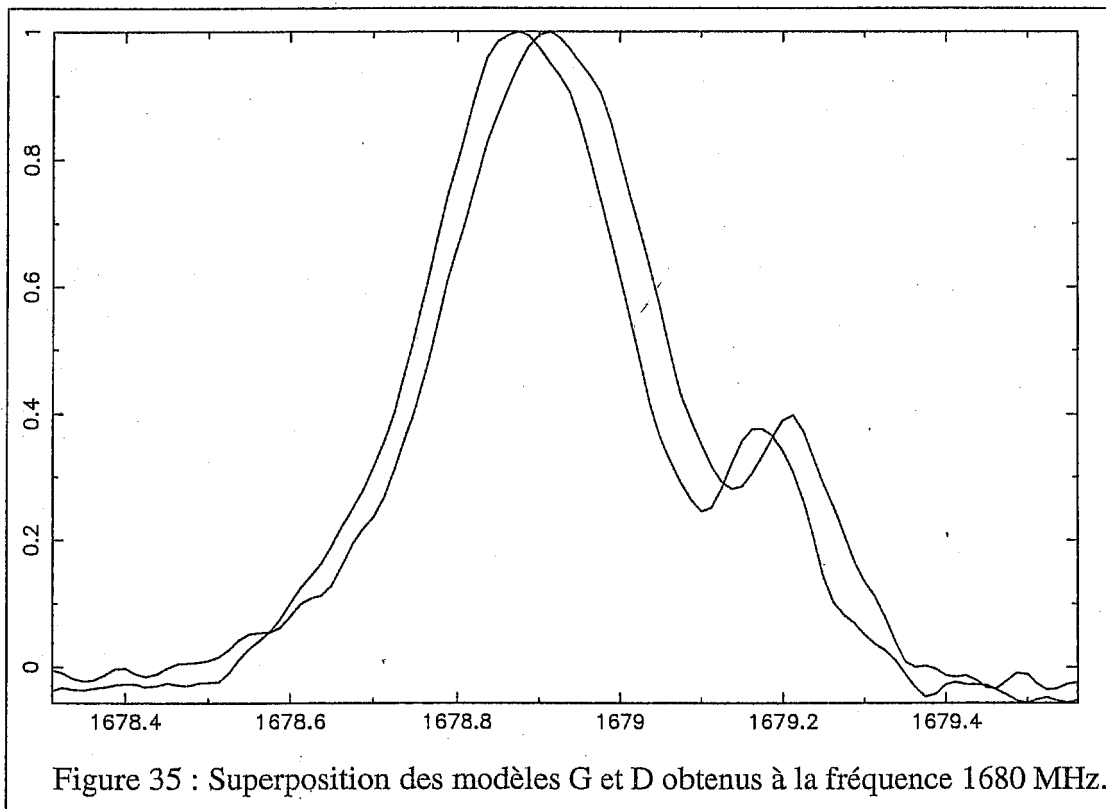
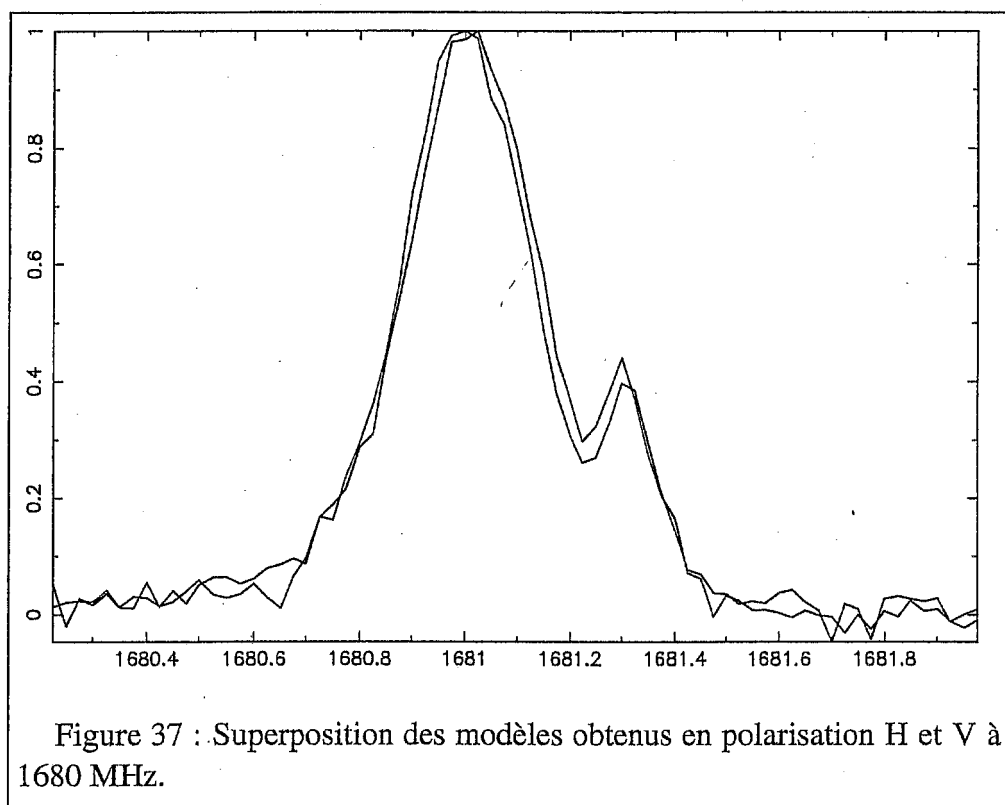
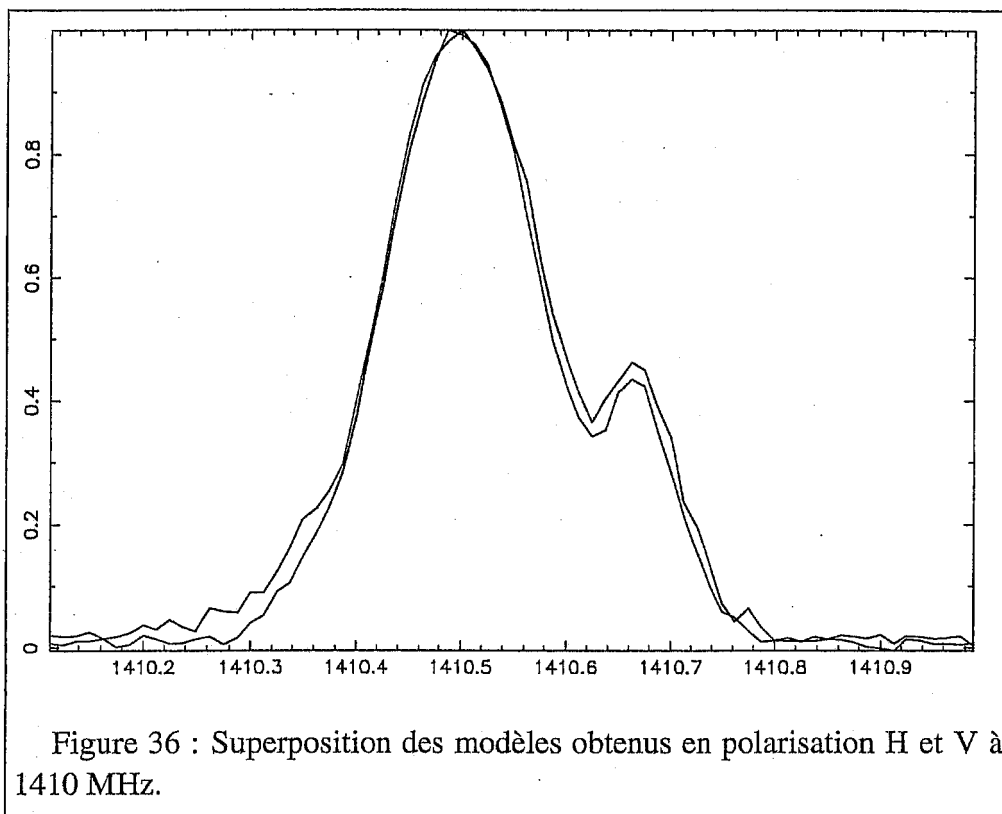


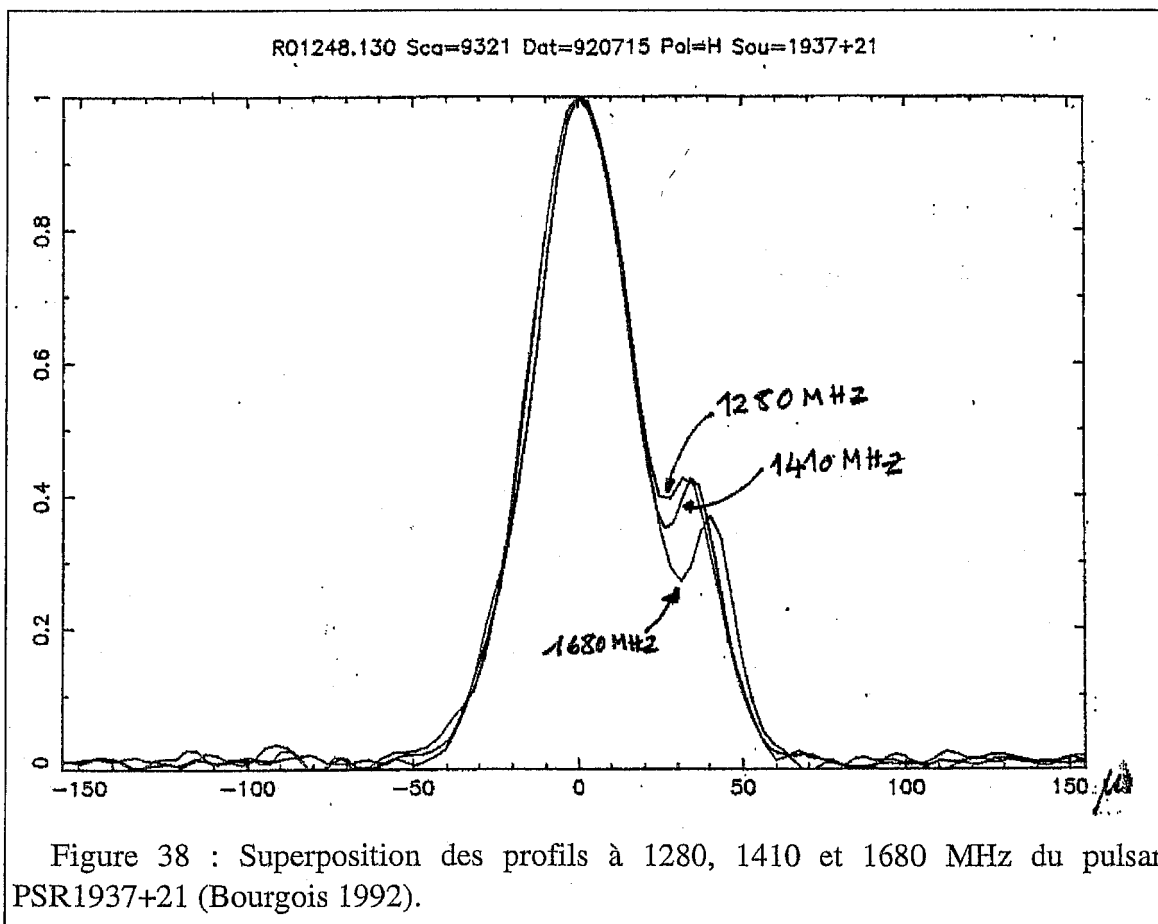
Figure 35 : Superposition des modèles G et D obtenus à la fréquence 1680 MHz.



Remarquons que les pics des modèles entre G et D de la figure 34 sont décalés de ~ 20 kHz ($3.5\mu\text{s}$). Les données de chronométrage 1410 MHz G et D acquises avant le 15 juin 1990 qui ont été réduites avec les modèles de la figure 34 ont été analysées par le

programme d'analyse des temps d'arrivée ANTIOPE. En plus des paramètres du pulsar résolu habituellement (voir paragraphe suivant), nous avons déterminé un écart de phase entre les deux polarisations G et D. L'écart de phase ainsi déterminé est de $+3.54 \pm 0.08 \mu\text{s}$ ce qui confirme l'écart trouvé entre les pics G et D des modèles de la figure 34. Suite à la mise en évidence de cet écart, nous avons identifié son origine dans l'hybride haute-fréquence de la chaîne de réception qui transforme les polarisations H et V en polarisations G et D par modification de la forme de l'impulsion. Un ajustement de cet hybride, le 15 juin 1990, a conduit à modifier cet écart dont la valeur est devenue $-0.82 \pm 0.08 \mu\text{s}$; cette valeur ayant été déterminée par la méthode déjà décrite ci-dessus avec les données à partir du 15 juin 1990. A partir de décembre 1991 nous avons abandonné les observations en polarisation circulaire pour adopter des observations uniquement faites en polarisation linéaire pour éviter de passer par l'hybride haute-fréquence. Notons que dans les figures ci-dessus les deux profils 1410 MHz H et V se superposent "parfaitement". Comme décrit ci-dessus, nous avons aussi résolu un saut de phase entre H et V avec les données correspondantes et trouvé la valeur $+0.39 \pm 0.12 \mu\text{s}$. Cet écart résiduel n'est pas bien identifié techniquement mais il est probable qu'il soit constant dans le temps. La détermination d'un écart de temps d'arrivée global (sur des TOA moyennés en polarisation $G+D=C$) à la date du 15 juin 1990 donne la valeur à 2σ suivante $0.67 \pm 0.26 \mu\text{s}$. Cette valeur peu significative renforce l'hypothèse d'une modification de la forme de l'impulsion par l'hybride sans changement global du temps d'arrivée.

Nous étudions maintenant, pour le pulsar PSR1937+21, les différences entre profils à même polarisation mais à fréquence différente. La figure 38 ci-dessous montre la superposition des 3 profils 1280, 1410 et 1680 MHz de l'impulsion de PSR1937+21.



Ces 3 profils ont été superposés en adoptant, de façon arbitraire, le maximum des profils comme point commun. Il est remarquable que la sous structure qui existe bien dans les 3 profils ne se superpose pas. L'écart de position de la sous structure entre 1280 MHz et 1680 MHz est de $\sim 10 \mu\text{s}$. Insistons à nouveau sur le fait que le calage des profils a été fait de façon arbitraire et que nous aurions pu tout aussi bien aligner la sous structure ; l'écart mentionné ci-dessus aurait affecté les pics de l'impulsion principale.

Le choix du point de référence sur le profil a déjà fait l'objet de discussions préliminaires entre observatoires, mais aucune convention n'a été adoptée pour l'instant. La combinaison entre séries de chronométrage, en particulier entre Nançay et Arecibo (1982-1984) a montré un écart de phase constant de $\sim 80 \mu\text{s}$ qui n'a pas été expliqué, mais n'est pas étonnant compte tenu des choix arbitraires faits par les deux groupes pour la réduction des données. Un écart de phase constant entre observatoires n'est pas en soit un problème, bien que du point de vue de la métrologie, ces écarts devraient être compris ou éliminés par un choix approprié de convention. Nous n'en sommes pas là mais notons, par exemple, que pour la détermination du DM (chapitre 5) à l'aide de deux fréquences prises dans deux observatoires différents, le saut de phase introduirait une différence de valeur du DM mais n'affecterait pas ses variations. Nous verrons au chapitre 5 que le niveau absolu du DM n'est pas critique.

En l'état actuel, le changement de stratégie effectué en décembre 1991 (les observations en polarisation circulaire sont maintenant faite en polarisation linéaire) se traduit par l'ajustement d'un écart de phase à cette date (01/12/1991). A plus long terme, il faudra déterminer cet écart de façon plus directe à partir des observations et inclure cette correction au niveau de l'analyse.

Importance du modèle pour la réduction

Traditionnellement, on intègre tous les profils journaliers détectés pendant une longue série de chronométrage. Ceci dans le but de produire un profil moyen qui devient le modèle nécessaire à la technique du filtrage adapté mis en oeuvre sur les profils journaliers. Nous suivons actuellement cette méthode de réduction. Cependant, il est intéressant de rapporter les résultats de notre étude sur l'importance du modèle avec cette technique. Nous avons effectué une réduction d'une longue série de chronométrage, non pas avec un profil moyen comme modèle, mais avec un simple profil journalier de SNR grand, moyen et petit.

Modèle	SNR	Nombre TOA	W RMS (μs)
modèle intégré	325.	309	0.393
le 14 mars 1990	40.	309	0.397
le 30 juillet 1991	12.	309	0.506
le 14 octobre 1989	5.	308	0.828
gaussienne	---	309	0.471

Table 3 : Comparaison de l'utilisation de différents modèles dans la réduction par technique du filtrage adapté (en terme d'écart-type sur les résidus après analyse par ANTIOPE).

Notons que l'utilisation du profil du 14 mars 1990 à grand SNR n'influence pas significativement le résultat de la réduction par la technique du filtrage adapté. Toutefois, ce résultat est légèrement dégradé lors de l'utilisation d'un profil journalier de moindre qualité (profils des 30 juillet 1991 et 14 octobre 1989), ou de l'utilisation d'une gaussienne (voir page 62).

Etablissement de l'échelle de fréquence dans la méthode de réduction à Nançay

Les profils journalier et modèle sont des spectres qui sont représentés par des tableaux indicés en canaux spécifiés par l'autocorrélateur. Les canaux du profil journalier correspondent directement à des fréquences fixées par le mode d'observation choisi dans le MAP (voir plus loin). Par contre les canaux du modèle intégré ont perdu leur correspondance en fréquence à proprement parler. La méthode de cross-corrélation des deux profils gradués en canaux permet de déterminer le décalage en canaux entre ces deux profils. La détermination finale de la fréquence d'arrivée (en MHz) est faite en reprenant l'échelle de fréquence du profil journalier et en ajoutant le décalage trouvé ci-dessus mais converti en fréquence à l'aide de la résolution de l'autocorrélateur comme illustré dans la figure par un exemple.

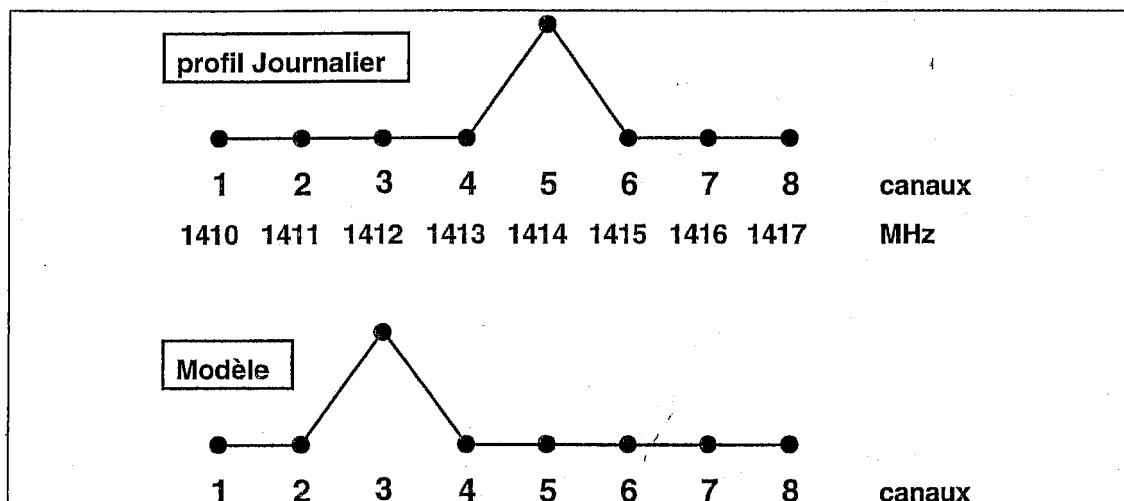


Figure 39 : Détermination de la fréquence d'arrivée d'un profil Journalier à l'aide d'un Modèle. Un canal, ici le n°3 par exemple, est choisi comme point de référence sur l'impulsion Modèle. En superposant profil Journalier et Modèle, ce canal n°3 correspond à la fréquence 1412 MHz sur le profil Journalier. L'algorithme de cross-corrélation détermine le décalage entre le profil Journalier et le Modèle superposés, ici le décalage est de +2. La fréquence d'arrivée de l'impulsion du profil Journalier est la somme de la fréquence du profil Journalier correspondant au canal de référence du Modèle (1412 MHz) et du décalage converti en fréquence (2 MHz). Dans l'exemple ci-dessus, la fréquence d'arrivée est $1412+2=1414$ MHz. Remarquons que si l'impulsion Modèle était placée différemment par rapport aux canaux numérotés (impulsion maximum au canal 6, par exemple), la fréquence d'arrivée resterait la même. En revanche, si l'impulsion reste au même endroit mais que le point de référence de l'impulsion n'est pas le même (la fin de l'impulsion au canal n°4, par exemple), la fréquence d'arrivée ne sera évidemment plus la même. Ce dernier point prend toute son importance lorsque différents points de référence doivent être choisis sur des impulsions Modèles obtenues à différentes fréquences.

Le programme TIMING

Les relations de la méthode de cross-corrélation ont été codées dans le programme TIMING. Ce programme effectue la méthode de cross-corrélation sur les spectres enregistrés dans le fichier de résultat RESULTATFILE. Le programme produit un fichier TIMING.PREANT (PréAntiope) contenant la **fréquence d'arrivée** et le **temps d'arrivée** de chaque impulsion observée. Le fichier TIMING.LOG contient, lui, le résultat sous forme du décalage en canal, avec l'incertitude estimée, et le modèle utilisé.

La **fréquence d'arrivée** est déterminée selon la procédure exposée au paragraphe précédent à partir du retard déterminé par la méthode du filtrage adapté.

Le **temps d'arrivée**, à associer à la fréquence d'arrivée déterminée par la méthode que nous venons de décrire, est en fait le temps auquel a démarré l'observation. La seconde Rubidium entière est imposée par l'observateur. L'heure de départ est conservée dans la rubrique 9 du résultat (la structure de l'en-tête d'un résultat est constituée de 36 rubriques ou variables) sous forme du nombre de secondes entre le début de l'observation et 12h de la date du passage au méridien. Il s'y ajoute la phase de départ calculée ϕ_d par le dédisperseur à partir des prédictions de temps d'arrivée. Cette phase de départ en tour, stockée dans les rubriques 31 et 32, est convertie en temps à l'aide de la période apparente du pulsar du jour P_j trouvée dans la rubrique 10.

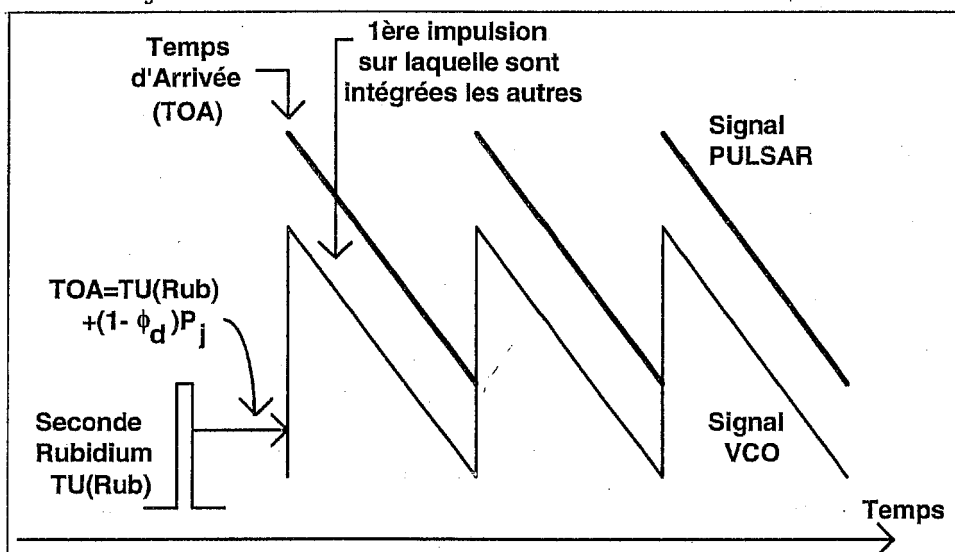


Figure 40 : Principe de calcul du temps de départ du balayage par le dédisperseur, ceci est le temps d'arrivée (TOA) de la première impulsion sur laquelle sont intégrées toutes les autres et qui sert d'origine. La réduction a pour but la détermination de la fréquence d'arrivée correspondant à ce temps d'arrivée (TOA). P_j est la période du pulsar du jour et ϕ_d la phase de départ en tour calculée par le dédisperseur à partir des prédictions de temps d'arrivée.

Les figures suivantes 41 et 42 montrent la fonction $f(\tau)$ utilisée dans la méthode de cross-corrélation (voir page 64).

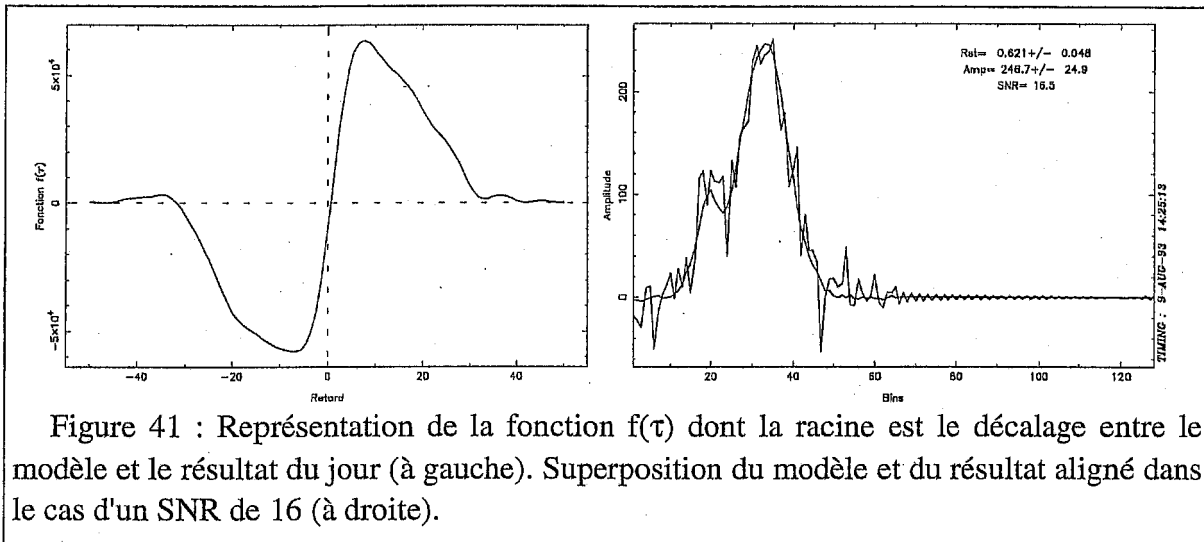


Figure 41 : Représentation de la fonction $f(\tau)$ dont la racine est le décalage entre le modèle et le résultat du jour (à gauche). Superposition du modèle et du résultat aligné dans le cas d'un SNR de 16 (à droite).

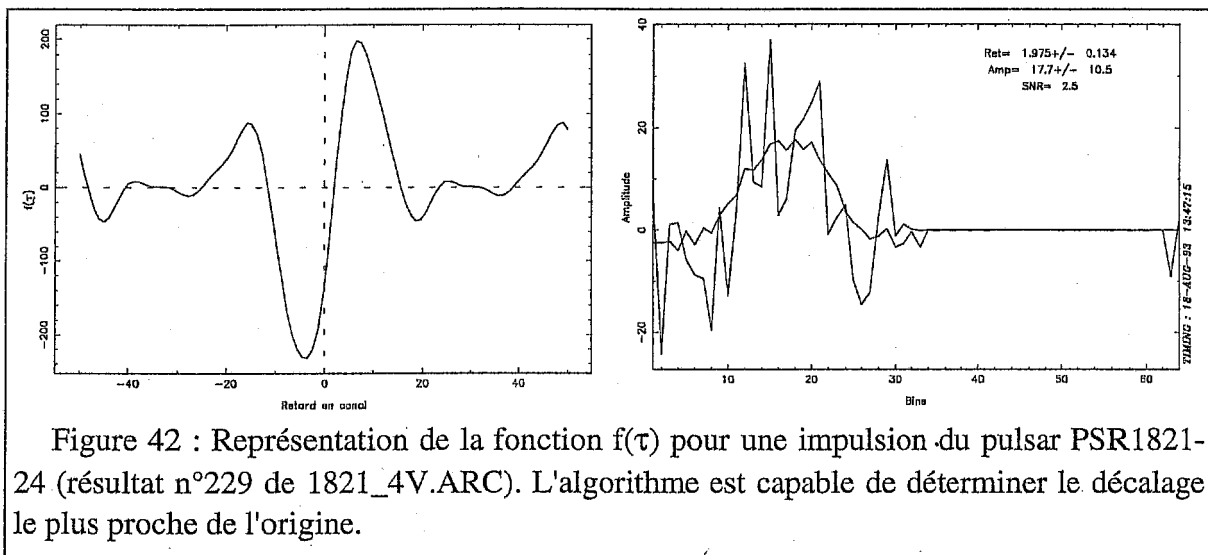





Figure 42 : Représentation de la fonction $f(\tau)$ pour une impulsion du pulsar PSR1821-24 (résultat n°229 de 1821_4V.ARC). L'algorithme est capable de déterminer le décalage le plus proche de l'origine.

Les transformées de Fourier calculées sur le modèle et le profil journalier ne sont pas effectuées sur tout le tableau fourni par l'autocorrélateur (512 points avec l'ancien dédispenseur à 2 voies, 256 avec la nouvelle version à 4 voies). Nous avons comparé plusieurs cas de figures : (1) la transformation de Fourier est effectuée uniquement sur les points du tableau contenant l'impulsion (32 points pour PSR1821 et 64 points pour PSR1937), (2) la transformée est effectuée sur deux fois plus de points, les 32 ou 64 points qui contiennent l'impulsion sont complétés par des zéros, enfin (3) le tableau entier de 512 ou 256 points est complété par des zéros là où l'impulsion est absente. Nous avons effectué une analyse complète des données du 1er trimestre 1992 (107 jours) avec ANTIOPE, l'écart-type (Weighted RMS) est utilisé pour comparer ces différentes méthodes :

Méthode	(1) 	(2) 	(3) 
W RMS (μ s)	0.420	0.414	0.422

Malgré le faible écart entre ces résultats, nous avons retenu la méthode (2). Avant le calcul de la transformée de Fourier, l'impulsion est complétée d'autant de zéros que de points choisis pour l'impulsion.

Avec le programme TAYLSNR, j'ai regardé le comportement de l'incertitude en fonction du rapport signal-sur-bruit. Pour cela j'ai généré des profils gaussiens auxquels j'ai ajouté du bruit avec une amplitude variable. L'incertitude déterminée par la méthode de cross-corrélation a été tracée en fonction du rapport signal-sur-bruit. Contrairement à la méthode qui détermine le retard par interpolation parabolique autour du minimum du χ^2 calculé dans le domaine temporel, cette méthode ne présente pas de saturation aux grands SNRs (Taylor 1990). De plus, en faisant varier le nombre de points total du tableau (en gardant constante la largeur relative du profil par rapport à ce nombre de points total), on voit que l'incertitude reste identique à même rapport signal-sur-bruit, seule une dispersion plus grande est observée lorsque le nombre de points diminue.

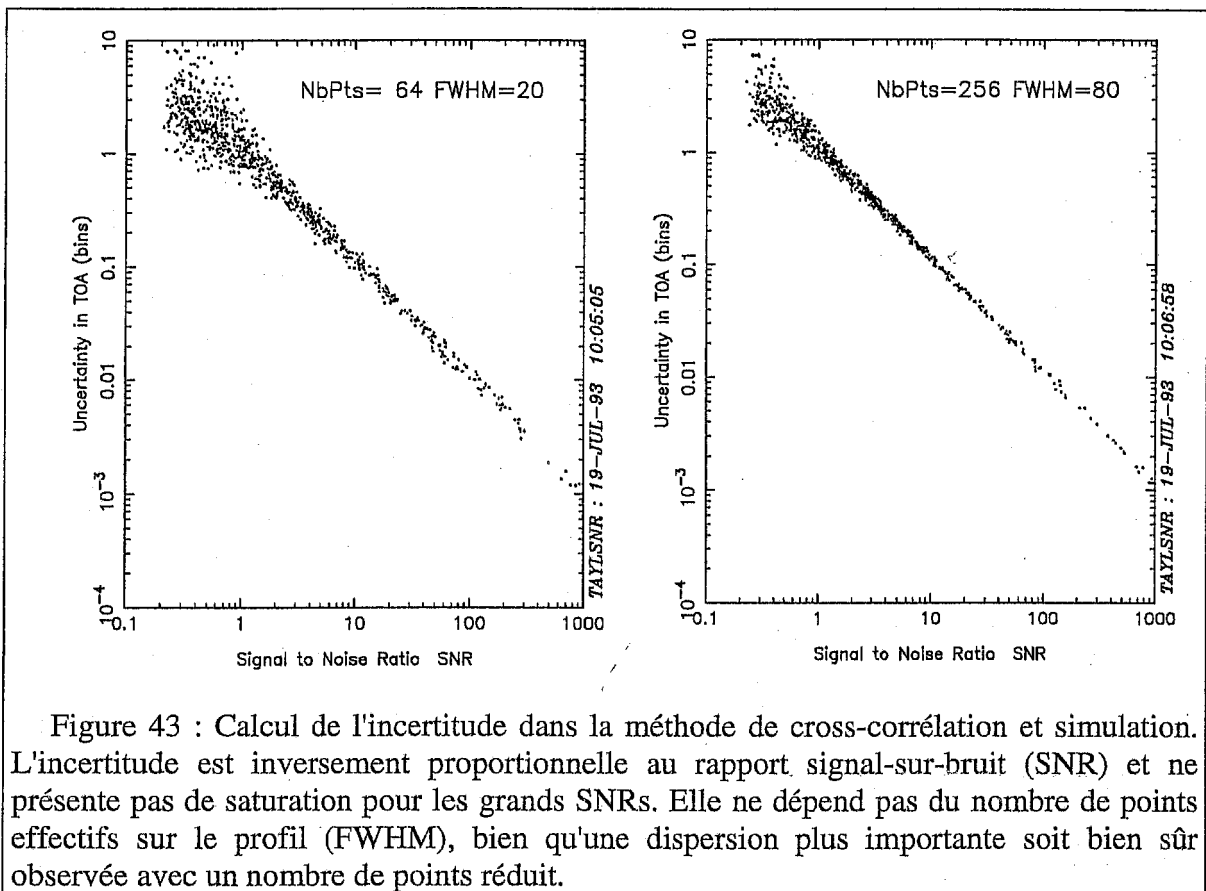


Figure 43 : Calcul de l'incertitude dans la méthode de cross-corrélation et simulation. L'incertitude est inversement proportionnelle au rapport signal-sur-bruit (SNR) et ne présente pas de saturation pour les grands SNRs. Elle ne dépend pas du nombre de points effectifs sur le profil (FWHM), bien qu'une dispersion plus importante soit bien sûr observée avec un nombre de points réduit.

A ce stade de la réduction, nous disposons de temps et de fréquence d'arrivée bruts pour chaque impulsion observée à Nançay et consignée dans le fichier TIMING.PREANT. Plusieurs étapes sont nécessaires avant l'analyse de ces données de chronométrage à l'aide d'un modèle de propagation pour déterminer les paramètres du pulsar et obtenir la distribution des résidus de chronométrage.

Préparation des données de chronométrage pour l'analyse

Une première phase, effectuée par le programme REDPSR, consiste à obtenir les temps d'arrivée dans une **échelle de temps** plus conventionnelle : UTC. En effet, des corrections provenant du fichier CHRONO.TV qui contient les écarts UT Nançay - UT Observatoire de Paris permettent de raccorder les temps d'arrivée à l'UTC Observatoire de Paris. Ensuite, le fichier UTC.DAT qui contient les différences entre UTC Paris et UTC permet

d'exprimer les temps d'arrivée dans cette échelle conventionnelle. Des corrections de mouvement du pôle (mesuré par VLBI) sont introduites par le fichier IRIS.DAT qui contient également l'angle de rotation de la Terre, UT1-UTC, qui exprime les irrégularités de rotation de la Terre. J'ai, de plus, inclus à ce niveau le calcul de la position de la Terre par rapport à une éphéméride du Jet Propulsion Laboratory DE200 ou DE202. Ainsi, d'un fichier TIMING.PREANT, le programme REDPSR produit deux fichiers : TIMING.UTC avec les TOA exprimés en UTC et les paramètres d'orientation de la Terre (mouvement du pôle, UT1-UTC) et le fichier TIMING.EAR qui contient la position de la Terre pour chaque TOA observé.

La deuxième phase permet d'effectuer **intégration** et **tri** sur les données. En effet, il est possible d'intégrer (c'est à dire de moyenniser les fréquences d'arrivée) deux observations si elles présentent des caractéristiques communes. Pour cela, les temps d'arrivée doivent être identiques (phases de départ égales). Ceci implique que Source et Comparaison ne sont pas intégrables et que les fréquences visées doivent être identiques. Bien sûr, il doit s'agir de deux observations d'une même impulsion, principale ou secondaire. En conclusion, il est essentiellement possible d'intégrer sur les polarisations : faire l'intégration des polarisations G, D, H ou V ou encore d'intégrer G+D, H+V ou encore G+D+H+V. J'ai inclus dans le programme TRIPSR la possibilité de sélectionner les observations selon leur date, leur polarisation, leur nombre de cycles, l'amplitude du pulsar ou encore le rapport signal-sur-bruit de l'observation. Ce programme produit les mêmes fichiers de sortie TIMING.UTC et TIMING.EAR dans une nouvelle version.

J'ai d'autre part développé un programme pour échanger des données avec d'autres groupes de chronométrage dans le monde : TFITOAF. Ce programme offre la possibilité de transformer les données dans les deux sens : du format Preant vers le format ITOAF (International TOA Format) ou l'inverse. C'est ainsi que des données ont été échangées entre notre groupe et l'équipe de Princeton qui observe avec le radiotélescope d'Arecibo.

Le modèle d'analyse dans ANTIOPE

Le programme d'analyse ANTIOPE contient un modèle pour le calcul des temps d'arrivée et une procédure d'ajustement des paramètres du pulsar. Il s'agit de modéliser la propagation du signal émis par le pulsar jusqu'à sa réception sur Terre. Une comparaison est effectuée entre les temps d'arrivée mesurés et les temps d'arrivée calculés par un modèle. L'analyse consiste à ajuster les paramètres du pulsar (période, dérivée de la période, position, mouvement propre, parallaxe, phase initiale) dans le modèle qui permettent d'ajuster au mieux les temps d'arrivée calculés aux temps d'arrivée mesurés. Rappelons le modèle de propagation.

Une impulsion n est émise au pulsar au temps-coordonnée T_n et reçue au radiotélescope au temps-coordonnée t_n . Alors selon Hellings (1986) :

$$T_n - t_n = \frac{|\vec{R}_n - \vec{r}_n|}{c} + \tau_R + \tau_{\text{Disp}}$$

où \vec{R}_n et \vec{r}_n sont les positions par rapport au barycentre du système solaire du pulsar au temps T_n et du radiotélescope au temps t_n , respectivement. τ_R est le délai Shapiro de la Relativité Générale et le dernier terme τ_{Disp} est le délai dispersif produit par la présence

d'électrons libres le long de la ligne de visée. En pratique le vecteur \vec{R}_n n'est pas connu a priori avec suffisamment de précision pour raccorder sans ambiguïtés les TOAs mesurés à des instants différents. Mais comme $\|\vec{R}_n\|$ est grand devant $\|\vec{r}_n\|$, on peut faire un développement limité du terme

$$\frac{|\vec{R}_n - \vec{r}_n|}{c}$$

en fonction de $\|\vec{r}_n\|/\|\vec{R}_n\|$, la parallaxe du pulsar qui est une quantité très petite. Après développement, on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{|\vec{R}_n - \vec{r}_n|}{c} = & +\frac{1}{c} \vec{r}_n \cdot (\vec{k}_0 + \vec{\mu}_0 \times (t_n - t_0)) \\ & - \frac{1}{2c} \frac{\vec{r}_n^2 - (\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_n)^2}{R_0} \\ & - \frac{1}{2c} R_0 \|\vec{\mu}_0\|^2 (t_n - t_0)^2 + \dots \end{aligned}$$

où \vec{k}_0 est la direction du pulsar, $\vec{\mu}_0$ son mouvement propre et t_0 une origine arbitraire. R_0 est la distance du pulsar à t_0 , elle n'est pas connue avec suffisamment de précision mais le terme quadratique

$$-\frac{1}{2c} R_0 \|\vec{\mu}_0\|^2 (t_n - t_0)^2$$

peut être ignoré car il a la même signature que la dérivée de la période qui absorbe alors cet effet dans l'ajustement. La dérivée de la période devient ainsi conventionnelle, et nous adoptons la même convention que dans le logiciel TEMPO d'analyse des temps d'arrivée développé à Princeton.

La vitesse de propagation des ondes radio dans le milieu interstellaire dépend des conditions physiques qui y règnent. Ce milieu est habituellement considéré comme un plasma froid très raréfié. La vitesse de propagation d'une onde radio y est :

$$v_g = c_0 \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$$

c_0 étant la vitesse de la lumière dans le vide, ω_p la fréquence plasma et ω la fréquence de l'onde. La fréquence plasma dépend de la densité électronique N et est donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}}$$

où e est la charge de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide et m la masse de l'électron.

Calculons le temps nécessaire pour parvenir du pulsar à une distance L , en remarquant que $\omega \gg \omega_p$:

$$t = \int_0^L \frac{dl}{v_g} \approx \frac{1}{c_0} \int_0^L \left(1 + \frac{e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m v^2} N(l)\right) dl$$

$$t = \frac{L}{c_0} + \frac{e^2}{8\pi^2 c_0 \epsilon_0 m v^2} \int_0^L N(l) dl$$

l'intégrale de la densité électronique de plasma sur la ligne de visée est la densité surfacique électronique de la colonne de visée; elle est appelée *mesure de dispersion* et notée DM, la constante k est telle que l'unité du DM soit le $\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$. Le retard de dispersion est ainsi :

$$\tau_{\text{Disp}} = \frac{k \text{ DM}}{v^2} \quad \text{avec} \quad k = \frac{e^2}{8\pi^2 c \epsilon_0 m}$$

en suivant les recommandations de Manchester & Taylor (1977), nous adopterons la valeur arrondie $k=1/2.41 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}^{-1} \cdot \text{MHz}$.

Dans le système de coordonnées du pulsar (temps T), la phase rotationnelle du pulsar par rapport à une origine T_0 arbitraire est pour l'impulsion n :

$$\phi(T_n) = \phi_0 + \frac{1}{P_0} \times (T_n - T_0) - \frac{1}{2} \times \frac{\dot{P}}{P_0^2} \times (T_n - T_0)^2 - \frac{1}{6} \times \frac{\ddot{P}}{P_0^3} \times (T_n - T_0)^3$$

où ϕ_0 est l'offset de phase, P_0 , \dot{P} et \ddot{P} la période du pulsar et ses dérivées à l'origine T_0 . Dans le modèle, la position du centre de la Terre est lue dans l'éphéméride du Jet Propulsion Laboratory DE202 ou DE200. On obtient la position de la station par rapport au barycentre du système solaire avec les coordonnées de la station de Nançay sur Terre.

Les temps d'arrivée doivent être donnés par rapport à l'échelle de temps atomique qui définit la seconde et présente la plus grande stabilité. On peut utiliser l'échelle de Temps Atomique International (TAI) ou d'autres comme les échelles BIPM et PTB. Une transformation relativiste est nécessaire entre le Temps Terrestre (TT), tel qu'il se mesure sur la Terre soumise au potentiel gravitationnel du Soleil, et le Temps Barycentrique (TB), qui est le temps-coordonnée au Barycentre du système solaire. Il est utilisé la transformation analytique classique de Fukushima (1988) où seulement les termes périodiques ont été gardés pour suivre les recommandations de l'UAI (Union Astronomique Internationale).

Enfin, signalons qu'avec les conventions de signes choisies dans le modèle et appliquées dans ANTIOPE, une impulsion qui arrive en retard (avec un temps d'arrivée observé postérieur au temps d'arrivée calculé) présente un résidu (O-C : Observé - Calculé) positif.

Résultats de chronométrage obtenus à Nançay

Nous présentons ci-dessous les résultats de chronométrage actuellement disponibles pour les deux pulsars millisecondes PSR1821-24 et PSR1937+21 suivis à Nançay.

Nous commençons par le résultat obtenu sur le pulsar PSR1937+21 à la fréquence de 1410 MHz avec toutes les données disponibles depuis décembre 1988. Les paramètres déterminés par l'analyse sont donnés dans la table ci-dessous.

Paramètres	Valeur
Période (s)	0.001557806472448826(3)
1 ^{ère} Dérivée de la Période (s/s)	$1.051208(2) \times 10^{-19}$
2 ^{nde} Dérivée de la Période (s/s ²)	$-1.14(4) \times 10^{-31}$
Ascension droite (J2000.0)	19 ^h 39 ^m 38 ^s .558720(2)
Declinaison (J2000.0)	21°34'59.13743(3)"
Mouvement Propre en A.D. (mas/year)	-0.47(2)
Mouvement Propre en Dec. (mas/year)	-0.53(2)
Mesure de Dispersion (pc.cm ⁻³)	déterminé à Arecibo & Nançay
Epoque d'origine (JD)	2448500.0

Table 4 : Paramètres du pulsar PSR1937+21 déterminés par l'analyse effectuée par ANTIOPE pour 526 observations. Les chiffres entre parenthèses sont les incertitudes formelles sur les dernières décimales.

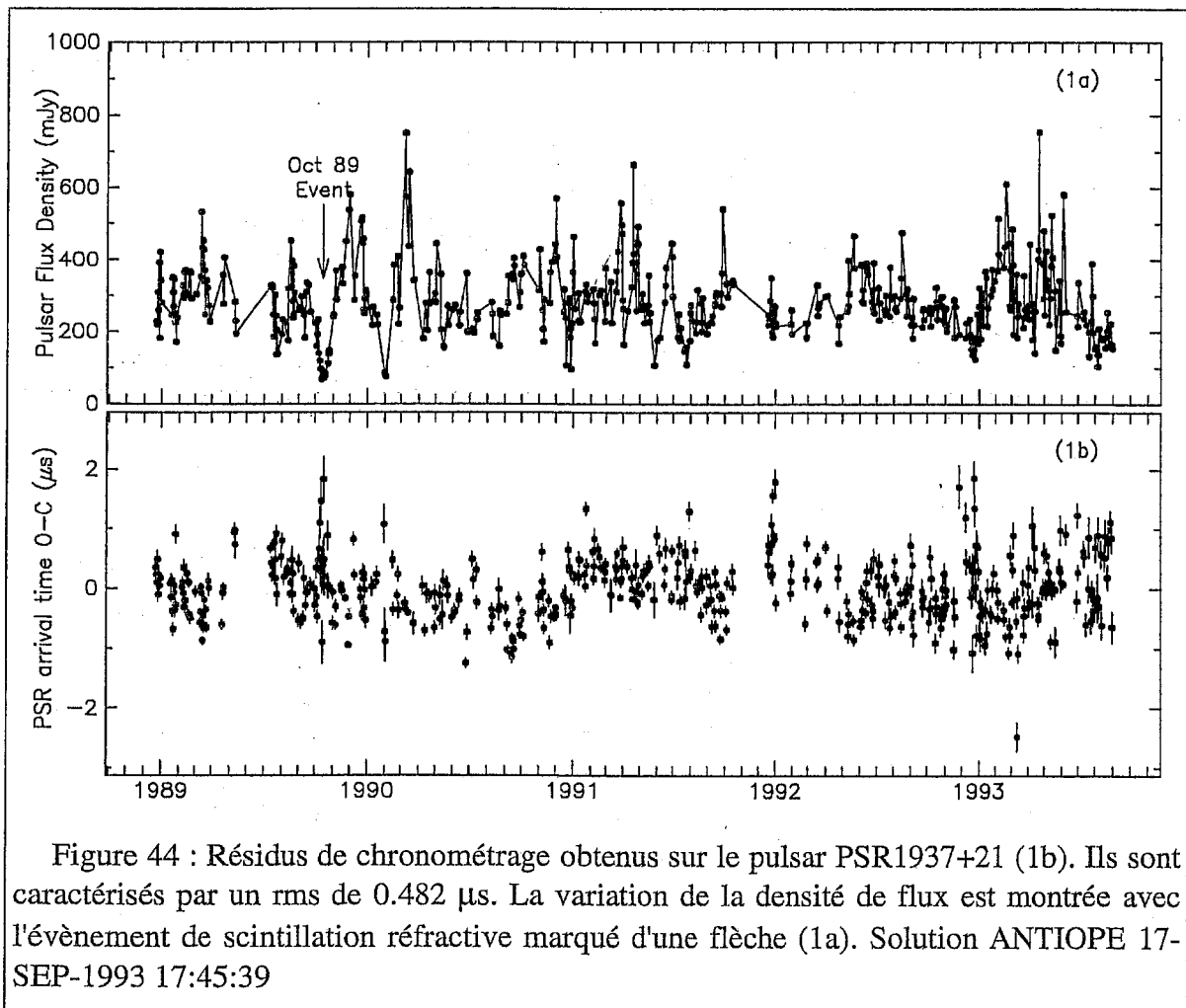


Figure 44 : Résidus de chronométrage obtenus sur le pulsar PSR1937+21 (1b). Ils sont caractérisés par un rms de 0.482 μs. La variation de la densité de flux est montrée avec l'évènement de scintillation réfractive marqué d'une flèche (1a). Solution ANTIOPE 17-SEP-1993 17:45:39

Un écart de temps d'arrivée entre les polarisations circulaires (C) acquises jusqu'au 16 octobre 1991 et les polarisations linéaires (L) acquises à partir du 19 décembre 1991 a pour l'instant été déterminé au moment de l'analyse par ANTIOPE. La valeur trouvée est de $2.05 \pm 0.11 \mu\text{s}$. Ultérieurement, cette étape ne sera plus effectuée le raccordement aura lieu au moment de la réduction après une détermination plus expérimentale de cet écart.

Les résultats obtenus sur le pulsar PSR1821-24 sont montrés dans la table et la figure ci-dessous.

Paramètres	Valeur
Période (s)	0.003054314705688138(30)
1 ^{ère} Dérivée de la Période (s/s)	$1.6187607(9) \times 10^{-18}$
2 ^{nde} Dérivée de la Période (s/s ²)	$1.632(65) \times 10^{-30}$
Ascension droite (J2000.0)	18 ^h 24 ^m 32 ^s .005813(14)
Declinaison (J2000.0)	-24°52'10.70216(352)"
Mouvement Propre en A.D. (mas/year)	-1.27(17)
Mouvement Propre en Dec. (mas/year)	3.05(302)
Mesure de Dispersion (pc.cm ⁻³)	119.873
Epoque d'origine (JD)	2448500.0

Table 5 : Paramètres du pulsar PSR1821-24 déterminés par l'analyse effectuée par ANTIOPE pour 305 observations. Les chiffres entre parenthèses sont les incertitudes formelles sur les dernières décimales.

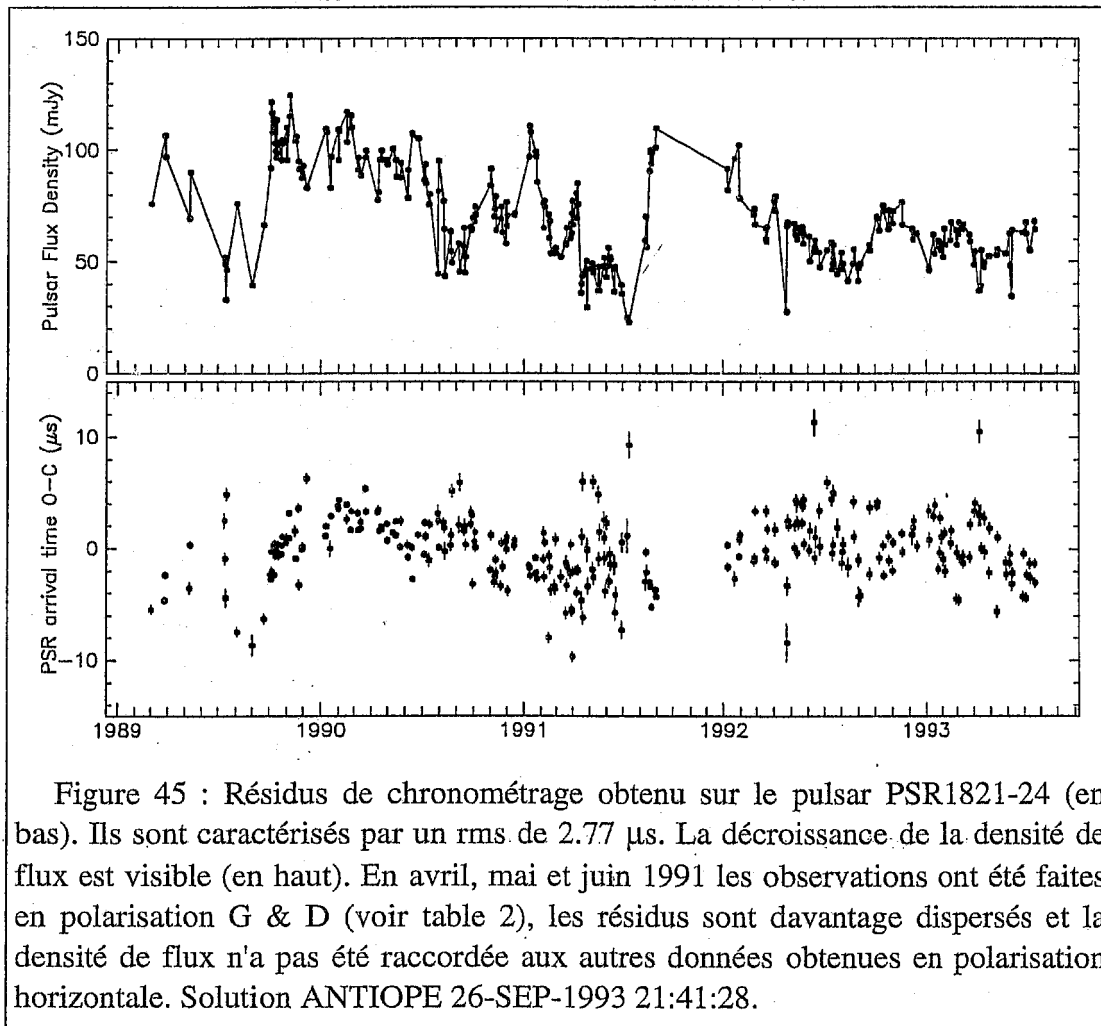


Figure 45 : Résidus de chronométrage obtenu sur le pulsar PSR1821-24 (en bas). Ils sont caractérisés par un rms de $2.77 \mu\text{s}$. La décroissance de la densité de flux est visible (en haut). En avril, mai et juin 1991 les observations ont été faites en polarisation G & D (voir table 2), les résidus sont davantage dispersés et la densité de flux n'a pas été raccordée aux autres données obtenues en polarisation horizontale. Solution ANTIOPE 26-SEP-1993 21:41:28.

Voici ci-dessous les données obtenues sur le pulsar PSR1937+21 avec la nouvelle version du dédispenseur. Ces trois figures montrent les résidus de chronométrage et la densité de flux aux trois fréquences 1280, 1410 et 1680 MHz. La densité de flux a été convertie en mJy avec un rendement aux trois fréquences de 1 Jy/K.

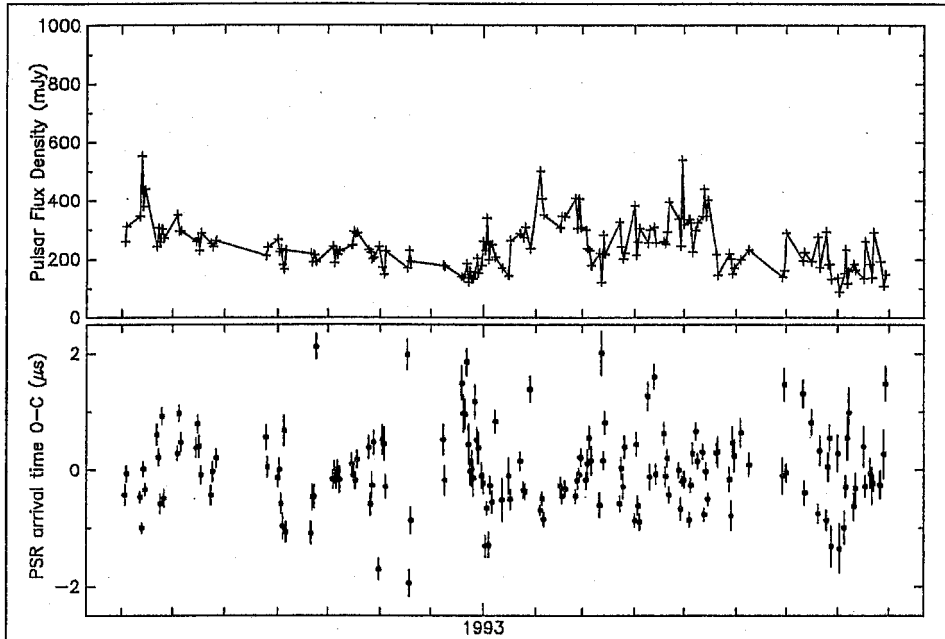


Figure 46 : Résidus de chronométrage et densité de flux du pulsar PSR1937+21 obtenus à Nançay à la fréquence de 1280 MHz. Ils sont caractérisés par un rms de 0.647 μ s pour 164 observations.

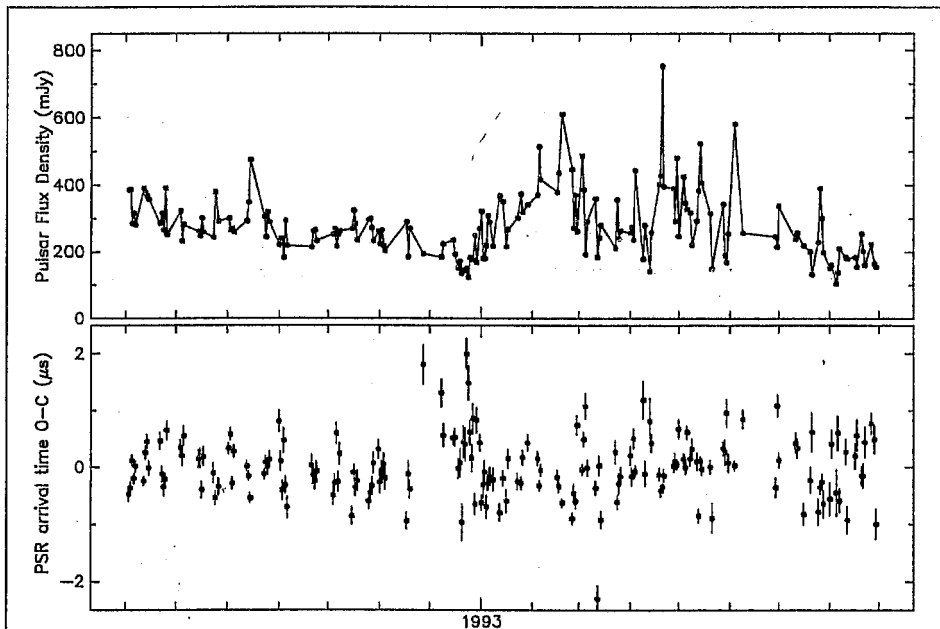


Figure 47 : Résidus de chronométrage et densité de flux du pulsar PSR1937+21 obtenus à Nançay à la fréquence de 1410 MHz. Les résidus sont caractérisés par un rms de 0.473 μ s pour 181 observations.

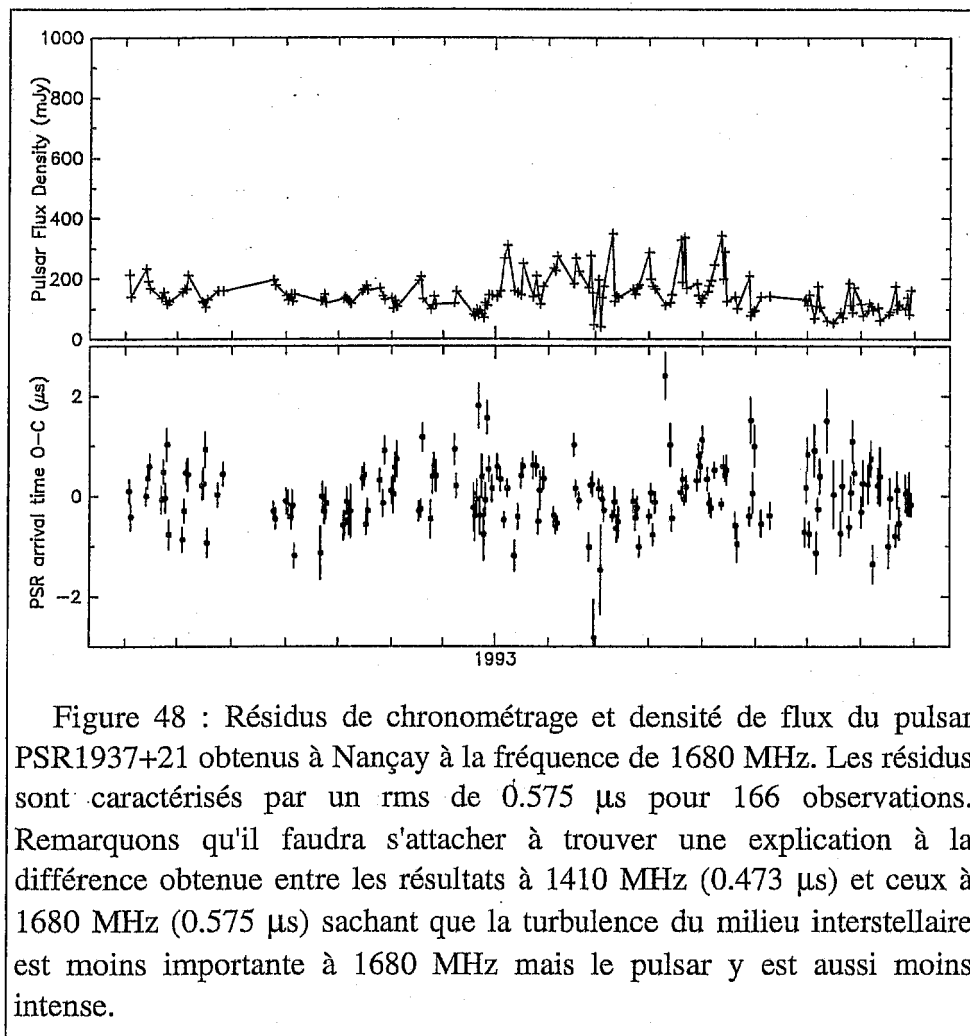


Figure 48 : Résidus de chronométrage et densité de flux du pulsar PSR1937+21 obtenus à Nançay à la fréquence de 1680 MHz. Les résidus sont caractérisés par un rms de $0.575 \mu\text{s}$ pour 166 observations. Remarquons qu'il faudra s'attacher à trouver une explication à la différence obtenue entre les résultats à 1410 MHz ($0.473 \mu\text{s}$) et ceux à 1680 MHz ($0.575 \mu\text{s}$) sachant que la turbulence du milieu interstellaire est moins importante à 1680 MHz mais le pulsar y est aussi moins intense.

Chapitre 4

LE MILIEU INTERSTELLAIRE

Généralités

Jusqu'au 17^{ème} siècle, la cosmologie traditionnelle d'Aristote domine et les cieux sont faits d'une substance particulière, incorruptible, parfaitement dure et transparente. En 1609 Galilée pointe sa lunette vers les astres et inaugure une nouvelle ère de l'astronomie. Il publie, en 1632 à Florence, son *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde* et la vision copernicienne de l'univers commence à s'imposer. Le milieu baignant les étoiles perd, peu à peu, avec le développement des instruments optiques, son caractère immuable et parfait. Ainsi en 1780, W.Herschell observe des zones obscures dans la Voie Lactée. Elles sont aujourd'hui interprétées comme de l'absorption par de minuscules grains solides qui constituent la phase solide du milieu interstellaire. W.Huggins observe, en 1880, les raies de Balmer de l'hydrogène dans le spectre des nébuleuses. C'est la phase gazeuse du milieu interstellaire. Nous savons aujourd'hui qu'elle est constituée à 64% d'hydrogène, mais aussi à 36% d'hélium et 10^{-2} - 10^{-4} % de carbone, azote, oxygène et autres éléments. En 1939, Strömngren (1939) montre qu'il y a ionisation de l'hydrogène neutre HI en hydrogène ionisé HII par le rayonnement ultraviolet des étoiles. Autour d'une source ionisante il se forme une *sphère de Strömngren* de quelques centaines de parsecs de rayon. Peu après les débuts de la radioastronomie, en 1945, Van de Hulst (Hulst 1945) prédit la détection de la raie de l'hydrogène neutre à 1420 MHz. La probabilité d'émission du photon à 21 cm de longueur d'onde résultant de la transition entre deux niveaux hyperfins (spin: $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$) de l'atome d'hydrogène neutre est très faible, le coefficient d'Einstein de la raie

$A=2.85 \times 10^{-15}$ s induit une durée de vie dans l'état excité, obtenu par collisions, de l'ordre de 10^7 ans. Mais l'énorme quantité d'hydrogène présente dans le milieu interstellaire associée à ses conditions physiques très particulières, permettent d'observer cette raie. La première détection en est faite en 1951 par Ewen et Purcell (Ewen & Purcell 1951). La raie 21cm va dorénavant jouer un rôle important pour l'astrophysique moderne. Son étude systématique mène à la première cartographie de la structure spirale de notre Galaxie par Oort en 1958 (Oort, Kerr, & Westerhout 1958). Ces auteurs ont effectué des mesures de l'effet Doppler sur l'hydrogène du milieu interstellaire et, en supposant un champ de vitesse angulaire de rotation autour du centre galactique (loi de Schmidt), ont obtenu la distance du nuage d'hydrogène au Soleil. L'association de cette distance au Soleil avec la densité locale déduite de l'intensité de la raie permet la restitution de la structure en trois dimensions de la Galaxie. De forts contrastes de la densité de l'hydrogène neutre apparaissent: $n=10$ atomes d'hydrogène par cm^3 dans les bras spiraux et $n=0.1 \text{ cm}^{-3}$ dans les interbras. La masse de l'hydrogène neutre du milieu interstellaire a été ainsi estimée à 10% de la masse des étoiles de la Galaxie.

L'ionisation de l'hydrogène neutre par le rayonnement ultraviolet produit des électrons libres qui constituent un plasma. Ce plasma est caractérisé par une densité de l'ordre de 10^{-3} - 10 cm^{-3} avec une moyenne $n=0.03 \text{ cm}^{-3}$, une température de 100 K et un champ magnétique de 10^{-6} Gauss. Ainsi, du point de vue de la propagation des ondes électromagnétiques, ce plasma est considéré comme froid. Un modèle imaginé par McKee & Ostriker (1977) complète cette vue générale. Selon ce modèle, la plus grande partie du milieu interstellaire serait constituée d'un gaz très chaud et très dilué, caractérisé par une température de 10^6 K et une densité de l'ordre de 10^{-3} cm^{-3} . Ce milieu coronal est produit par les explosions répétées de supernovae et les vents violents émis par les étoiles massives. Entre les cavités du milieu coronal se situent des nuages irréguliers provenant de la condensation du milieu précédent et caractérisés par une densité de 10 à 1000 cm^{-3} et une température de 10 à 1000 K. Ces nuages ont un noyau dense et froid et une enveloppe qui s'évapore continuellement par échauffement. La densité diminue vers la périphérie alors que l'ionisation augmente ainsi que la température. Un nuage de ce type s'effondrant sur lui-même engendre l'apparition de molécules très variées (il devient un nuage moléculaire) et pourra éventuellement donner naissance à des étoiles.

En 1987, Fiedler (Fiedler *et al.* 1987) publie des résultats du suivi de la densité de flux de 36 sources extragalactiques effectué avec l'interféromètre de Green Bank. Pendant plus de 4 mois, une variation inhabituelle de la densité de flux du quasar 0954+658 est enregistrée à deux fréquences. La grande variabilité observée à 8.1GHz associée à l'affaiblissement important et durable à 2.7GHz écarte l'origine intrinsèque de ces variations. Les auteurs proposent un phénomène de réfraction ("*extreme scattering event*", ESE) produit par une structure du milieu interstellaire ionisé constituée de grumeaux de très petites tailles ("*refractive focusing by small-scale inhomogeneities in an ionized structure in the interstellar medium*") traversant la ligne de visée du quasar. Cette nouvelle composante du milieu interstellaire a, dès sa découverte, fait l'objet d'une statistique élémentaire excluant une contribution significative à la matière noire de la Galaxie. En 1992, Dennison propose un modèle pour produire des nuages très denses et relativement compacts (Dennison & Simonetti 1992). Ces nuages seraient situés à la périphérie de grandes structures en expansion ("*superbubbles*") et comprimés par celles-ci d'un facteur

pouvant atteindre 20. Cette compression induit une augmentation de la densité d'un facteur F , le temps de passage sur la ligne de visée est réduit d'un facteur F alors que l'angle de réfraction est multiplié par un facteur F^2 . Les nuages présentent un aspect oblongue caractérisé par une ellipticité e . Ce modèle étendu à l'espace interstellaire en entier parvient à expliquer la fréquence et l'intensité des événements de scintillation réfractive observés sur les sources radio extragalactiques.

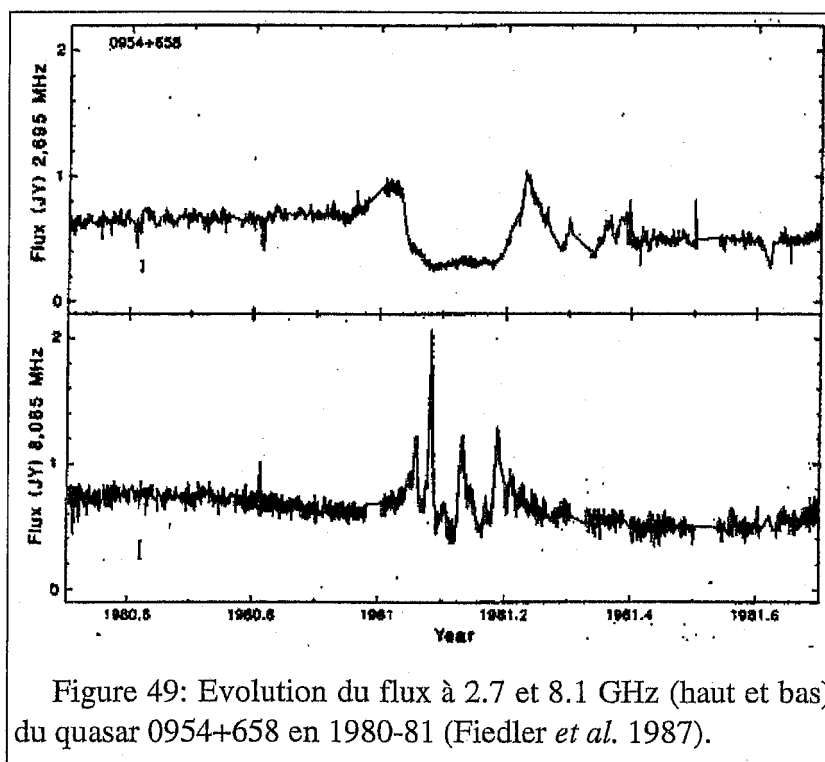


Figure 49: Evolution du flux à 2.7 et 8.1 GHz (haut et bas) du quasar 0954+658 en 1980-81 (Fiedler *et al.* 1987).

Le milieu interstellaire: un écran diffractant

Pour la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu interstellaire, nous parlons de phénomènes d'interférence ou de diffraction¹ car plusieurs chemins sont possibles pour que l'onde émise de la source se rende à l'observateur. La figure d'interférence ou de diffraction résulte alors de la superposition constructive ou destructive d'ondes présentant des écarts de phase selon le chemin suivi.

Le milieu interstellaire n'est pas homogène, la distribution de la densité électronique est donc variable, et la propagation des ondes électromagnétiques est perturbée. La traversée du milieu turbulent diffracte l'onde. En radioastronomie, ces effets sont évidemment proportionnels à la quantité de matière traversée et à la fréquence d'observation ; ils deviennent sensibles au-dessus de 200 pc de distance. L'observation des pulsars, grâce à la possibilité de les chronométrer très précisément, est un nouvel outil indépendant pour étudier le milieu interstellaire.

¹Historiquement, une différence injustifiée a été faite entre interférence et diffraction : la figure d'interférence est créée en superposant les contributions d'un nombre fini de sources cohérentes discrètes, et la figure de diffraction est obtenue par superposition des contributions d'une distribution continue de sources cohérentes.

Les inhomogénéités du milieu interstellaire sont caractérisées par une forme particulière du spectre de puissance de ces fluctuations de densité électronique. C'est une loi de puissance:

$$P_{\delta n_e}(q) = C_n^2 q^{-\alpha} \quad q_0 \leq q \leq q_1$$

où q est le nombre d'ondes $q=2\pi/l$ (l : longueur d'échelle), C_n^2 mesure l'amplitude du spectre de puissance et α est l'indice de la loi de puissance. L'étude du milieu interstellaire, en particulier l'élargissement des impulsions des pulsars et des images de sources ponctuelles ainsi que leur déplacement aléatoire, montre que cet indice est très proche de la valeur du spectre de Kolmogorov $\alpha=11/3$ (Cordes, Weisberg, & Boriakoff 1985). Ceci semble indiquer que les fluctuations ont une origine turbulente. L'énergie est injectée aux grandes échelles (q_0), transférée vers les petites échelles jusqu'à être dégradée en chaleur aux plus petites échelles (q_1). On trouve que q_0 est de l'ordre du parsec et que q_1 est l'ordre de 10^7 - 10^{10} cm pour les petites échelles (Dennison 1992). L'amplitude du spectre C_n^2 peut varier sur 4 ordres de grandeur selon la ligne de visée considérée, alors que l'indice α est relativement bien connu avec des valeurs typiques autour de $11/3$. Néanmoins, l'interprétation de certaines données montre que sur certaines lignes de visée la valeur de l'indice du spectre peut être supérieur à 4 (Blandford & Narayan 1984). Savoir si cet indice α est inférieur ou supérieur à 4 est très important pour la prédiction de l'importance relative des différents effets, réfractifs et diffractifs, développés plus bas. Les effets diffractifs dominent dans les observations si α est inférieur à 4, mais si α est supérieur à 4 ce sont les effets réfractifs qui dominent. De plus, la prédiction du régime des fluctuations observé est fonction de l'étendue du spectre $q_0 \leq q \leq q_1$. En particulier, si les petites échelles de fluctuations q_1 sont comparables à la distance de Fresnel (voir plus loin), les effets diffractifs peuvent devenir prépondérants. Une étude exhaustive de tous ces effets sera trouvée dans l'article de référence de Cordes, Pidwerbetsky, & Lovelace (1986). Pour une présentation générale, on pourra regarder Narayan (1992).

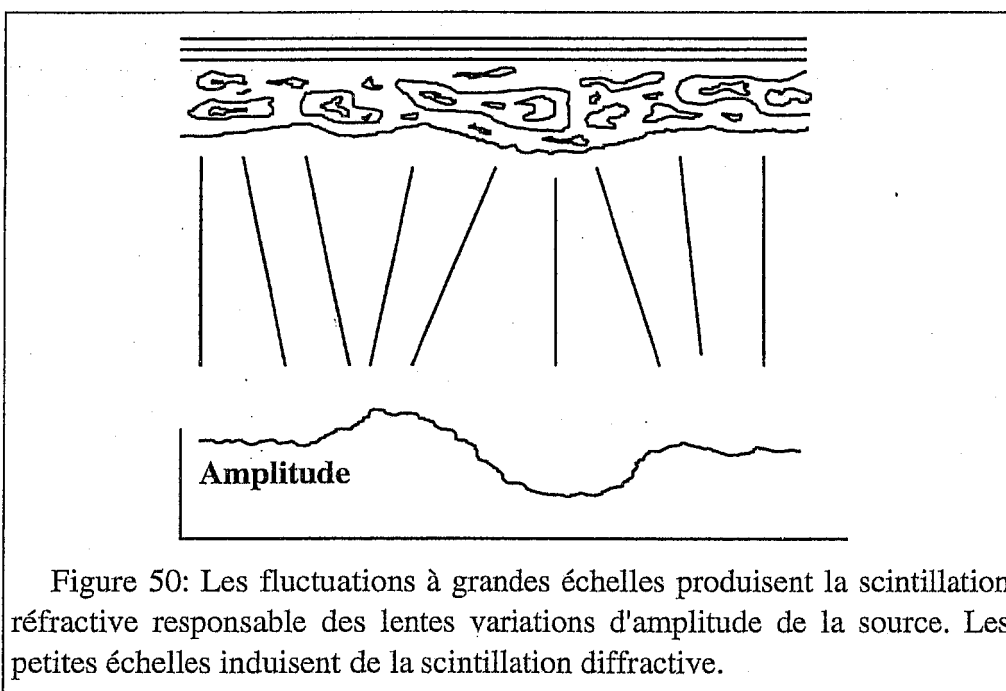
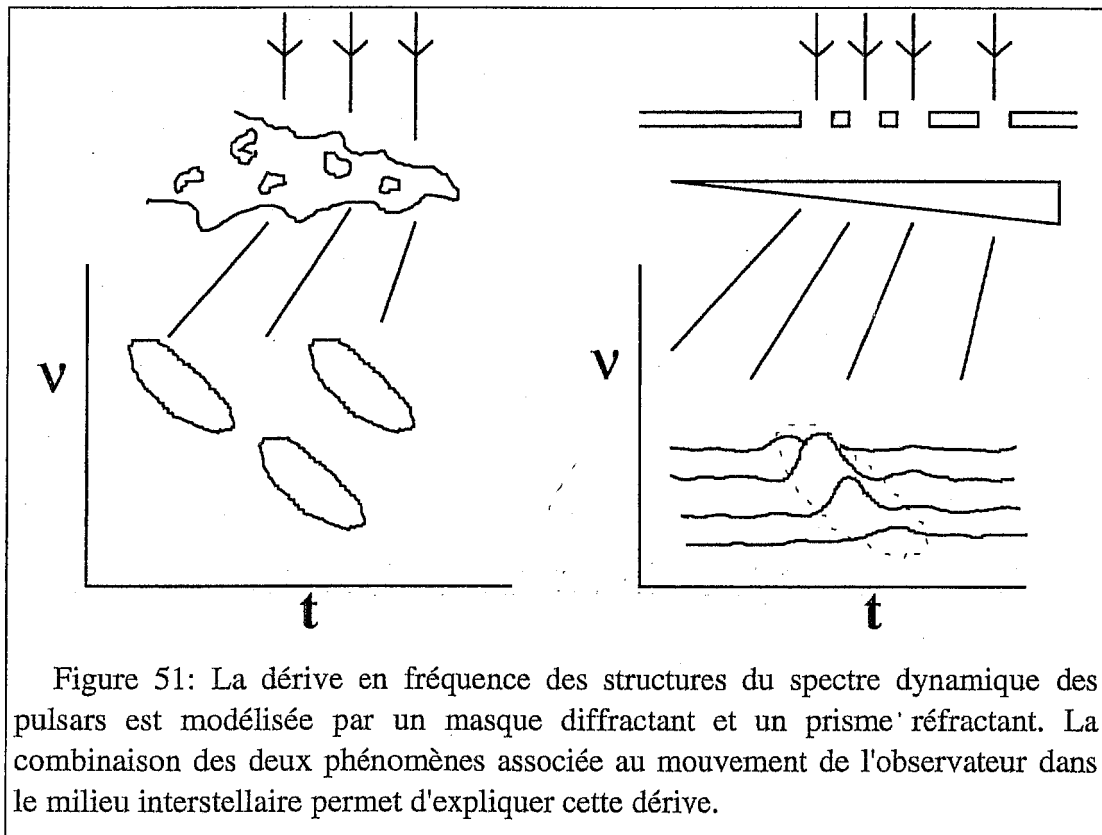


Figure 50: Les fluctuations à grandes échelles produisent la scintillation réfractive responsable des lentes variations d'amplitude de la source. Les petites échelles induisent de la scintillation diffractive.

Les inhomogénéités à petites échelles, inférieures à la distance de Fresnel (voir plus loin), diffractent les ondes électromagnétiques émises par le pulsar et forment au niveau de la Terre une **figure de diffraction**. Cette diffraction est caractérisée par un angle de diffraction $\theta_d \propto \lambda^{2.2}$ (dite loi en λ^2) qui correspond à l'étendue d'où proviennent les ondes reçues par un observateur sur Terre. Une source ponctuelle apparaît ainsi sous un diamètre égal à θ_d , de l'ordre du millième de seconde de degré (milliarcseconde ou mas). Les fluctuations d'intensité présentes sur le spectre dynamique des pulsars permettent de définir une bande de décorrélation en fréquence $\Delta\nu$ proportionnelle à λ^{-4} , et un temps de décorrélation τ_s proportionnel à λ^{-1} pour un indice du spectre $\alpha=4$ proche du spectre de Kolmogorov (Rickett 1990 ; Ryba 1991).

Les variations temporelles de la figure de diffraction produisent, de plus, un déplacement aléatoire de l'image qui peuvent rendre difficile une détermination de la parallaxe du pulsar, de l'ordre de la fraction de mas (Romani, Narayan, & Blandford 1986 ; Foster & Cordes 1990).



Les plus grandes structures des inhomogénéités produisent des modulations de grande amplitude dans la densité du milieu et dans la perturbation de la phase. Elles induisent alors des effets de **réfraction** (figure 50). Une lente modulation de la figure de diffraction apparaît qui peut produire les structures ("scintel") visibles dans le spectre dynamique des pulsars (figure 2.2 de Ryba 1991 ; figure 3.3 de Rawley 1986). La figure 51 montre le phénomène tel qu'observé et sa modélisation sommaire. Un masque diffractant produisant une figure de diffraction est associé à un prisme qui réfracte les ondes d'un angle

dépendant de leur fréquence. Avec le mouvement relatif entre la figure de diffraction et l'observateur, une structure de cette figure est perçue à des instants différents selon la fréquence observée.

Deux régimes relativement distincts de la propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu interstellaire ionisé peuvent donc être observés. La scintillation diffractive est un phénomène à bande étroite (~ 1 MHz) et à courte échelle de temps (~ 10 minutes), alors que la scintillation réfractive est un phénomène à large bande (\sim quelques GHz) et longue échelle de temps (plusieurs semaines). La première met en jeu la turbulence à petite échelle spatiale (10^7 - 10^9 cm) et la seconde fait intervenir les plus grandes structures du milieu.

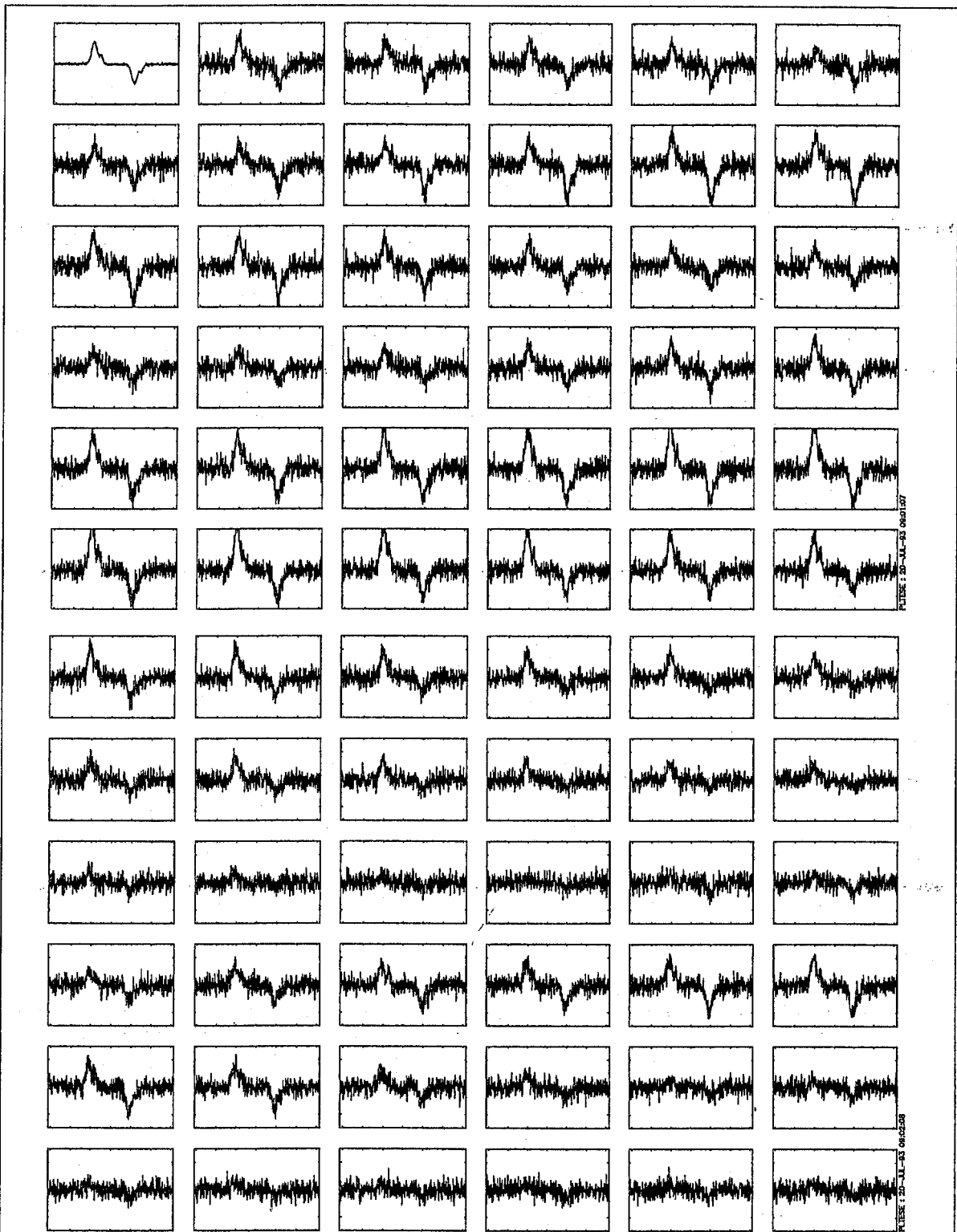


Figure 52: Evolution de l'amplitude du pulsar PSR1937+21 observée le 14 mars 1990 de cycle à cycle, le temps se déroulant horizontalement par lignes successives et l'intégration de tous les cycles est visible en haut à gauche. Le signal est moyenné sur 26.8 s en temps et ~ 7.5 MHz en fréquence (bande de dispersion). La bande de décorrélation en fréquence $\Delta\nu$ de ce pulsar est habituellement de l'ordre de 500 kHz à 1.3 MHz (Ryba 1991; Rawley 1986). Nous sommes donc ici en présence d'un régime de scintillations particulièrement fortes car on observe plusieurs extinctions et réapparitions du signal pendant l'heure d'observation. Les réapparitions du signal se font, de plus, à un niveau important, jusqu'à 1500 mJy (pour un niveau moyen de 230 mJy).

Propagation des ondes radio et perturbations des temps d'arrivée

Il s'agit ici d'étudier les effets du milieu interstellaire inhomogène sur la propagation des ondes électromagnétiques. Dans ce paragraphe les perturbations engendrées sur les temps d'arrivée seront étudiées et modélisées dans le cadre décrit par Foster & Cordes (1990). L'hypothèse est faite de pouvoir considérer le transport de l'énergie comme la propagation de rayons au sens géométrique du terme. Les échelles spatiales des variations du milieu sont supposées supérieures à l'échelle de Fresnel l_F , égale à $(\lambda z)^{1/2}$ (e.g. à 21 cm et $z=1$ kpc, $l_F=0.017$ UA). Il est alors légitime d'appliquer l'optique géométrique. Nous considérons donc l'effet du passage d'un nuage interstellaire sur la ligne de visée entre un pulsar et un radiotélescope situé sur Terre. Le nuage est réduit à une épaisseur nulle et considéré comme un écran déphasant. Le pulsar est à la distance z_S et l'écran à la distance z (voir schéma ci-dessous). Les électrons constituant le nuage modifient localement l'indice du milieu et produisent ainsi une réfraction des rayons.

Une variation de DM, ΔDM , modifie la propagation d'une onde et la variation de la phase de l'onde $\Delta\phi$ est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\phi = r_0 \lambda \Delta DM \quad \text{avec} \quad r_0 = \frac{e^2}{4\pi c^2 \epsilon_0 m}$$

soit (Foster & Cordes 1988) :

$$\phi(x) = -8.4 \times 10^5 \lambda \Delta DM$$

où λ est la longueur d'onde en cm, et ΔDM la variation de DM.

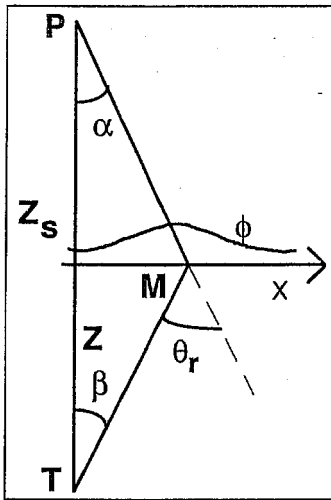
Il a été mentionné plus haut que la variation de la quantité d'électrons dans le nuage induisait un déphasage. Par le mouvement relatif de la Terre et du nuage, ce déphasage est variable et produit un **retard dispersif** :

$$\delta t_{DM}(\tau) = \frac{1}{kc} \delta\phi(\tau) \quad \delta\phi(\tau) = [\phi(x) - \phi(x+b)]_{b=v_{\perp}\tau}$$

où la variation de la phase suppose que l'écran réfractant est figé et se déplace par rapport à la Terre avec une vitesse v_{\perp} et k le nombre d'onde $k=2\pi/\lambda$.

Le second effet provient du changement de direction du faisceau. En effet, les variations de phase de l'écran induisent un angle de réfraction donné par (Cordes, Pidwerbetsky, & Lovelace 1986) :

$$\theta_r(x) = \frac{1}{k} \frac{\partial\phi(x)}{\partial x}$$



Cet angle est déterminé en appliquant le Principe de Fermat : le chemin reliant l'émetteur P au récepteur T, de longueur L , doit être parcouru en un temps le plus court possible. Cette distance s'écrit (voir schéma ci-contre) :

$$L = PM + MT + \frac{1}{k} \phi(x)$$

Les distances PM et MT sont:

$$PM = \frac{z_s - z}{\cos \alpha} \approx (z_s - z) \left(1 + \frac{\alpha^2}{2}\right) \quad MT = \frac{z}{\cos \beta} \approx z \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)$$

Avec l'approximation des petits angles, on trouve

$$\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{z_s - z} \quad \text{et} \quad \beta \approx \operatorname{tg} \beta = \frac{x}{z}$$

alors

$$L \approx (z_s - z) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{z_s - z}\right)^2\right] + z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{z}\right)^2\right] + \frac{1}{k} \phi(x)$$

le Principe de Fermat $\frac{dL}{dx} = 0$ donne alors l'angle de réfraction $\theta_r = \alpha + \beta$:

$$\theta_r(x) = \alpha + \beta = -\frac{1}{k} \frac{d\phi(x)}{dx}$$

L'angle de réfraction vu par l'observateur est:

$$\theta_{\text{obs}}(x) = \beta = (1 - z/z_s) \theta_r(x)$$

L'accroissement du chemin s'écrit:

$$\delta L = z \frac{\theta_{\text{obs}}^2}{2} - (z_s - z) \frac{\alpha^2}{2} = \frac{z}{2} \left(1 - \frac{z}{z_s}\right) \theta_r^2$$

Les variations de l'angle de réfraction se traduisent donc par un allongement du trajet provoquant un **retard géométrique** donné par:

$$\delta t_{\text{géo}}(\tau) = \frac{z(1 - z/z_s)}{2c} \delta \theta_r^2(\tau) \quad \delta \theta_r^2(\tau) = \left[\theta_r^2(x) - \theta_r^2(x+b) \right]_{b=v_{\perp} \tau}$$

Selon certains auteurs, un troisième retard, appelé retard barycentrique, doit être ajouté (Foster & Cordes 1988 ; Foster & Cordes 1990). Pendant le passage d'un nuage interstellaire, la direction apparente du pulsar ne coïncide pas, par réfraction des rayons, avec la direction réelle et fixe imposée dans le modèle d'analyse (p 78). Le retard barycentrique devrait corriger "l'erreur" introduite dans l'analyse par ce déplacement apparent de la direction du pulsar. Notons que cet effet n'est pas mentionné dans l'étude théorique approfondie faite dans le papier classique de Cordes, Pidwerbetsky, & Lovelace (1986). L'existence de ce retard barycentrique ne nous a pas paru évident dès le début de notre travail. Nous avons craint que ce terme corresponde à un effet déjà inclus dans les 2 retards δt_{DM} et $\delta t_{\text{géo}}$ dérivés plus haut et initialement introduits par Cordes, Pidwerbetsky,

& Lovelace (1986). Un consensus entre nous et les auteurs des papiers ayant introduit le retard barycentrique n'a toujours pas pu se dégager. Nous poursuivons cette réflexion. Au début de notre travail de modélisation sur l'événement de scintillation réfractive (ESE) observé sur le pulsar PSR1937+21 en octobre 1989, notre réflexion était encore peu mûre et nous avons décidé de conserver le retard barycentrique avec l'expression de Foster & Cordes (1990). Nous avons été renforcés dans notre décision par le fait qu'elle ne porte qu'à peu de conséquences pour l'interprétation physique de l'ESE pour lequel la modélisation a été développée car il se trouve qu'en octobre 1989 l'expression du terme barycentrique de Foster & Cordes (1990) est quasiment nulle (le terme est nul le 25 octobre 1989 à 5h avec les éphémérides du JPL). Insistons donc sur le fait que l'interprétation et les caractéristiques physiques et géométriques du nuage réfractant sont pratiquement indépendantes de l'existence du terme barycentrique. Signalons enfin que depuis cette décision, d'une part nous nous sommes aperçu avec D.C. Backer que l'expression analytique de Foster & Cordes (1990) était probablement incorrecte et d'autre part, plus fondamentalement, nous sommes (sans engager D.C. Backer ici) de plus en plus persuadés que l'existence du terme barycentrique n'est pas fondée.

Les retards δt_{DM} et δt_{geo} ont des signatures en fréquence différentes. Dans le cas d'un événement discret (la turbulence du milieu est dominée par le déterminisme d'un nuage), dont les dimensions sont supérieures à l'échelle de Fresnel, les signatures en fréquence sont:

$$\delta t_{DM} \propto \lambda^2 \quad \text{et} \quad \delta t_{geo} \propto \lambda^4$$

Dans le cas d'un milieu turbulent, les variations de densité sont présentes à toutes les échelles et les signatures sont différentes (Cordes, Pidwerbetsky, & Lovelace 1986 ; Romani, Narayan, & Blandford 1986).

La géométrie du phénomène de réfraction est présentée dans la figure ci-dessous. Le nuage est supposé à symétrie sphérique et convergent pour les ondes radio. Pour la clarté du schéma, on a traité la figure de réfraction fixe et le radiotélescope mobile à l'intérieur de celle-ci.

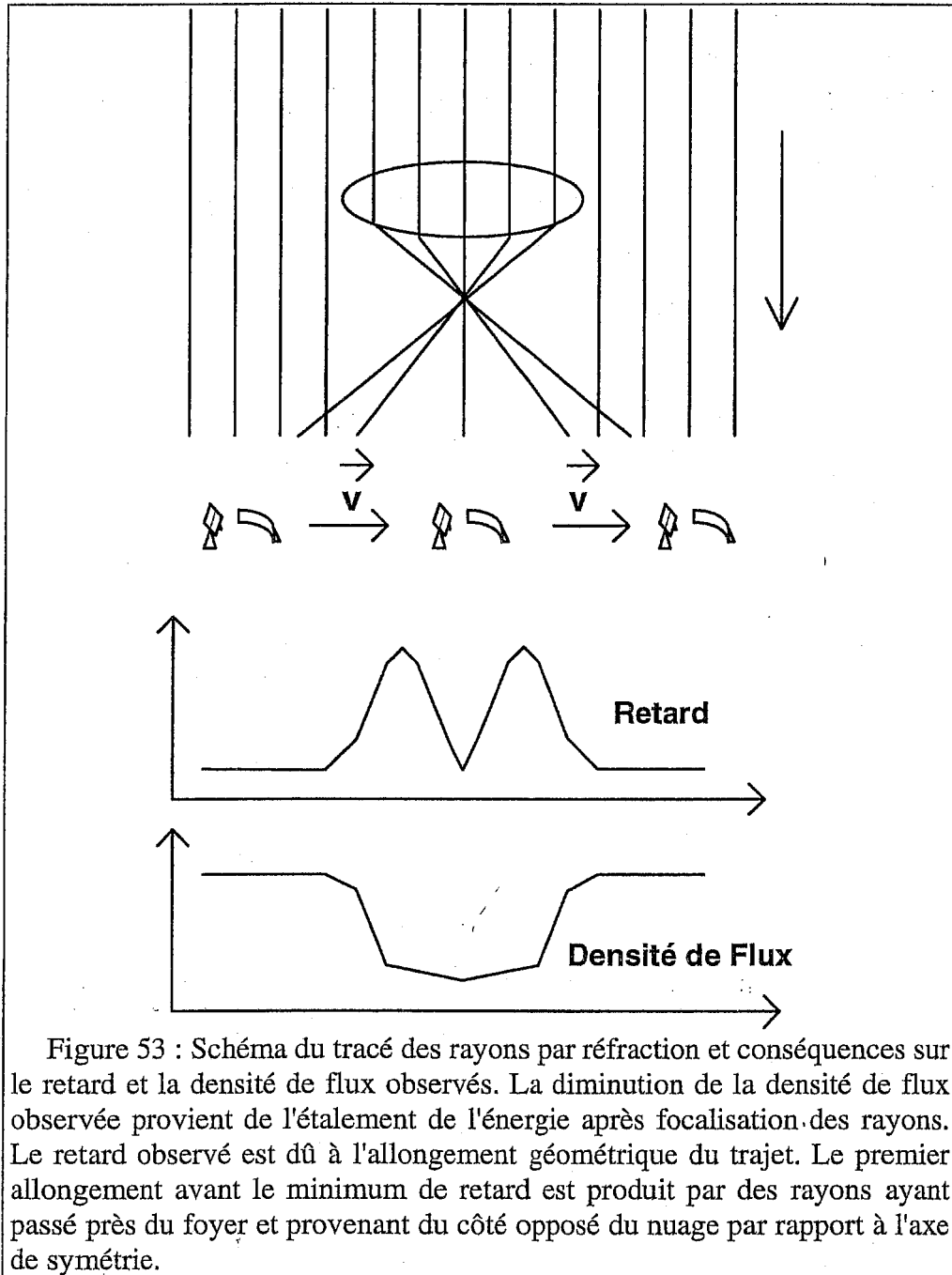


Figure 53 : Schéma du tracé des rayons par réfraction et conséquences sur le retard et la densité de flux observés. La diminution de la densité de flux observée provient de l'étalement de l'énergie après focalisation des rayons. Le retard observé est dû à l'allongement géométrique du trajet. Le premier allongement avant le minimum de retard est produit par des rayons ayant passé près du foyer et provenant du côté opposé du nuage par rapport à l'axe de symétrie.

Modélisation des retards de propagation

Description

J'ai développé un programme, MODESE (pour MODélisation d'un ESE), qui permet d'étudier les résultats de la modélisation de la propagation à travers une lentille réfractante en fonction des paramètres de la lentille. Le programme calcule les différents retards : dispersif, géométrique et barycentrique introduits par le déphasage $\phi(x)$ créé par le nuage. Le gain sur l'intensité apparente du pulsar introduit par le nuage est également estimé par une méthode que je détaille plus loin.

Le nuage est caractérisé par sa densité (n_e en cm^{-3}), sa distance (z en kpc) et deux des trois quantités suivantes: sa vitesse par rapport à la Terre (v en m/s), sa taille (D en m) et la durée de l'événement (en s). Il faut également caractériser l'époque du milieu de l'événement t_0 . La distance au pulsar est choisie, pour PSR1937+21, égale à 3.6 kpc selon la dernière estimation de J.Taylor (Taylor & Cordes 1993), alors que la distance au nuage est libre.

Le nuage est modélisé par une densité électronique $n_e(x)$ de taille D à répartition gaussienne et produit un déphasage donné par la relation :

$$\phi(x) = -8.4 \cdot 10^7 \lambda n_e \frac{D}{3.08 \cdot 10^{16}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\frac{4x^2}{D^2}}$$

L'abscisse x est proportionnelle au temps par le déplacement relatif de la Terre et du nuage à la vitesse v : $x=v(t-t_0)$. La répartition lorentzienne est donnée par :

$$\phi(x) = -8.4 \cdot 10^7 \lambda n_e \frac{D}{3.08 \cdot 10^{16}} \frac{D^2/4}{x^2 + D^2/4}$$

La phase est dérivée pour donner l'angle de réfraction ; dans le cas gaussien on obtient :

$$\theta(x) = -8.4 \cdot 10^7 \lambda^2 \frac{n_e}{3.08 \cdot 10^{16}} \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{8x}{D} e^{-\frac{4x^2}{D^2}}$$

Les différents retards sont alors calculés suivant les relations citées ci-dessus. Les éphémérides du Jet Propulsion Laboratory (DE202) sont utilisées pour obtenir la position \vec{r}_E de la Terre et déterminer la projection du vecteur Barycentre-Terre sur la direction du Pulsar.

Le gain est estimé par un algorithme que j'ai développé (toujours en approximation géométrique). La position d'arrivée d'un rayon partant de x sur le nuage est $x'=x+z\theta(x)$ au niveau de l'observateur situé à la distance z du nuage. Le gain peut être estimé en calculant ce que devient une unité de longueur dx au niveau du nuage en se propageant jusqu'à l'observateur en devenant dx' , le gain étant alors $G=dx/dx'$. La relation donnant dx' en fonction de dx dépend de la dérivée de l'angle de réfraction, ce sont les variations de cet angle qui produisent focalisations et défocalisations du faisceau. Nous pouvons calculer :

$$x' = x + z \theta(x) \quad dx' = dx \left(1 + z \frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right) \quad G = \frac{dx}{dx'} = \left(1 + z \frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)^{-1}$$

Ce calcul est valide dans le cas simple (et bijectif) où, à une position x' de l'observateur, parvient un et un seul rayon. Mais on peut noter qu'il n'en est pas toujours ainsi, la fonction $x'=f(x)$ n'est pas monotone (voir la variation de l'angle de réfraction), les rayons peuvent provenir de 1 ou 3 points du nuage. La figure 54 montre la relation entre les positions x et x' , avec un trait horizontal qui marque la position d'un observateur où l'on recherche le gain. Il est évident que plusieurs rayons participent à l'énergie captée au niveau de l'observateur.

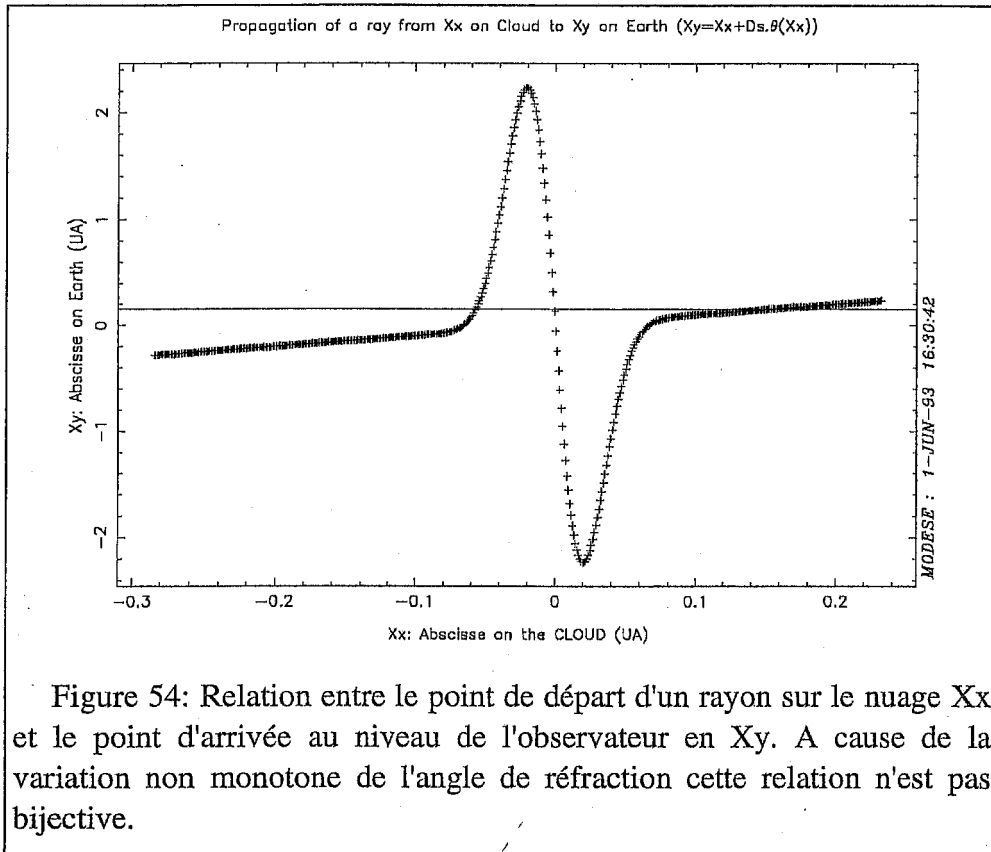


Figure 54: Relation entre le point de départ d'un rayon sur le nuage Xx et le point d'arrivée au niveau de l'observateur en Xy . A cause de la variation non monotone de l'angle de réfraction cette relation n'est pas bijective.

Soit x_1, x_2 et x_3 la position des 3 points d'où proviennent les rayons réfractés par le nuage. Alors les trois "zones" dx_1, dx_2 et dx_3 contribuent à l'énergie reçue en dx' . Le gain peut donc s'écrire $G=(dx_1+dx_2+dx_3)/dx'$. Les unités de longueur dx_1, dx_2 et dx_3 sur le nuage seront évidemment implicitement choisies de façon à correspondre à un seul et unique dx' au niveau de l'observateur :

$$dx' = dx_1 \left(1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_1)\right) = dx_2 \left(1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_2)\right) = dx_3 \left(1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_3)\right)$$

alors le gain devient :

$$G = \frac{dx_1 + dx_2 + dx_3}{dx'} = \frac{1}{1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_1)} + \frac{1}{1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_2)} + \frac{1}{1 + z \frac{\partial \theta}{\partial x}(x_3)}$$

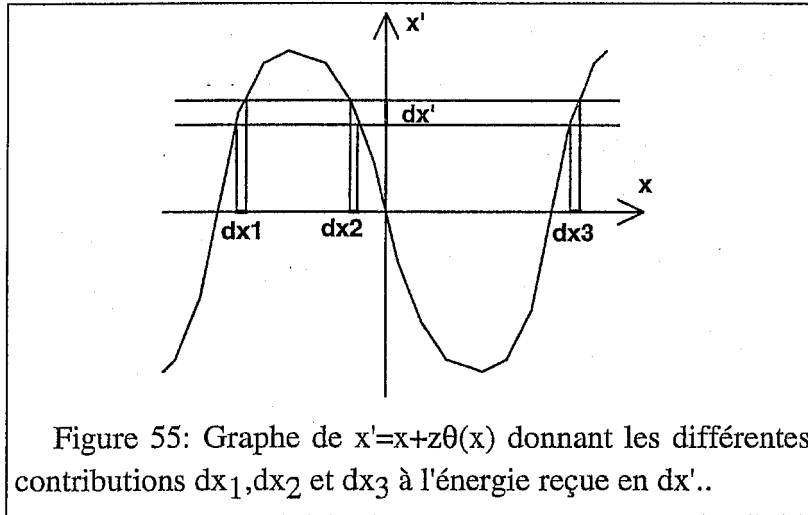


Figure 55: Graphe de $x'=x+z\theta(x)$ donnant les différentes contributions dx_1, dx_2 et dx_3 à l'énergie reçue en dx' .

Le calcul du gain se résume alors à déterminer les solutions x_1, x_2 et x_3 de $x+z\theta(x)=0$, puis d'estimer la dérivée de l'angle de réfraction en chacun de ces points. Pour déterminer les racines de $x+z\theta(x)$, j'ai utilisé la méthode de Brent (Press *et al.* 1986).

Limitations

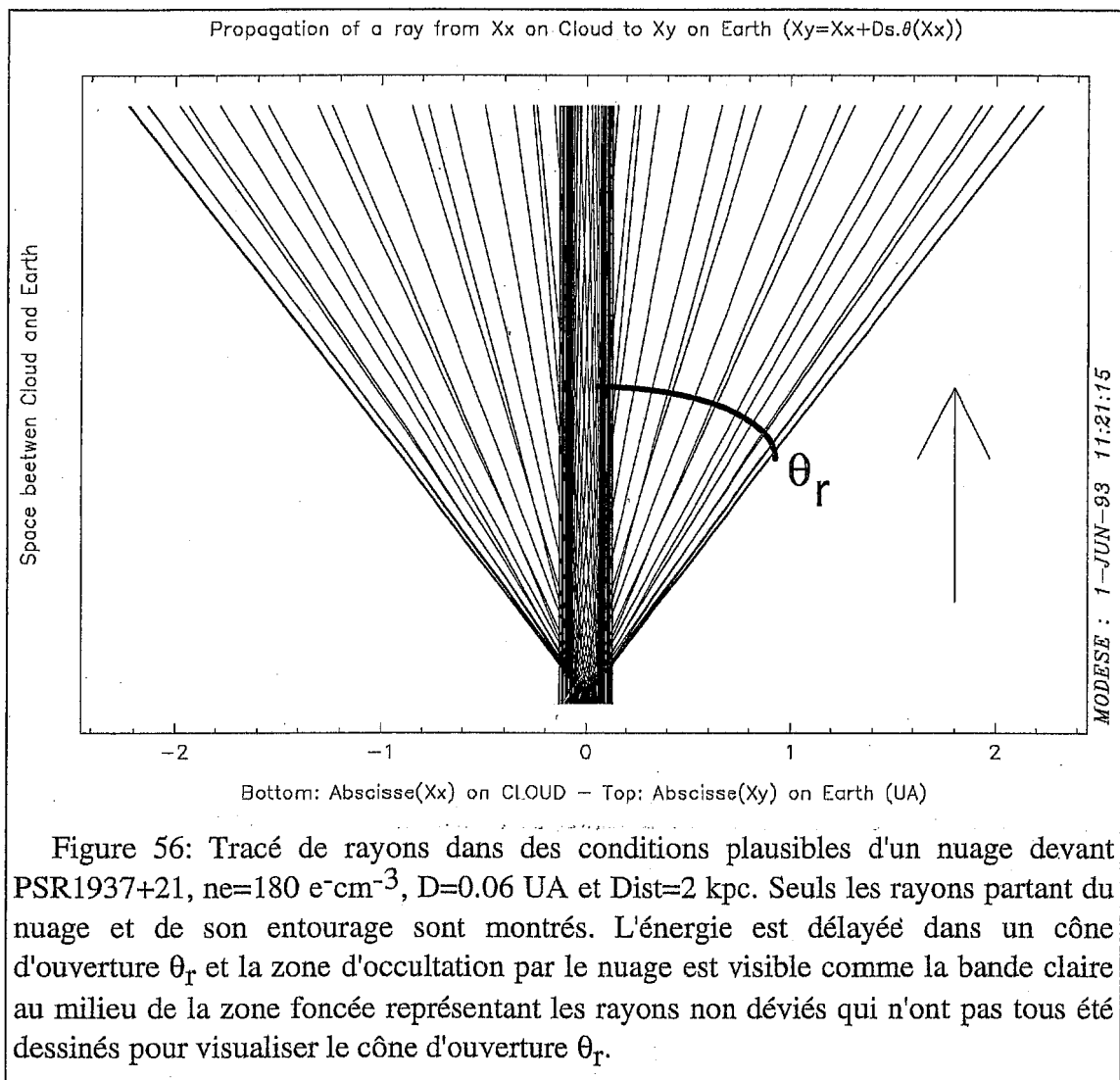
Certaines options choisies dans la modélisation limitent celle-ci: En premier lieu la vitesse exprimée dans le programme est la vitesse relative entre le nuage et la vitesse de la Terre projetée sur le ciel. Cette vitesse est donnée constante dans le programme, alors que cela n'est évidemment pas le cas dans la réalité. Il faudra vérifier au cas par cas que cette vitesse est bien constante pendant l'événement de réfraction. Une autre limitation provient de l'hypothèse que le trajet du pulsar sur l'écran passe par le milieu du nuage, induisant ainsi un angle de réfraction nul au milieu de l'événement. Si le nuage est réellement sphérique, cette situation est peu probable. Des structures filamentaires, ne présentant pas ce problème d'alignement, sont évoquées pour les variations de DM sur le pulsar du Crabe (Lyne, Pritchard, & Smith 1988). Une structure en couche explique la morphologie des filaments, observés en optique et radio, des restes de supernovae (Hester 1987). Les études ultérieures devront s'attacher à étudier ce type de structure de morphologie bien particulière.

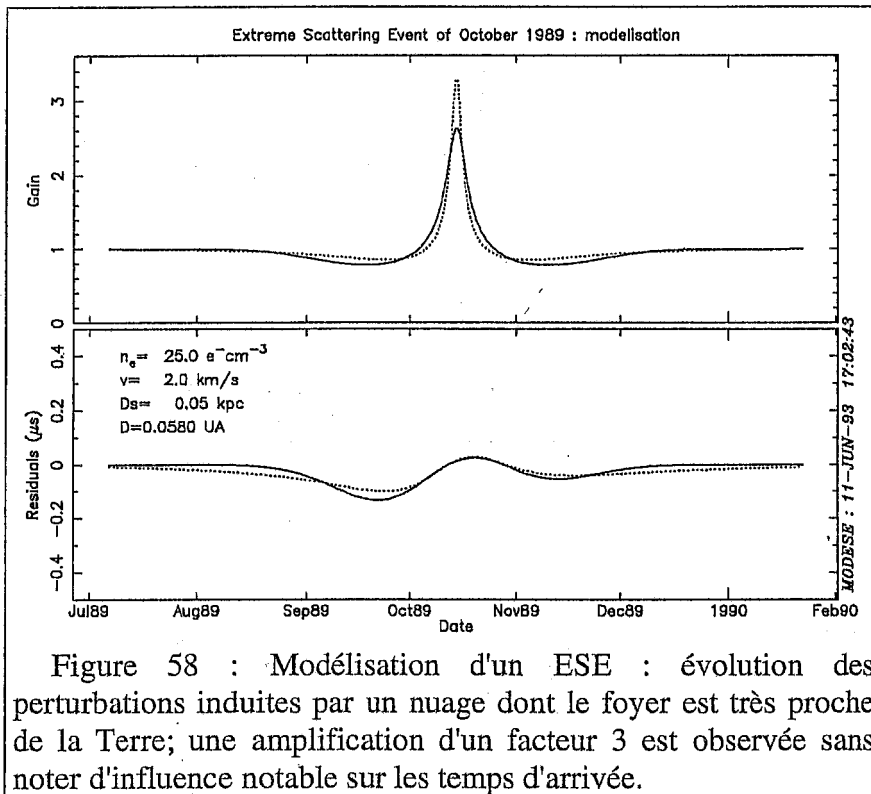
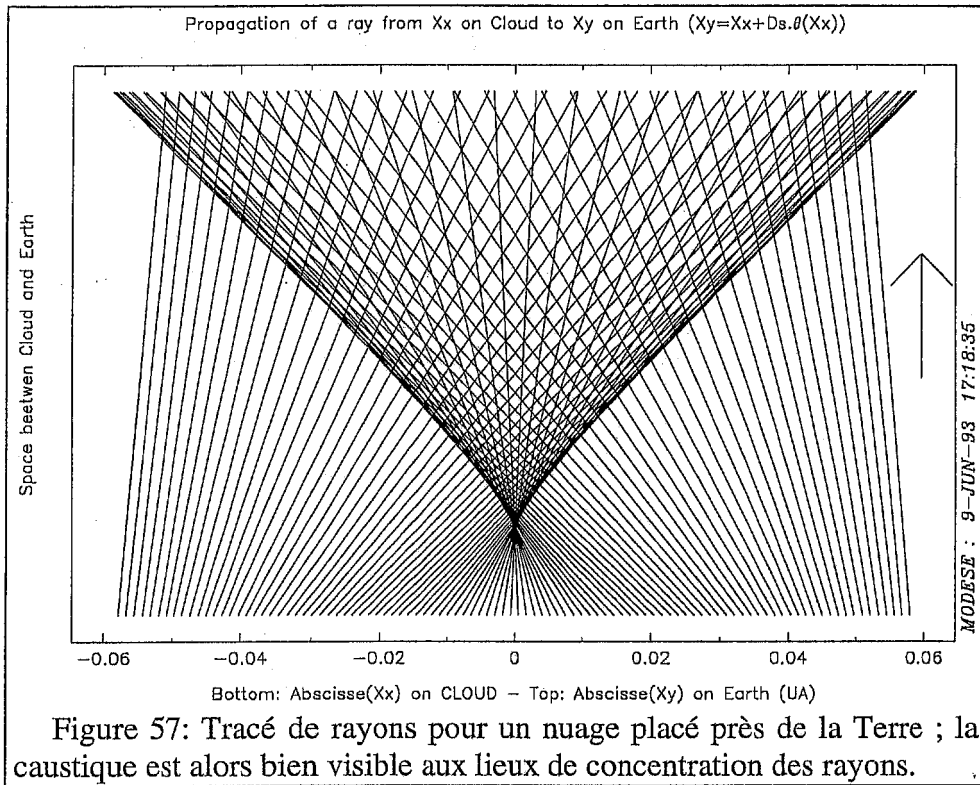
Résultats

Le tableau suivant a été dressé pour différents nuages passant sur la ligne de visée du pulsar PSR1937+21, supposé situé à 5.0 kpc. Des densités de l'ordre de $200 \text{ e}^- \text{cm}^{-3}$ produisent des retards de l'ordre de la microseconde.

D_{nuage} (kpc)	3.0	3.5	4.0	4.0
V_{nuage} (km/s)	10.0	10.0	10.0	10.0
Densité e^- (cm^{-3})	175.0	175.0	250.0	225.0
$\delta t_{\text{géom}}$ (μs)	1.22	1.07	1.66	1.35
δt_{DM} (μs)	0.08	0.06	0.06	0.05
δt_{bary} (μs)	0.19	0.19	0.28	0.28

Etant capable de calculer l'angle de réfraction, il est possible de faire du "ray tracing". Pour que les déviations soient visibles, on applique un facteur d'échelle différent sur les 2 dimensions de l'espace : la dimension perpendiculaire à l'axe Nuage-Terre est fortement agrandie. Les figures suivantes (56 et 57) montrent différentes situations. La première de ces figures montre un nuage de densité $n_e=180 \text{ e}^- \text{cm}^{-3}$, de vitesse $v=15 \text{ km/s}$, de taille $D=0.06 \text{ UA}$ et placé à la distance $\text{Dist}=2 \text{ kpc}$. Ce nuage focalise les rayons, mais placée à une grande distance de celui-ci on trouve une zone où les rayons ont été défocalisés. Sur la seconde de ces figures, où le nuage est placé beaucoup plus près de la Terre, le "point" focal est bien visible ainsi que la caustique produite par le nuage.





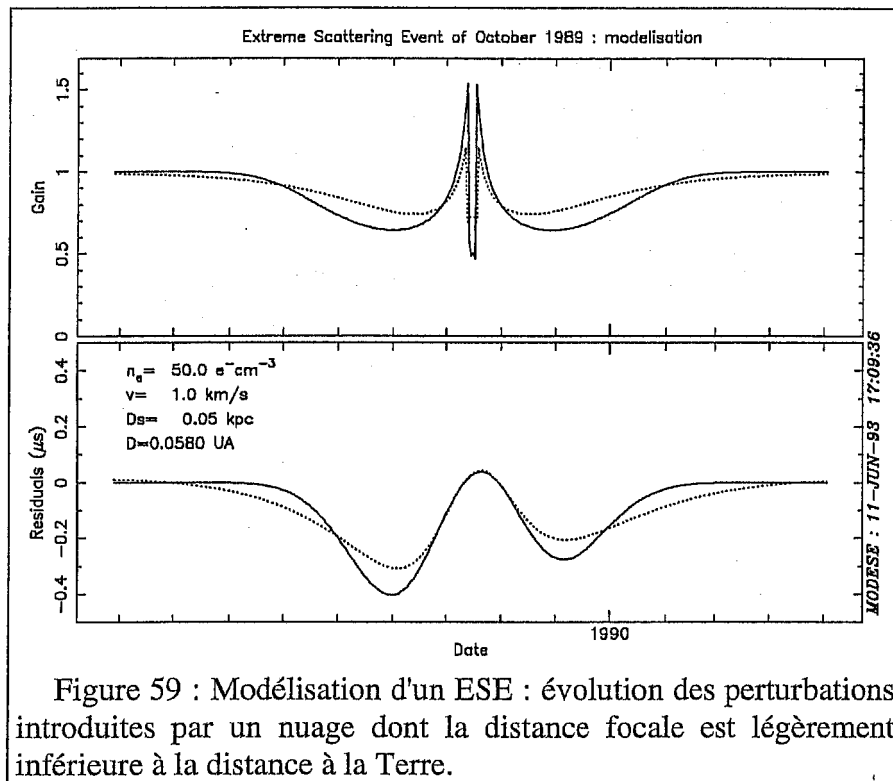


Figure 59 : Modélisation d'un ESE : évolution des perturbations introduites par un nuage dont la distance focale est légèrement inférieure à la distance à la Terre.

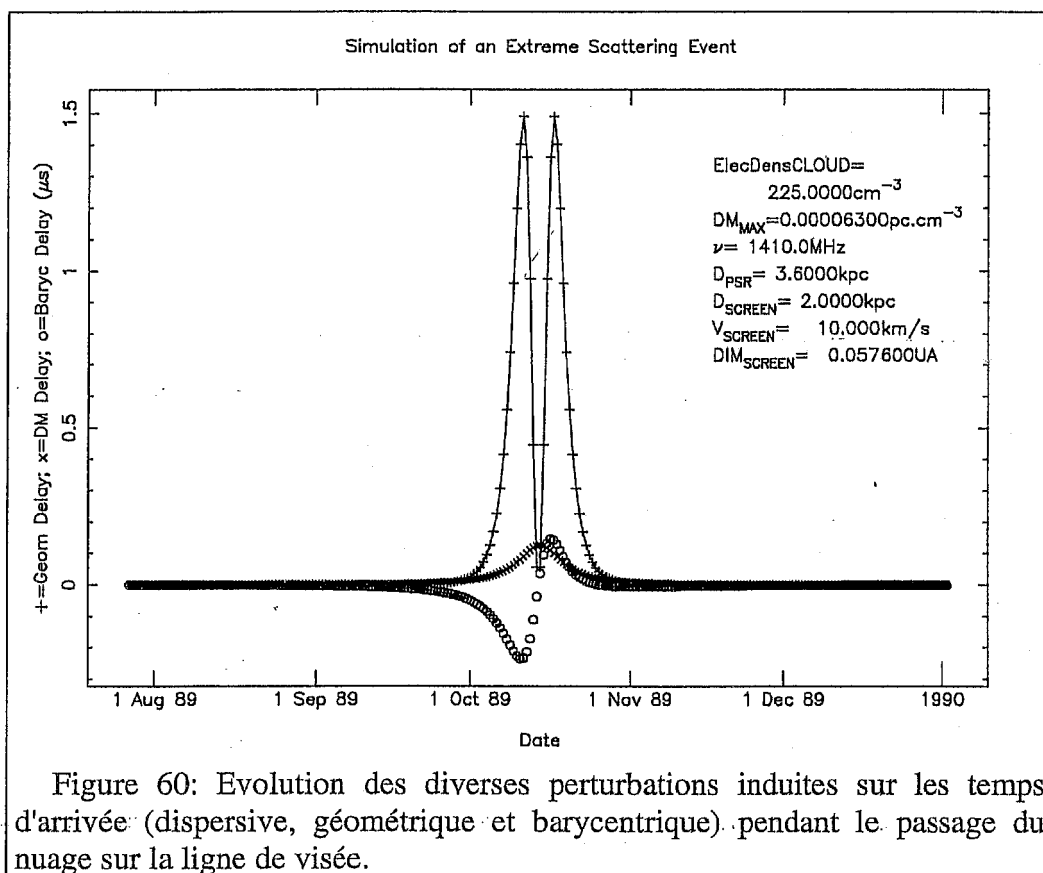


Figure 60: Evolution des diverses perturbations induites sur les temps d'arrivée (dispersive, géométrique et barycentrique) pendant le passage du nuage sur la ligne de visée.

La modélisation d'un nuage réfractant a été appliquée à l'événement de scintillation réfractive (ESE) observé sur le pulsar PSR1937+21 en octobre 1989. La figure 61 représente les résultats obtenus pour un nuage de densité $183 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$, de vitesse 15 km/s situé à 2 kpc de la Terre. La figure 62 représente la superposition de la modélisation avec les données de chronométrage.

Pour davantage de détail concernant les caractéristiques physiques et géométriques du nuage ayant provoqué l'événement de scintillation réfractive du 14 octobre 1989 sur PSR1937+21, on se reportera à l'article "Extreme Scattering Event in the Direction of the Millisecond Pulsar PSR1937+21" accepté dans la revue Nature le 22 septembre 1993 (Cognard et al. 1993b).

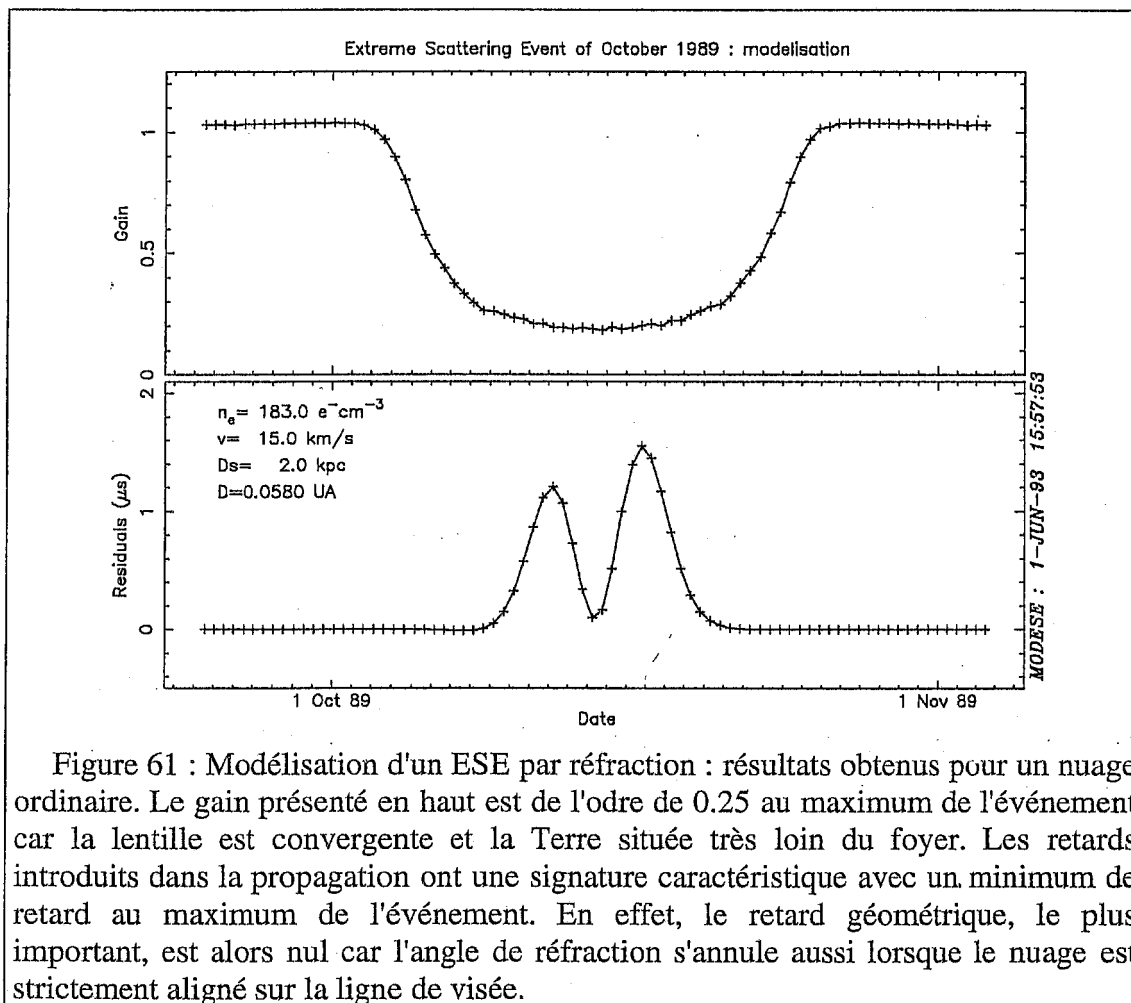


Figure 61 : Modélisation d'un ESE par réfraction : résultats obtenus pour un nuage ordinaire. Le gain présenté en haut est de l'ordre de 0.25 au maximum de l'événement car la lentille est convergente et la Terre située très loin du foyer. Les retards introduits dans la propagation ont une signature caractéristique avec un minimum de retard au maximum de l'événement. En effet, le retard géométrique, le plus important, est alors nul car l'angle de réfraction s'annule aussi lorsque le nuage est strictement aligné sur la ligne de visée.

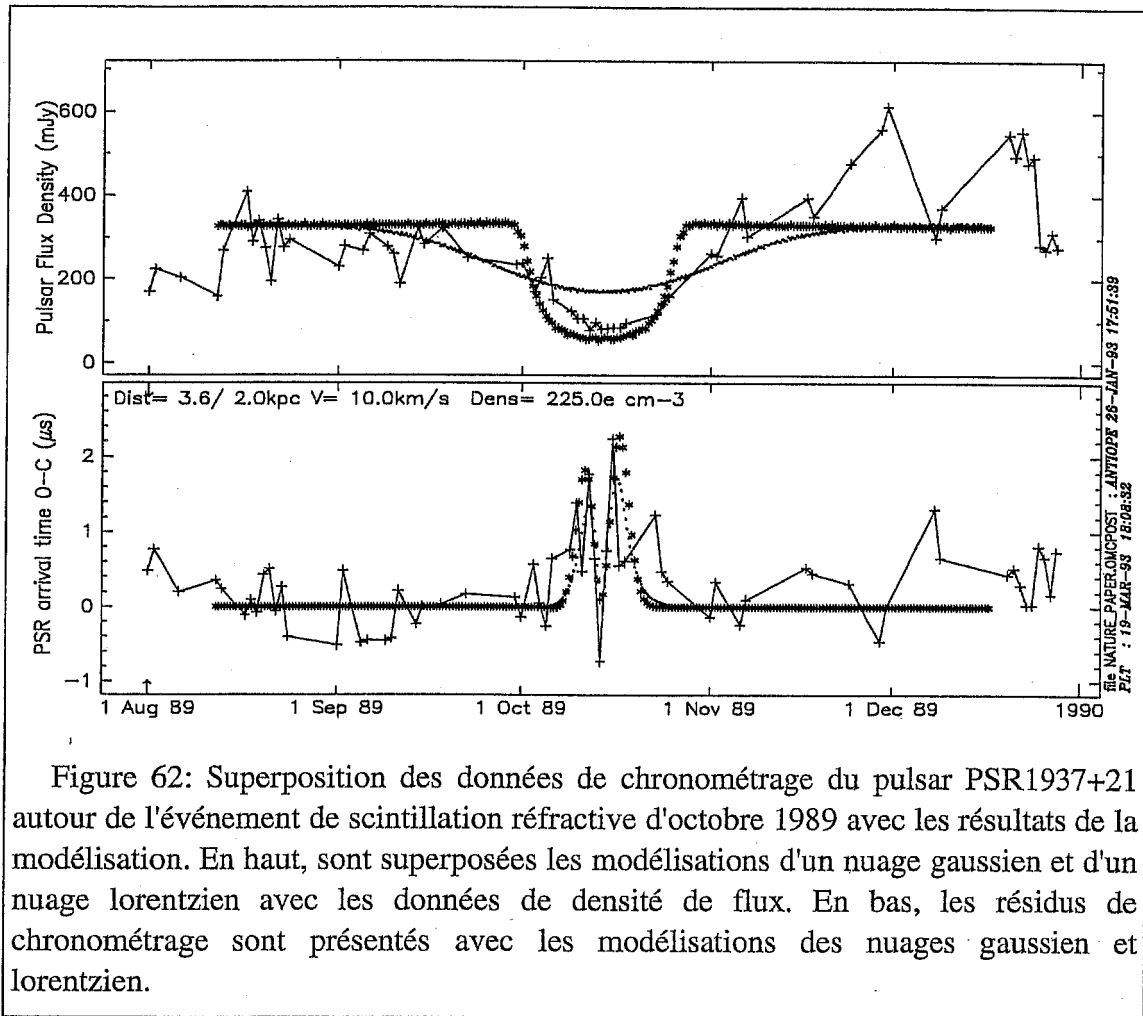
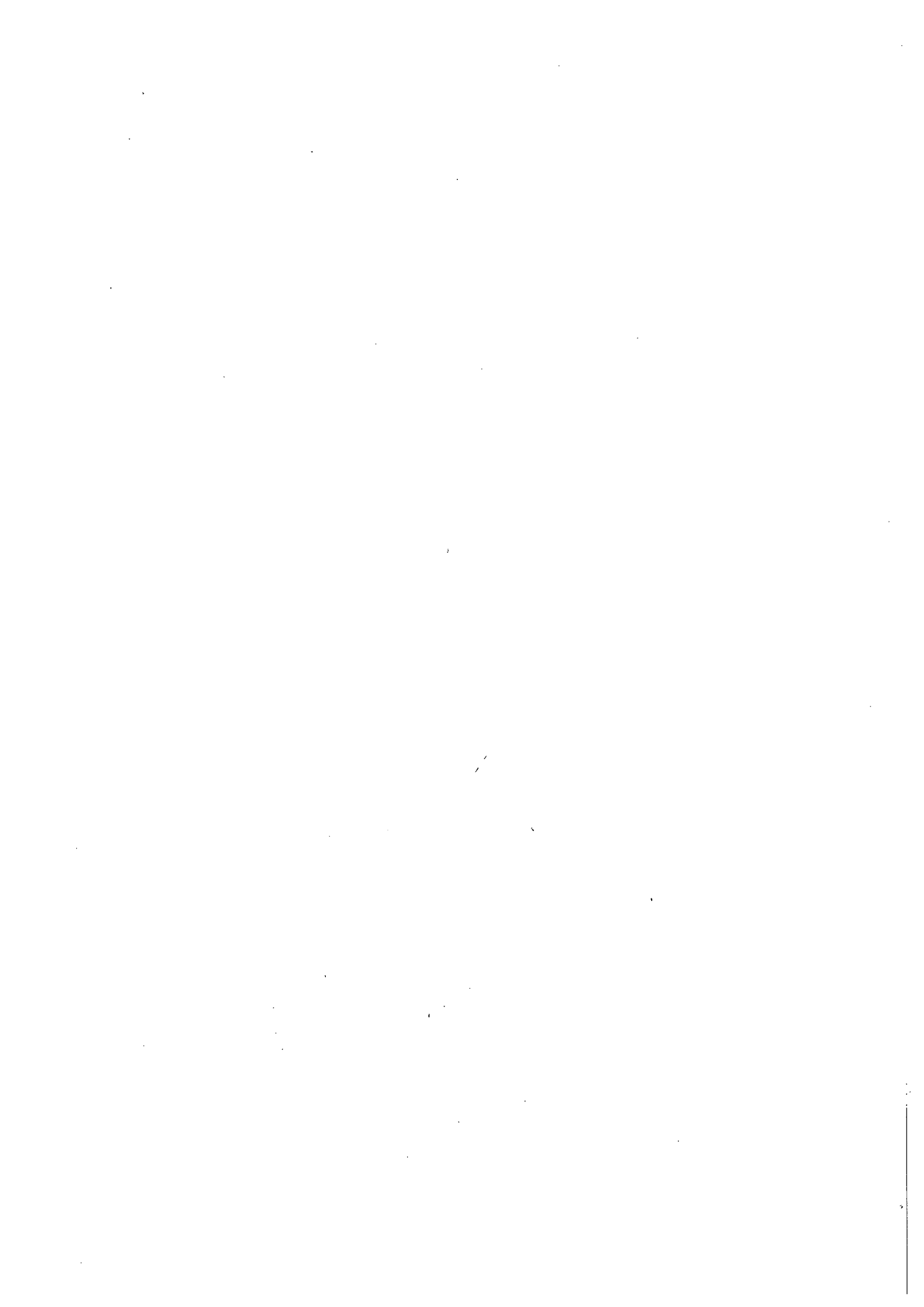


Figure 62: Superposition des données de chronométrage du pulsar PSR1937+21 autour de l'événement de scintillation réfractive d'octobre 1989 avec les résultats de la modélisation. En haut, sont superposées les modélisations d'un nuage gaussien et d'un nuage lorentzien avec les données de densité de flux. En bas, les résidus de chronométrage sont présentés avec les modélisations des nuages gaussien et lorentzien.



Note ajoutée après soutenance

Page 96, nous avons raisonné dans notre modèle d'analyse comme si la bulle de plasma dans le milieu interstellaire était convergente. En fait elle est divergente.

En effet, appelons ν la fréquence de l'onde électromagnétique, n_e la densité électronique (cm^{-3}) et $\nu_p \approx 8.9 \times 10^3 \sqrt{n_e}$ la fréquence de plasma, plasma supposé sans champ magnétique ni collisions. Il n'y a propagation que si $\nu > \nu_p$. On a alors :

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{7.9 \times 10^7 n_e}{\nu^2}} \quad (\text{voir page 79})$$

On voit que l'indice n décroît si la densité électronique n_e croît. Donc, une bulle de plasma du milieu interstellaire de densité supérieure à celle du milieu environnant sera une lentille divergente.

Toutefois, comme la longueur focale associée à la bulle est très petite devant la distance à cette bulle, l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de la modélisation précédente reste valable.

Chapitre 5

La Détermination de la Mesure de Dispersion DM

Le suivi des variations de la mesure de dispersion (DM) des pulsars est un moyen direct de sonder les propriétés du milieu ionisé turbulent qui emplit l'espace interstellaire. Les premières variations de la mesure de dispersion ont été détectées dans la direction du pulsar du Crabe PSR0531+21 (Rankin & Roberts 1970). Le long de la ligne de visée, les variations étaient de l'ordre de $0.02 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ sur un an, correspondant à $6 \times 10^{16} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2}$. Sur le pulsar du Crabe, Lyne, Pritchard, & Smith (1988) obtiennent sur 15 années une variation de $0.003 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ par an. Les premières déterminations des variations de DM dans la direction du pulsar PSR1937+21 ont été faites par Rawley, Taylor, & Davis (1988) en obtenant des variations de 0.001 à $0.002 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ par an. Sur le pulsar PSR1821-24, les premiers résultats sur les variations de DM ont été publiés par Backer *et al.* (1993) et font état de variations de l'ordre de $0.02 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ sur 2 ans.

Principe de la détermination des variations de DM

La turbulence qui est présente dans le milieu interstellaire ionisé induit une variation de la quantité intégrée d'électrons libres le long de la ligne de visée vers le pulsar.

Le retard de dispersion

$$t_{\text{disp}} = \frac{kDM}{v^2}$$

est modifié par une variation de DM :

$$\delta t_{\text{disp}} = \frac{k \delta DM}{v^2}$$

La variation de $0.0015 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ par an sur PSR1937+21 correspond à un délai dispersif supplémentaire de $3 \mu\text{s}$ à 1410 MHz . Les variations sur PSR1821-24 de $0.02 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ sur les deux années 1990 et 1991 correspondent à une variation du délai dispersif de $42 \mu\text{s}$ à la fréquence de 1410 MHz .

Compte tenu de la nature dispersive de l'effet, une mesure à deux fréquences permet de déterminer la variation δDM qui affecte les temps d'arrivée. Une variation δDM induit des résidus de chronométrage δt_1 et δt_2 aux fréquences v_1 et v_2 qui sont données par :

$$\delta t_1 = \frac{kDM}{v_1^2} \quad \delta t_2 = \frac{kDM}{v_2^2}$$

En principe, on peut donc déterminer δDM par combinaison linéaire de ces deux résidus :

$$\delta DM = \frac{(\delta t_1 - \delta t_2) v_1^2 v_2^2}{k (v_2^2 - v_1^2)}$$

En pratique, avec le programme ANTIOPE on applique un modèle dans lequel on fixe tous les paramètres du pulsar (période, dérivée de la période, position, mouvement propre,...) à des valeurs a priori. Ceci afin de produire des résidus avant ajustement dans lesquels restent seulement l'effet des variations de DM. Ces calculs sont effectués pour les 2 fréquences observées avec le même jeu de paramètres du pulsar. En supposant que seules les variations δDM sont responsables de l'effet dispersif en λ^2 , alors l'application de la relation précédente permet d'extraire δDM .

Il est possible d'évaluer la sensibilité d'un couple de fréquences d'observations aux variations de DM par le "coefficient de qualité" :

$$\frac{\delta t_1 - \delta t_2}{\delta DM} = k \frac{v_2^2 - v_1^2}{v_1^2 v_2^2}$$

Pour chaque couple de fréquences utilisé lors des campagnes de chronométrage effectuées dans les radiotélescopes du monde, ce rapport a été calculé. La table suivante les récapitule.

Observatoire Fréquences	Arecibo 1410-2380 MHz	Green Bank 800-1330 MHz	Nançay 1410-1700 MHz	Nançay 1280-1700 MHz
$k \frac{v_2^2 - v_1^2}{v_1^2 v_2^2} \times 10^3$	1.35	4.1	0.65	1.09

Pour Nançay, deux valeurs de ce coefficient de qualité apparaissent, l'un pour le pulsar PSR1821-24 sur le couple de fréquences 1410-1700 MHz, et l'autre pour le pulsar PSR1937+21 sur le couple 1280-1700 MHz.

Ces résultats sont à moduler en fonction de la précision avec laquelle est effectué le chronométrage dans les différents radiotélescopes. Ainsi, comme la précision du chronométrage à Green Bank est 10 fois moins bonne qu'à Arecibo et Nançay, le coefficient doit être divisé par 10. La table montre qu'à Green Bank, la qualité de la détermination du DM est moins bonne qu'à Arecibo mais équivalente à celle de Nançay.

Absorption des variations de DM par l'ajustement du modèle

Notons qu'en général dans les résidus de chronométrage obtenus à une seule fréquence, les écarts systématiques produits par les variations de DM apparaissent de façon plus évidente à mesure que le nombre d'observations s'accroît. Pour une série d'observations sur une courte durée les variations de temps d'arrivée peuvent être plus ou moins absorbées par l'ajustement de paramètres tels que la position ou le mouvement propre. Deux ajustements ont été effectués sur les données obtenues de décembre 1988 à janvier 1991 ; l'un avec un DM constant, l'autre avec le DM qui a été déterminé à partir des données d'Arecibo. Les mouvements propres ainsi obtenus présentent une différence de 4σ en ascension droite et de 2σ en déclinaison (Cognard *et al.* 1993a).

Les résidus multi-fréquence contiennent toujours l'effet dispersif en λ^2 même si l'un des paramètres de l'ajustement a une signature temporelle similaire à la variation du DM. Par exemple, supposons que l'on veuille modéliser la phase du pulsar par :

$$\varphi_m = \varphi_0^m + \frac{t}{P_0^m} + \frac{k DM_0^m}{P_0^m v^2}$$

La période apparaissant dans le terme dispersif introduit un couplage entre les paramètres, mais on négligera par la suite les variations de la période dans ce terme. Ce modèle est appliqué sur chacune des phases mesurées $\varphi(\nu_i, t_i)$ que l'on supposera être de la forme :

$$\varphi(\nu_i, t_i) = \varphi_0 + \frac{t_i}{P_0} + \frac{k}{P_0 \nu_i^2} (DM_0 + \dot{DM} t_i)$$

où l'hypothèse d'une variation linéaire du DM a été faite. Les phases mesurées comportent donc un terme chromatique proportionnel au temps. L'ajustement de la période absorbe un terme proportionnel au temps qui conduit à l'absorption de la variation linéaire du DM. En effet, en utilisant la fréquence ν_1 , les paramètres sont déterminés en ajustant les phases mesurées à la phase modélisée par la relation :

$$\varphi_m = \varphi(\nu_1, t_1)$$

Les paramètres de la phase modélisée sont de la forme :

$$\varphi_0^m = \varphi_0, \quad P_0^m = P_0 \frac{\nu_1^2}{\nu_1^2 + k DM}, \quad DM_0^m = DM_0$$

La période ajustée P_0^m diffère de la période vraie P_0 . Par exemple sur PSR1937+21 on observe un gradient de DM de l'ordre de $0.002 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ par an qui se traduit, à 1410 MHz, par un écart de l'ordre de $200 \times 10^{-18} \text{ s}$ sur la période, soit une erreur systématique 100 fois supérieure à l'erreur formelle. Les résidus obtenus après application du modèle sur les données à la fréquence ν_1 sont nuls, ce n'est pas le cas à la fréquence ν_2 et l'effet de la variation linéaire du DM y est toujours visible :

$$\varphi(\nu_1, t_i) - \varphi_m = 0$$

$$\varphi(\nu_2, t_i) - \varphi_m = k \text{DM} \frac{\nu_1^2 - \nu_2^2}{\nu_1^2 \nu_2^2} t_i$$

Ainsi, à partir des résidus avant ajustement obtenus à des fréquences différentes on détermine les variations δDM . Les deux figures suivantes montrent que le jeu de paramètres choisi pour déterminer les résidus avant ajustement n'a pas d'influence sur la détermination des variations δDM . Les résidus avant ajustement des 2 exemples sont très différents mais conduisent à des variations de DM très similaires.

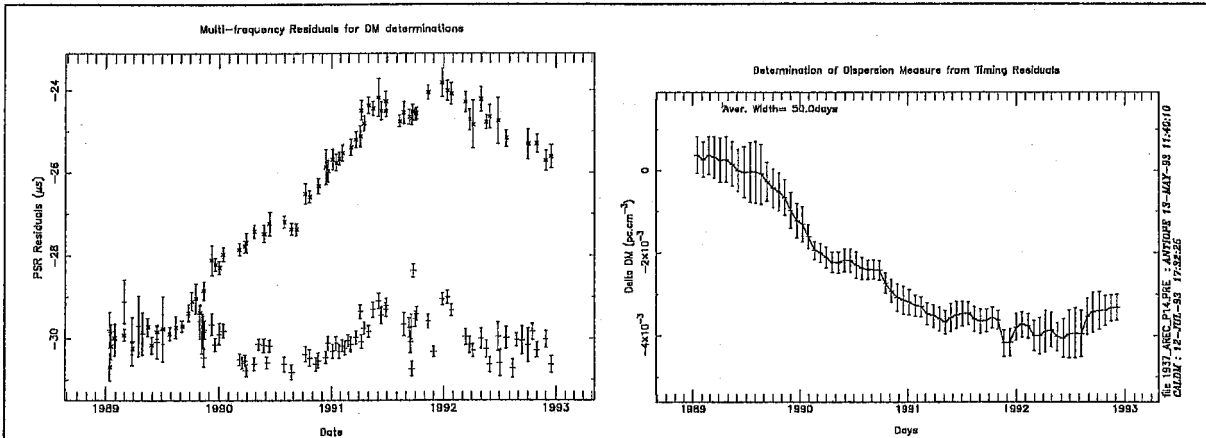


Figure 63 : Détermination du DM à partir des données obtenues à Arecibo et des paramètres déterminés à 1410 MHz. Une pente linéaire se voit sur les données à 2380 MHz car la période déterminée à 1410 MHz est biaisée par l'évolution linéaire du DM.

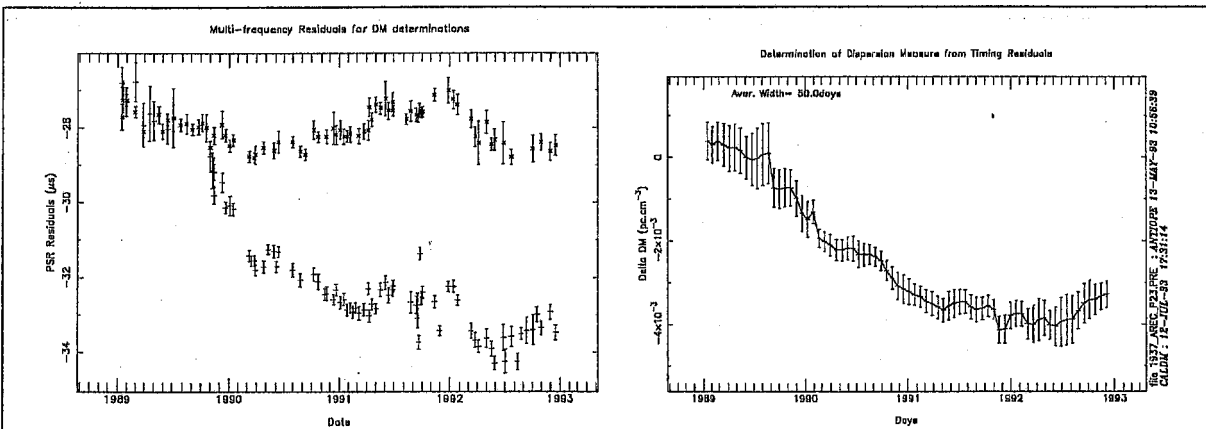


Figure 64 : Détermination du DM à partir des données obtenues à Arecibo et des paramètres déterminés à 2380 MHz. Les résultats obtenus avec les deux jeux de paramètres (figure 63 et 64) sont très similaires. Une discontinuité est observée autour du 1^{er} septembre 1989 sur le DM obtenu avec les paramètres 2380 MHz. Elle est due au manque de près de quatre mois de données à 1410 MHz et au mauvais lissage de celles-ci, celui-ci est aggravé par le gradient important observé sur ces résidus.

Mise en pratique

Plusieurs problèmes pratiques apparaissent dans ce calcul. Le premier d'entre-eux est la non-simultanéité des données de chronométrage obtenues à différentes fréquences. Le second est lié à la présence de bruit "haute-fréquence" dans les résidus alors que nous cherchons à déterminer les variations lentes du DM. La mise au point d'un algorithme efficace et fiable pour la détermination des variations δDM n'a pas été immédiate.

La première méthode a consisté à utiliser individuellement tous les résidus disponibles. Le δDM a été déterminé directement à partir d'une part d'un résidu à une fréquence $(\delta t_1, \nu_1)$ et d'autre part, de la moyenne des deux résidus adjacents de l'autre fréquence $(\delta t_2, \nu_2)$. La moyenne permettait de surmonter la non-simultanéité des données. Cette méthode est vite apparue limitée car sujette au bruit. Une autre étape avec le lissage des δDM par une gaussienne glissante a été introduite dans cet algorithme. Les résultats ont été améliorés mais sont restés très sensibles au bruit présent sur les résidus de la première fréquence.

Une deuxième version de l'algorithme consistait d'abord à lisser les résidus de la fréquence ν_1 pour les rendre moins bruités, puis à déterminer le δDM à partir de ces résidus $(\delta t_1, \nu_1)$ et de la moyenne des deux résidus adjacents de l'autre fréquence $(\delta t_2, \nu_2)$. Le lissage sur les δDM , faisant alors double emploi, avait été enlevé. Néanmoins, cette méthode était encore très sensible au bruit présent sur les données. Aussi, une version ultérieure consista à redéterminer, par lissage avec une gaussienne, un résidu δt_1 à la fréquence ν_1 mais pour une date située entre les 2 résidus adjacents. Le résidu de la fréquence ν_2 était toujours déterminé par la moyenne de deux résidus adjacents. Cet algorithme présente une disymétrie flagrante de traitement des données entre les deux fréquences. Cette façon de faire n'était évidemment pas satisfaisante et un algorithme qui traite de façon similaire les deux ensembles de données a été recherché.

Ainsi, pour ne pas privilégier une fréquence par rapport à l'autre, il a été choisi de lisser et de rééchantillonner toutes les données obtenues à chaque fréquence. Pour des dates fixées à l'avance, une moyenne des différents résidus pondérée par une gaussienne est utilisée :

$$\bar{\delta t}(t) = \frac{\sum_i \delta t(t_i) \times w_i}{\sum_i w_i}$$

$$\text{avec } w_i = \frac{e^{-\left(\frac{t-t_i}{\sigma}\right)^2}}{\sigma_{\delta t}^2} \text{ et } |t-t_i| \leq 3\sigma$$

où la largeur de la gaussienne de lissage σ est de l'ordre de 50 jours. Plus cette valeur est élevée, plus les données sont lissées efficacement et les variations rapides effacées. Sur toutes les données obtenues à une fréquence et situées jusqu'à 3 fois la largeur σ de la gaussienne de lissage une somme sur i est effectuée. De cette façon on obtient des valeurs de résidus de chronométrage aux 2 fréquences à des mêmes dates et il est alors facile de déterminer le δDM pour les différentes dates t choisies :

$$\delta DM(t) = \frac{(\delta t_1(t) - \delta t_2(t)) v_1^2 v_2^2}{k (v_2^2 - v_1^2)}$$

Les incertitudes des données lissées permettent d'estimer les incertitudes sur δDM . Les incertitudes sur les données lissées proviennent d'une moyenne quadratique et pondérée des incertitudes sur toutes les données qui interviennent.

La stratégie d'observation adoptée à Nançay

Les stratégies d'observation de PSR1821-24 et PSR1937+21 à Nançay ne sont pas les mêmes. Pour le pulsar PSR1937+21 qui est relativement intense, l'heure d'observation avec le radiotélescope méridien de Nançay est scindée en deux parties avec une observation à 21 cm et une observation à 18 cm. Ainsi, la première demi-heure est consacrée aux fréquences 1410 et 1280 MHz, en polarisation H & V. La seconde demi-heure est, dans les mêmes conditions, consacrée à 1680 et 1700 MHz. Quant au pulsar PSR1821-24, il est environ 5 fois plus faible que PSR1937+21 et à la limite de la détection en une 1/2 heure ; la perte de temps d'intégration par la séparation en 2 de l'observation n'est pas acceptable. Actuellement, sur des périodes de 4 jours d'observation, les deux premiers jours sont consacrés à 21 cm et les deux suivants à 18 cm. A 21cm, les 4 canaux du dédispenseur sont affectés aux fréquences 1360, 1390, 1400 et 1410 MHz en polarisation H. Du fait des propriétés particulières de polarisation de PSR1821-24, les observations à 18 cm se font en polarisation V aux fréquences 1665, 1680, 1695 et 1700 MHz.

Résultats obtenus à Nançay

Les variations de DM du pulsar PSR1937+21

Les résultats obtenus sur PSR1937+21 sont montrés sur les figures suivantes. Une variation de DM de l'ordre de $0.001 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ sur un an peut être détectée à partir des données (figure 67). Ce résultat est compatible avec les résultats obtenus par Ryba (1991) qui obtient, avec des données à 1.4 et 2.38 GHz, une variation de DM dominée par un gradient général de l'ordre de $0.0008 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ par an sur les années 1989-1990-1991. Ces résultats ont été confirmés de façon indépendante par Backer *et al.* (1993) avec des observations effectuées à 800 et 1330 MHz.

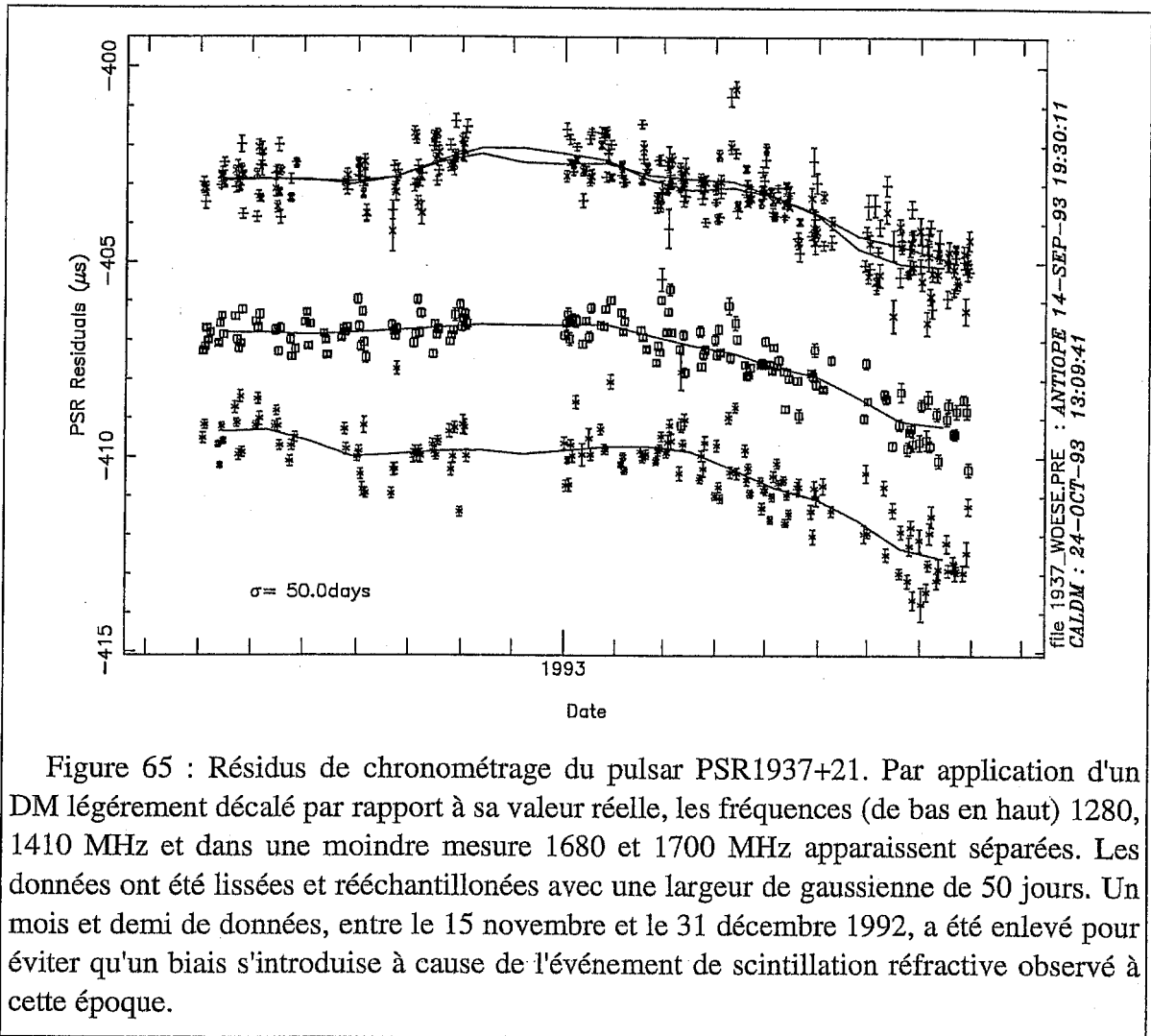


Figure 65 : Résidus de chronométrage du pulsar PSR1937+21. Par application d'un DM légèrement décalé par rapport à sa valeur réelle, les fréquences (de bas en haut) 1280, 1410 MHz et dans une moindre mesure 1680 et 1700 MHz apparaissent séparées. Les données ont été lissées et rééchantillonnées avec une largeur de gaussienne de 50 jours. Un mois et demi de données, entre le 15 novembre et le 31 décembre 1992, a été enlevé pour éviter qu'un biais s'introduise à cause de l'événement de scintillation réfractive observé à cette époque.

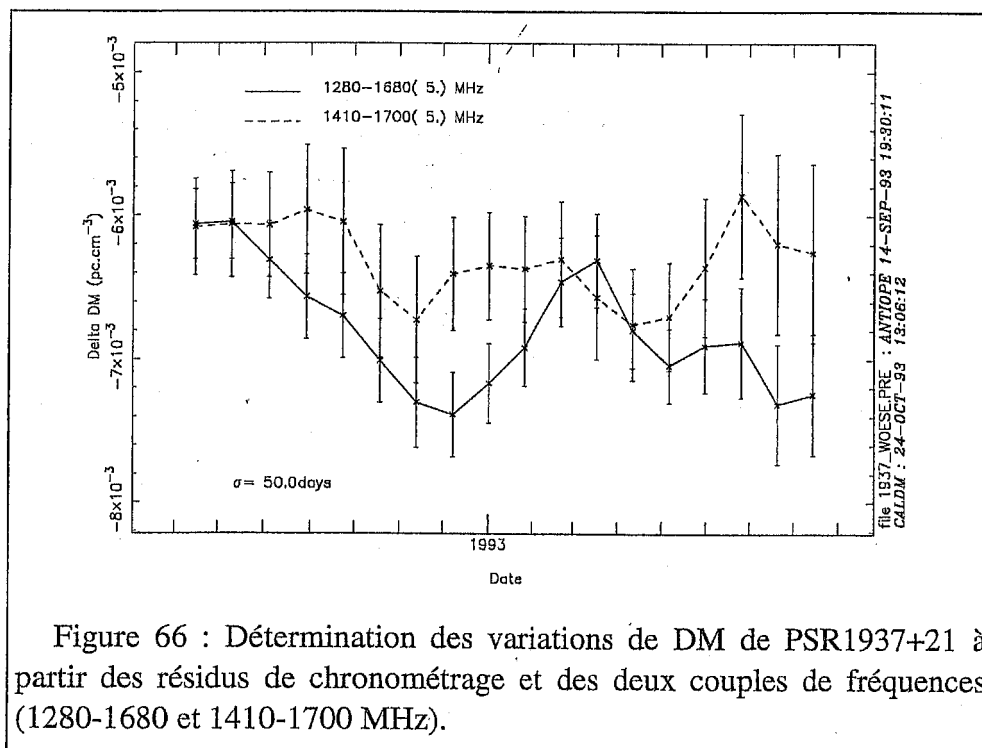
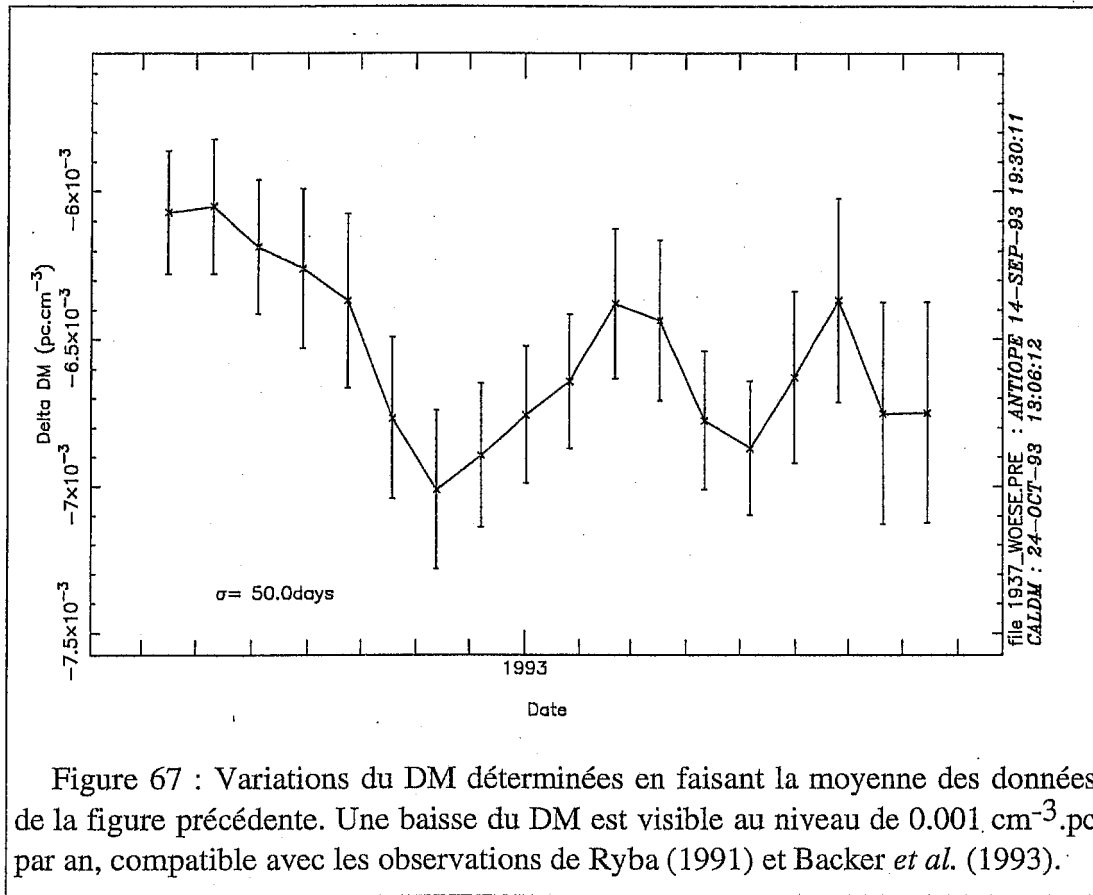


Figure 66 : Détermination des variations de DM de PSR1937+21 à partir des résidus de chronométrage et des deux couples de fréquences (1280-1680 et 1410-1700 MHz).



Les variations de DM du pulsar PSR1821-24

Sur le pulsar PSR1821-24, 4 fréquences sont observées à 21 et 18 cm dans la polarisation horizontale (en H à 21 cm et en V à 18 cm). Il est ainsi possible de former 4 couples de fréquences indépendants, 1410-1680, 1400-1700, 1370-1665 et 1390-1695 MHz. Les résidus sont lissés avec une gaussienne de 50 jours et rééchantillonnées tous les 25 jours. Le résultat obtenu est compatible avec les variations de DM publiées par Backer *et al.* (1993) qui montre une lente augmentation du DM de l'ordre de $0.015 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ sur 1990-1991.

De plus, chaque année une augmentation systématique des résidus est provoquée par l'augmentation de DM par les électrons libres de la couronne solaire. Les données affectées par la couronne solaire ne sont pas incluses dans l'analyse présentée ici. Un travail de modélisation du contenu électronique de la couronne solaire à partir des données systématiquement acquises pendant ces occultations est présentée dans l'article sur PSR1821-24 (voir plus loin).

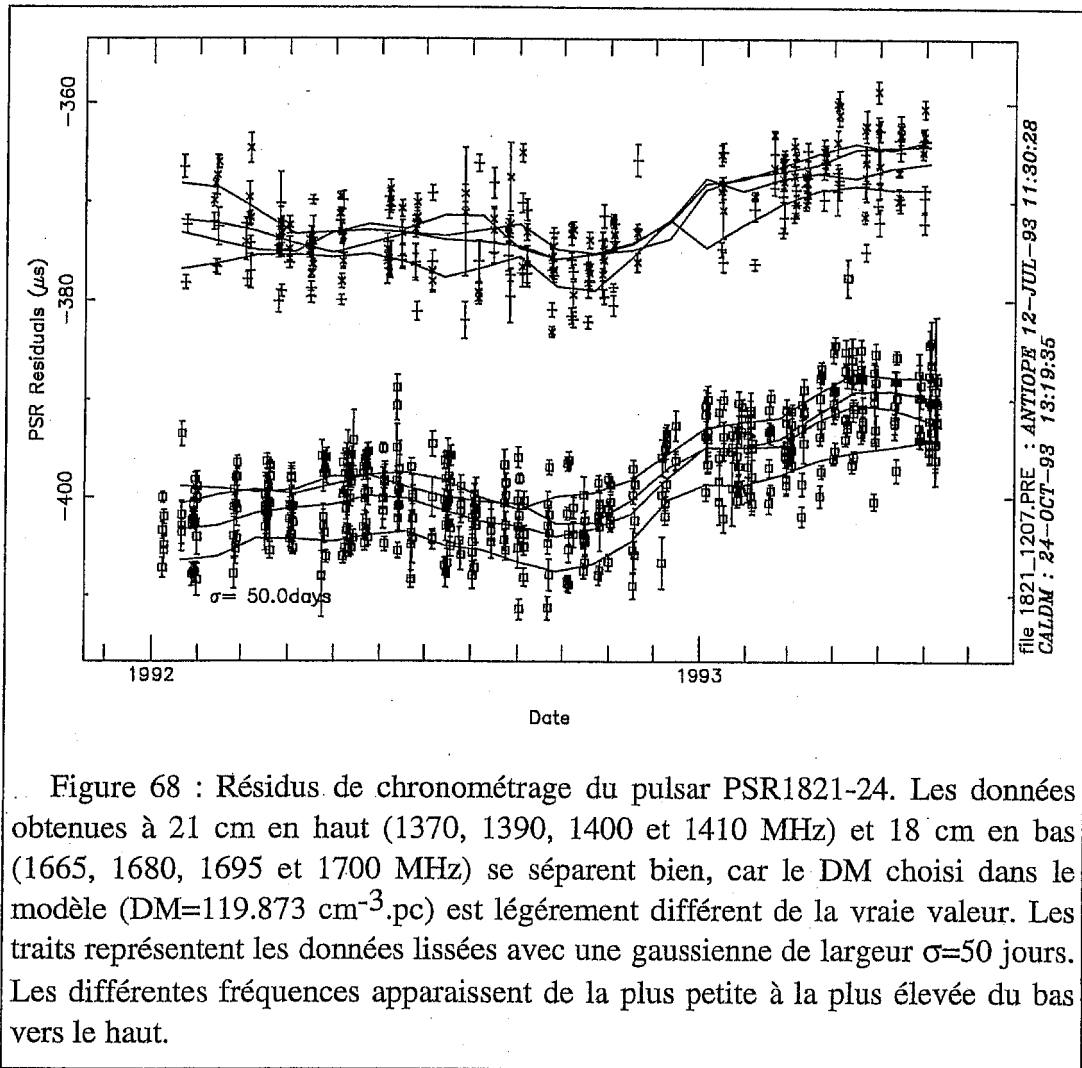


Figure 68 : Résidus de chronométrage du pulsar PSR1821-24. Les données obtenues à 21 cm en haut (1370, 1390, 1400 et 1410 MHz) et 18 cm en bas (1665, 1680, 1695 et 1700 MHz) se séparent bien, car le DM choisi dans le modèle ($DM=119.873 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}$) est légèrement différent de la vraie valeur. Les traits représentent les données lissées avec une gaussienne de largeur $\sigma=50$ jours. Les différentes fréquences apparaissent de la plus petite à la plus élevée du bas vers le haut.

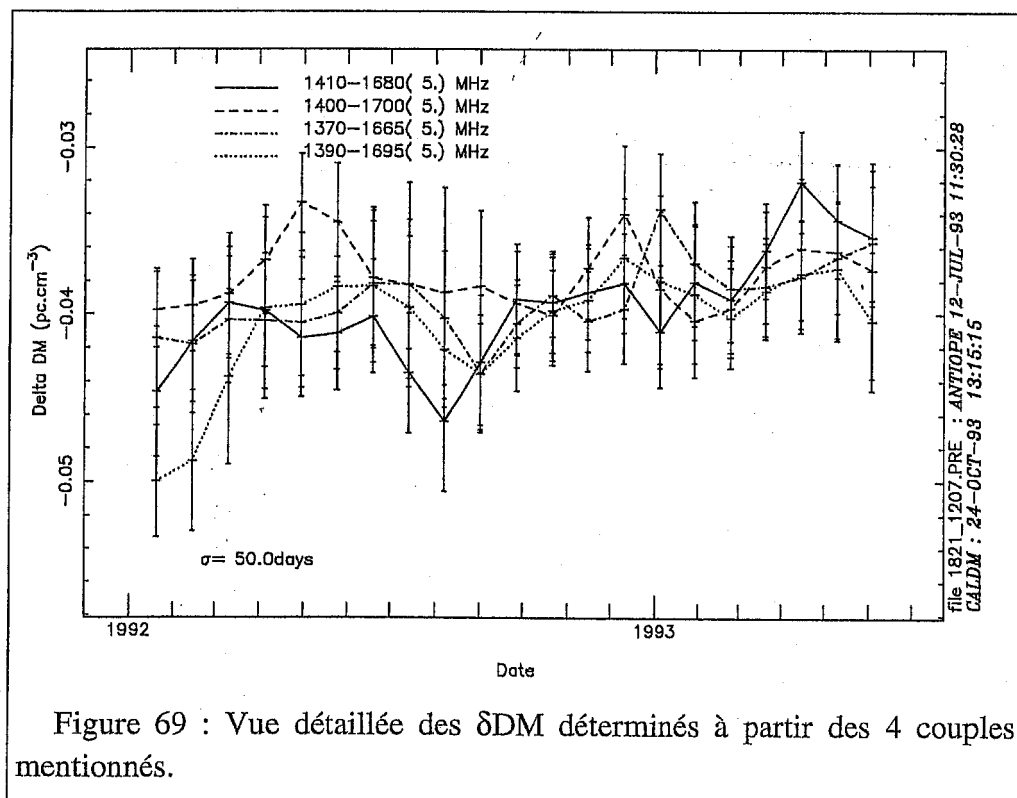
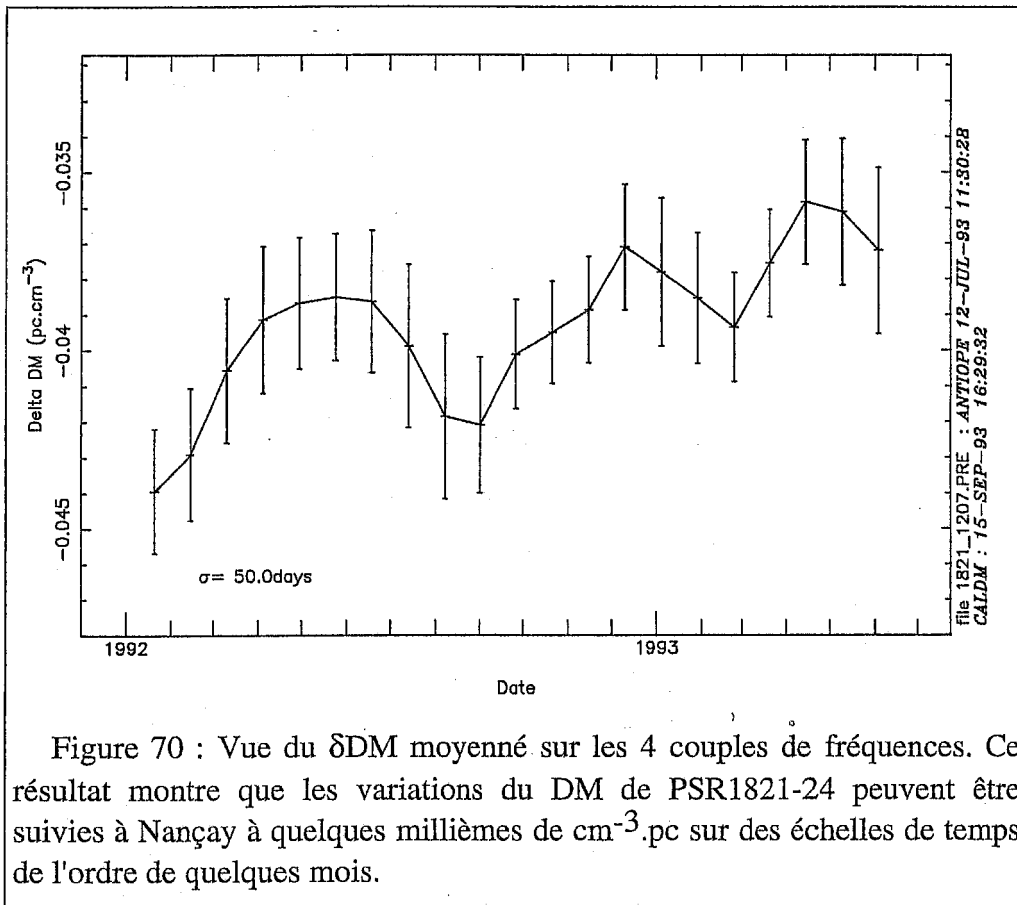


Figure 69 : Vue détaillée des δDM déterminés à partir des 4 couples mentionnés.



Conclusion

La méthode retenue à Nançay pour déterminer les variations de DM consiste à lisser et rééchantillonner les données à toutes les fréquences. Les variations δDM sont obtenues à partir de la moyenne des δDM déterminés avec plusieurs couples de fréquences. Cette méthode présente l'avantage de ne pas favoriser une fréquence par rapport à une autre et montre des résultats encourageants. Les variations de DM observés au-dessus des limites d'incertitude sont compatibles avec les résultats obtenus par les autres équipes du globe. Ceci bien que notre écart moyen de fréquence soit le plus faible de tous et que les variations δDM des 2 pulsars suivis à Nançay ne soit pas les plus importantes pendant notre période d'observation multi-fréquence (1992 - mi 1993).

Le projet FORT (Foyer Optimisé du RadioTelescope) dont on devrait voir la réalisation dans les années prochaines sera tel que les possibilités de suivi de la mesure de dispersion seront significativement améliorés. En effet, le radiotelescope pourra couvrir la gamme de fréquence de 1 à 3.5 GHz avec une sensibilité accrue d'un facteur 2.2. Il sera possible d'observer à plus basse fréquence ($\sim 1\text{GHz}$) mais aussi à plus haute fréquence ($\sim 3.5\text{GHz}$). Le "coefficient de qualité" devrait être amélioré de façon si importante qu'il devrait atteindre une valeur de 3.8 pour les fréquences 1 et 3.5 GHz, là où Arecibo n'atteint que 1.35 actuellement. Il sera également possible d'étudier les effets non strictement en λ^2 prévus lors des événements réfractifs décrits au chapitre 4.

Chapitre 6

Les Ondes Gravitationnelles

De part leur très grande stabilité temporelle, les pulsars ont très tôt été présumés offrir un excellent moyen de détecter les ondes gravitationnelles. Sazhin (1978) fait mention de la possibilité de détecter des ondes gravitationnelles par le chronométrage des pulsars. Il discute la possibilité d'observer l'effet d'un système binaire, perdant de l'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles, proche de la ligne de visée du pulsar. La probabilité d'avoir un système binaire suffisamment massif et proche de cette ligne est faible. Detweiler (1979) quantifie l'effet d'un fond stochastique d'ondes (éventuellement d'origine cosmologique), mais aussi l'effet d'une source d'ondes isolée que l'effet soit durable ou non. Les premières applications ont été faites sur les pulsars ordinaires (Hellings & Downs 1983 ; Romani & Taylor 1983)

Les sources d'ondes gravitationnelles

Les sources astrophysiques des ondes gravitationnelles se classent en trois catégories : les sources stochastiques, les sources impulsionnelles et les sources continues. Différents processus sont à l'origine de ces ondes.

Pour le fond stochastique, il peut s'agir d'un fond cosmologique primordial (l'équivalent du fond diffus radio à 3K, vestige de l'état primordial de l'univers, mais plus tôt dans l'évolution de l'Univers) ou encore d'un fond induit par les cordes cosmiques que prévoient certaines théories cosmologiques. Les sources impulsionnelles (ou "bursts") sont l'explosion d'une supernovae ou la coalescence d'étoiles compactes (étoile à neutron, trou

noir). Enfin les sources continues peuvent être les pulsars eux-mêmes s'ils possèdent un terme quadrupolaire dans l'expression de leur moment d'inertie. Les pulsars binaires émettent également des ondes gravitationnelles, le pulsar PSR1913+16 permet la première mise en évidence indirecte des ondes gravitationnelles qui sont responsables de la diminution de la période orbitale avec un taux correspondant à la prévision de la théorie de la Relativité Générale (Taylor, Fowler, & McCulloch 1979 ; Taylor & Weisberg 1982)

Un petit historique

La première limite mise sur un fond stochastique d'ondes gravitationnelles a été faite par Detweiler (1979) en considérant que des pulsars ordinaires (PSR1919+21, PSR1933+16, PSR2016+28,...) ont été observés pendant environ 2000 jours avec un résidu des temps d'arrivée après ajustement de l'ordre de 0.15ms. En faisant l'hypothèse que le spectre d'ondes gravitationnelles est plat, les résidus de chronométrage $R(t)$ ont alors un r.m.s. donné par :

$$\langle R^2(t) \rangle = \frac{208}{243} \frac{G\rho}{\pi^3 f^4}$$

où G est la constante de la gravitation, ρ la densité d'énergie des ondes gravitationnelles et f est la fréquence de l'onde en cycles par an. Ceci induit une limite sur la densité d'énergie des ondes gravitationnelles de $\rho = 1.28 \times 10^{-29} f^4 \text{ g.cm}^{-3}$. Par comparaison, la densité critique pour refermer l'Univers est :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

avec la constante de Hubble $H_0 = 100 \text{ km/s}$, on trouve $\rho_c = 2 \times 10^{-29} \text{ g.cm}^{-3}$. Il est pratique d'exprimer la densité d'ondes relativement à cette densité nécessaire à la fermeture de l'Univers. On définit donc la fraction de densité d'ondes gravitationnelles comme la quantité $\Omega_g = \rho/\rho_c$. Les pulsars ordinaires permettent de mettre une limite supérieure à la densité d'un fond d'ondes gravitationnelles, avec une période voisine de l'année, à un niveau comparable à la densité de fermeture de l'univers.

Par contre, Mashhoon (1982) aboutit à une densité beaucoup plus faible. En effet, en faisant l'hypothèse que le temps de cohérence du fond d'ondes est petit devant la durée des observations, la densité d'énergie des ondes gravitationnelles, en fraction de densité critique, est trouvée inférieure à $\Omega_g \sim 10^{-10}$, toujours pour une période de l'ordre de l'année.

Bertotti, Carr, & Rees (1983) attirent alors l'attention sur le fait que les ondes gravitationnelles de période voisine à la durée d'observation peuvent contribuer de façon significative à la dérivée de la période déterminée par l'ajustement. Après réanalyse et en contradiction avec Mashhoon (1982), une fraction de densité critique de $\Omega_g \sim 10^{-3}$ est déduite des résidus de chronométrage. Par contre, la décroissance de la période orbitale d'un système binaire peut être déterminée a priori par la Relativité Générale et comparée à la mesure faite sur les données de chronométrage qui est affectée par le fond d'ondes gravitationnelles. Avec les observations de PSR1913+16, il est d'ores et déjà possible de placer une limite de $\Omega_g \sim 10^{-4}$ sur le fond d'ondes pour des périodes allant jusqu'à 10^4 années.

Par une méthode de cross-corrélation entre les données de chronométrage obtenues sur différents pulsars, il est possible de contraindre le spectre du fond d'ondes (Hellings & Downs 1983). La méthode décrite appliquée à quelques pulsars ordinaires observés sur une douzaine d'années conduit à une fraction de densité critique de $\Omega_g \sim 1.4 \times 10^{-4}$ pour une période de l'ordre de trois années. Plus loin, nous verrons plus en détail la procédure suivie par Hellings & Downs (1983).

Les pulsars millisecondes sont alors découverts et laissent prévoir une amélioration de plusieurs ordres de grandeur de tous ces résultats. Blandford, Narayan, & Romani (1984) étudie le cas de PSR1937+21, et aboutit, pour des périodes de quelques mois à l'année, à une fraction de densité critique donnée par :

$$\Omega_g \leq 7.7 \times 10^{-5} (s-1) \left(\frac{\beta}{N}\right)^{s-1} R_{\mu s}^2$$

où $R_{\mu s}$ est l'écart-type des résidus de chronométrage, N la durée d'observation en années, s l'indice de la loi de puissance du spectre des résidus de chronométrage dû au fond d'ondes gravitationnelles. β est un paramètre qui définit la fréquence de coupure $f_c \sim \beta/N$ dans la sensibilité au fond d'ondes gravitationnelles. Ce calcul tient ainsi compte de l'absorption du bruit à certaines fréquences par l'ajustement. La quantité s est de l'ordre de 5.5 ou 7 et les valeurs de β sont données par Blandford, Narayan, & Romani (1984), par exemple pour $s=5.5$ et $N=4$ ils donnent $\beta \sim 0.92$. Initialement, Rawley *et al.* (1987), avec les 2 années de chronométrage d'Arecibo et en suivant la méthode décrite dans Blandford, Narayan, & Romani (1984), déduit une limite sur la fraction de densité critique de $\Omega_g \sim 9 \times 10^{-6}$ pour une période de 0.8 années et de $\Omega_g \sim 4 \times 10^{-7}$ pour une période de 0.23 années.

Davis *et al.* (1985) aboutit, avec les données de PSR1937+21, à $\Omega_g < 5 \times 10^{-4}$ pour des périodes de 1-3 années, et remarque que ce résultat ne suffit pas encore à contraindre les modèles où les cordes cosmiques primordiales interviennent dans la formation des galaxies et introduisent du bruit dans le chronométrage. Davis *et al.* (1985) considère qu'une onde gravitationnelle plane d'amplitude h (sans dimensions) et de période τ transporte une densité d'énergie ρ donnée par :

$$\rho = \frac{1}{8\pi G} \left(\frac{2\pi}{\tau}\right)^2 h^2$$

Cette onde gravitationnelle produira sur les temps d'arrivée d'un pulsar une perturbation de l'ordre $\delta t = h\tau$, qui, si celle-ci est assez grande, dominera le bruit des résidus. La période τ la plus grande qui contribue significativement aux résidus est de l'ordre de la moitié de la durée d'observation. La densité qui produit une telle perturbation s'écrit donc :

$$\rho = 2.355 \times 10^7 \frac{\delta t^2}{\tau^4} \text{ en g.cm}^{-3}$$

où δt et τ sont en secondes. Ainsi, les 4 ans de données de chronométrage obtenues à Nançay sur PSR1937+21, caractérisées par un écart-type de 0.5 μs , conduisent à une limite supérieure, pour un fond stochastique d'ondes gravitationnelles, de :

$$h \approx 7.9 \times 10^{-15} \quad \text{ou} \quad \rho \approx 3.7 \times 10^{-37} \text{ g.cm}^{-3}$$

en unité de densité nécessaire pour clore l'Univers, ceci donne $\Omega_g \sim 1.86 \times 10^{-8}$. Cette valeur est sous-estimée car ne tenant pas compte de l'absorption, par l'ajustement du modèle, du bruit à certaines fréquences. L'application de la relation déterminée par Blandford, Narayan, & Romani (1984) donne finalement, avec $N=4$, $s=5.5$, $\beta \sim 0.92$ et $R=0.5 \mu s$, une fraction de densité critique d'ondes gravitationnelles $\Omega_g \sim 1.16 \times 10^{-7}$. Notons que cette densité correspond à la densité d'ondes produites par des cordes cosmiques en nombre suffisant pour avoir induit la formation des galaxies (Hogan & Rees, 1984). Dans la théorie des interactions fondamentales de Yang-Mills, la brisure d'une symétrie produit dans le vide des structures macroscopiques appelées cordes. Ces cordes pourraient avoir donné naissance aux galaxies, la densité nécessaire des ondes gravitationnelles produites par ces cordes correspondant à $\Omega_g \sim 2 \times 10^{-7}$. Cependant une limite légèrement plus contraignante a été donnée par Steingraber *et al.* (1990) avec $\Omega_g \sim 9 \times 10^{-8}$ (68% de confiance) grâce à leur plus longue série de données d'Arecibo (5 ans). Très récemment, Kaspi, Taylor, & Ryba (1993) trouvent avec les 8 années de données sur le pulsar PSR1937+21 à Arecibo une limite encore plus contraignante à $\Omega_g \sim 1.4 \times 10^{-8}$ (68% de confiance). Dans le cadre de la théorie de formation des galaxies à partir des cordes cosmiques, Bennett & Bouchet (1991) comparent et discutent les limites sur Ω_g mises par le chronométrage des pulsars millisecondes, la nucléosynthèse et les observations du fond cosmologique radio.

L'approche de Hellings & Downes (1983)

Une onde gravitationnelle traversant la Galaxie modifie la période apparente d'un pulsar. Dans le cas d'une onde $h(t)$ se propageant selon la direction (z) , la modification de la fréquence du pulsar peut s'écrire :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2} \cos 2\phi [1 - \cos \theta] \times [h(t) - h(t - \ell - \ell \cos \theta)]$$

où ℓ est la distance Terre-Pulsar, θ l'angle entre la direction Terre-Pulsar et la direction de propagation de l'onde et ϕ est l'angle entre la direction de polarisation de l'onde et la projection de la direction du pulsar sur le plan transverse. Bien que les mesures de chronométrage d'un pulsar soient sensibles aux ondes gravitationnelles de période aussi grande que le temps de trajet entre ce pulsar et la Terre (quelques milliers d'années), l'observation récente des pulsars limite les périodes détectables par cette technique à quelques années. Comme les données sont sensibles à la fois aux ondes présentes à la réception, $h(t)$, et aux ondes présentes à l'émission du signal, $h(t - \ell - \ell \cos \theta)$, les données provenant du chronométrage de plusieurs pulsars présentent une partie commune mais aussi une composante indépendante tant que la durée d'observation sera inférieure au temps de trajet des ondes entre les pulsars.

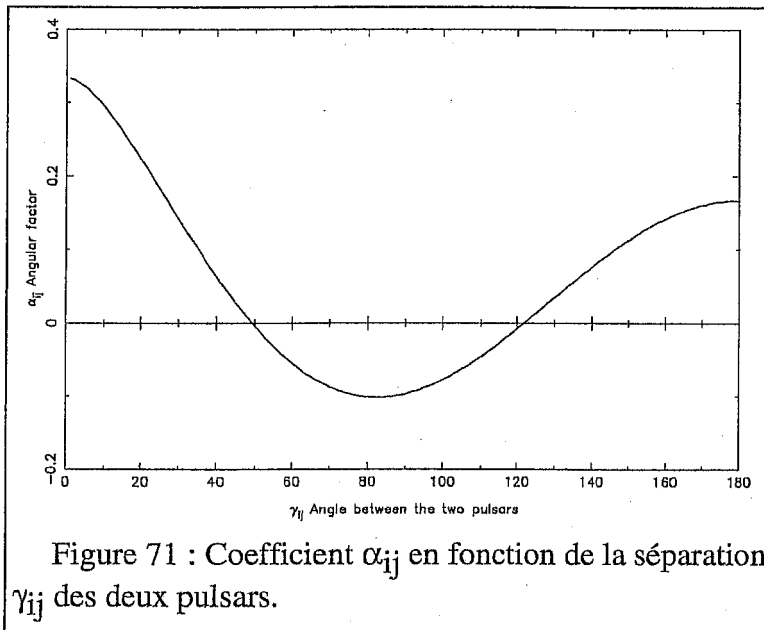
Pour un pulsar i le décalage de la fréquence peut aussi s'écrire :

$$\frac{\Delta v_i(t)}{v_i} = \alpha_i h(t) + n_i(t)$$

où α_i est le facteur de projection $\frac{1}{2} \cos 2\phi (1 - \cos \theta_i)$, $n_i(t)$ représente la somme de tous les bruits, y compris la composante $h(t - \ell - \ell \cos \theta)$. La corrélation des écarts de fréquence provenant de deux pulsars i et j s'écrit :

$$C_{ij} \approx \alpha_{ij} \langle h^2 \rangle \quad \text{avec} \quad \alpha_{ij} = \frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} \ln \left(\frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} \right) - \frac{1}{6} \frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} + \frac{1}{3}$$

et γ_{ij} la séparation angulaire des deux pulsars i et j.



Le coefficient angulaire α_{ij} est de la forme donnée par la figure 71. Ce coefficient est maximum lorsque les deux pulsars sont angulairement proches, à $\sim 80^\circ$ et à 180° . Nous verrons plus tard que malheureusement les pulsars millisecondes PSR1821-24 et PSR1937+21 sont séparés de $\sim 50^\circ$ où ce coefficient s'annule.

Le bruit a été omis dans cette écriture où $\langle h^2 \rangle$ est la fonction d'autocorrélation de l'amplitude de l'onde. En utilisant le fait que la fonction d'autocorrélation et le spectre de puissance S_h sont des paires de Fourier, une limite sur le spectre des ondes gravitationnelles peut être déduite des données de chronométrages de plusieurs pulsars répartis sur le ciel :

$$\langle h^2 \rangle \leq \alpha_{ij}^{-1} C_{ij} \quad \text{et} \quad \langle h^2 \rangle \Leftrightarrow S_h$$

La densité spectrale de la densité d'énergie des ondes gravitationnelles S_E se déduit de la densité spectrale de puissance de l'amplitude des ondes gravitationnelles S_h par :

$$S_E = \frac{\pi c^2}{4G} f^2 S_h$$

où G est la constante d'attraction universelle et f la fréquence de l'onde gravitationnelle.

Application aux pulsars observés à Nançay

Le résultat obtenu par Hellings & Downs (1983) provient du chronométrage de pulsars ordinaires effectué sur une longue durée de 12 ans. Quatre paires de pulsars ont permis d'établir une limite à 1.4×10^{-4} fois la densité de clôture de l'Univers. Les deux pulsars PSR1937+21 et PSR1821-24 observés à Nançay devraient permettre d'améliorer ce résultat. Ces pulsars millisecondes sont suivis avec une précision de $0.4 \mu\text{s}$ et de $2.8 \mu\text{s}$ depuis maintenant 4 ans.

Les résidus de chronométrage, $R(t)$, ont d'abord été moyennés dans des boîtes d'une largeur de 25 jours, puis les écarts à la fréquence du pulsar ont été obtenus par différenciation :

$$v \equiv \frac{1}{P} \Rightarrow \frac{\Delta v}{v} = -\frac{dR(t)}{dt}$$

Les deux séries d'écart de fréquence obtenues pour les deux pulsars PSR1937+21 et PSR1821-24 ont ensuite été cross-corrélées. Après application du coefficient α_{ij} , une transformée de Fourier permet de déterminer le spectre de puissance du fond d'ondes gravitationnelles.

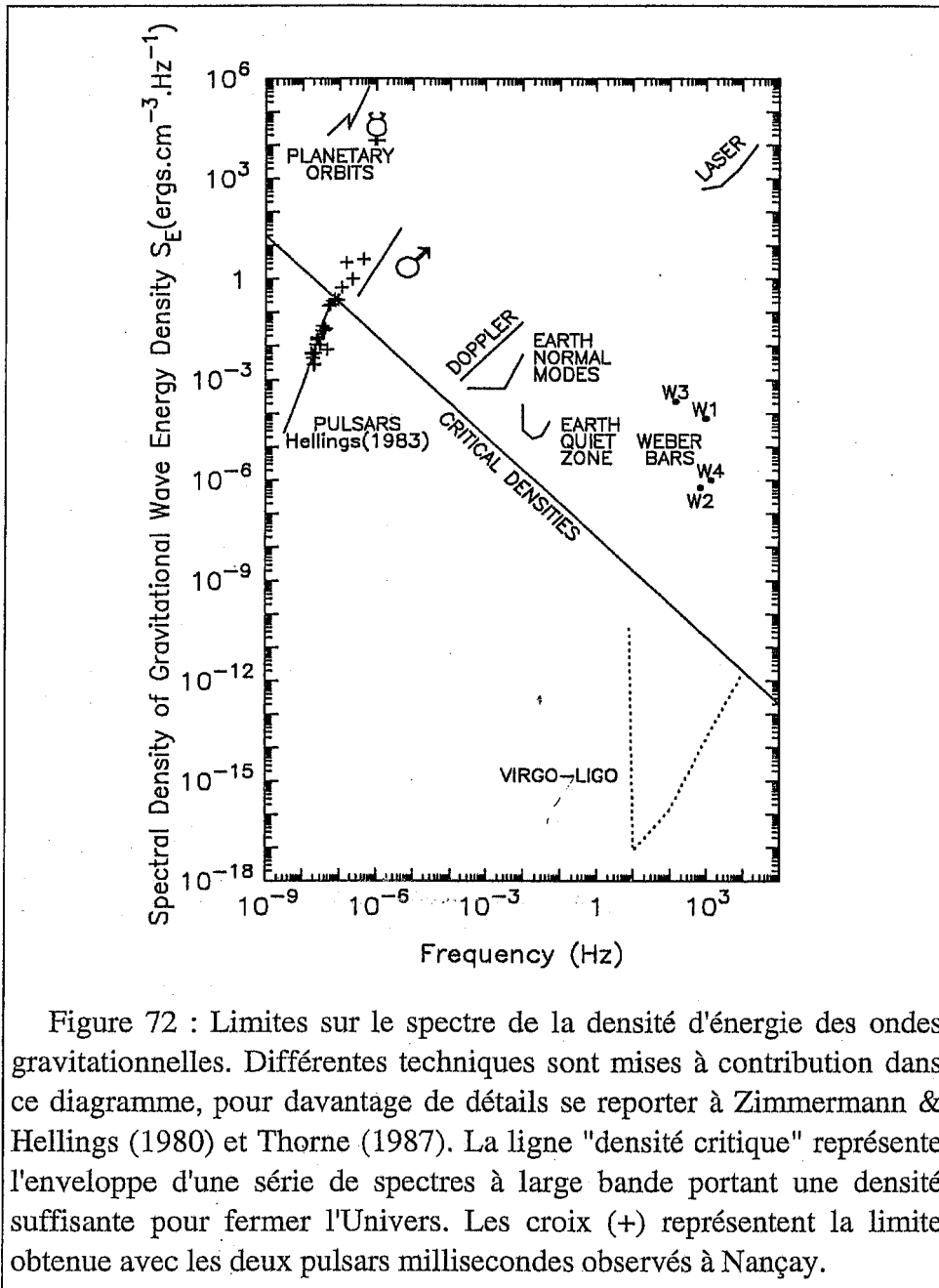


Figure 72 : Limites sur le spectre de la densité d'énergie des ondes gravitationnelles. Différentes techniques sont mises à contribution dans ce diagramme, pour davantage de détails se reporter à Zimmermann & Hellings (1980) et Thorne (1987). La ligne "densité critique" représente l'enveloppe d'une série de spectres à large bande portant une densité suffisante pour fermer l'Univers. Les croix (+) représentent la limite obtenue avec les deux pulsars millisecondes observés à Nançay.

La figure 72 montre la limite induite sur le spectre de la densité d'énergie des ondes gravitationnelles S_E par le chronométrage des pulsars PSR1937+21 et PSR1821-24 effectué à Nançay. L'amélioration apportée par ce résultat est faible. En effet, ces deux pulsars sont angulairement séparés de $\gamma_{ij}=49.9^\circ$ ce qui conduit à un coefficient α_{ij} égal à -

0.00354495. Ce coefficient est environ trois ordres de grandeur inférieur au coefficient de Hellings & Downs (1983) et contrebalance la grande qualité de chronométrage obtenue sur les deux pulsars observés à Nançay. Une petite différence est notée sur les fréquences concernées, la grande densité des observations effectuées à Nançay permet de contraindre des fréquences plus élevées mais la moins grande durée d'observation (4 ans au lieu de 12 ans) limite les fréquences les plus basses.

Conclusion

Le faible nombre de pulsars millisecondes actuellement chronométrés régulièrement, associé à la courte durée d'observation de chacun, ne permet pas encore de sonder le fond d'ondes gravitationnelles de façon notablement approfondie par rapport aux résultats obtenus avec les pulsars ordinaires. Plus que jamais l'observation d'un grand nombre de pulsars s'impose, l'établissement d'un réseau mondial d'observation des pulsars millisecondes s'avère nécessaire, c'est le Pulsar Timing Array décrit par R.S. Foster et D.C. Backer (Foster & Backer 1990).

Conclusion

Les temps d'arrivée des impulsions radios très fines des pulsars millisecondes peuvent être mesurées avec une précision de l'ordre de la microseconde sur plusieurs années. Ces données de chronométrage, cohérentes sur de longues durées, permettent d'explorer de nombreux domaines de l'astrophysique et de la physique. L'objectif le plus ambitieux est sans aucun doute la détection du fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique. L'observation des pulsars binaires permet d'étudier les effets relativistes en champ gravitationnel très intense. Ces effets ont permis, par exemple, à J.H. Taylor, Prix Nobel 1993 avec R.A. Hulse, de mettre en évidence les ondes gravitationnelles émises par le système binaire PSR1913+16. Citons également que les phénomènes de scintillation affectent les temps d'arrivées et permettent l'étude du milieu interstellaire ionisé, sa structure et son niveau de turbulence. Enfin, diverses autres applications du chronométrage des pulsars millisecondes existent, telles que l'amélioration de la stabilité à long terme de l'échelle du temps, l'amélioration de notre connaissance de la dynamique des objets du système solaire ou encore le raccordement des deux plans fondamentaux, écliptique et équatorial, par détermination de la position de pulsars par chronométrage et par la technique VLBI.

J'ai présenté les travaux que j'ai effectués sur le chronométrage des deux pulsars millisecondes PSR1937+21 et PSR1821-24 au radiotélescope de Nançay.

J'ai en particulier décrit le premier Événement de Scintillation Refractive (ESE) observé sur des données de chronométrage d'un pulsar (ici PSR1937+21 à Nançay) et la modélisation que j'en ai effectuée (Cognard *et al.* 1993b). D'autre part, les données de chronométrage du pulsar PSR1937+21 obtenues à Nançay confirment l'existence d'un bruit très basse fréquence dans les résidus de temps d'arrivée. Ce bruit a été interprété comme des irrégularités de rotation d'origine intrinsèque par Kaspi *et al.* (1993). A Nançay, nous avons observé une corrélation entre la densité de flux et le temps d'arrivée des impulsions qui suggère que l'indice du spectre des fluctuations de la densité électronique du milieu

interstellaire est supérieur à 4. Ceci implique un régime réfractif dominant dans les phénomènes de scintillation.

Dans les résidus de temps d'arrivée du pulsar PSR1821-24, nous mettons, également pour la première fois, en évidence un bruit très basse fréquence. En suivant Arzoumanian *et al.* (1993) et au vu de la jeunesse de ce pulsar, ce bruit peut être attribué à des instabilités de rotation d'origine intrinsèque. Avec l'observation de 4 occultations de PSR1821-24 par la couronne solaire (sur 4 années), j'ai commencé l'étude des variations des différentes caractéristiques de la couronne solaire. Néanmoins, il faudrait probablement un cycle complet pour que ces observations puissent apporter des informations supplémentaires, par exemple sur les modifications cycliques de la forme globale de la couronne solaire.

A l'avenir, il est souhaitable qu'à Nançay nous observions davantage de pulsars millisecondes bien répartis sur le ciel. En effet, un réseau de pulsars bien répartis sur le ciel est nécessaire pour la plupart des études envisagées : détection du fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologiques ou amélioration de la stabilité de l'échelle du temps. Pour observer à Nançay un plus grand nombre de pulsars de caractéristiques très différentes, une modification de l'instrumentation est nécessaire. En conservant le concept d'oscillateur balayé, pour ne pas perdre en temps d'intégration il faut pouvoir balayer sur une bande de fréquence égale à la bande de dispersion du pulsar (en moyenne de l'ordre de 100 MHz aux fréquences observées à Nançay). L'oscillateur actuel est un VCO dont l'excursion en fréquence est limitée à 20 MHz. Un remplacement du VCO par un synthétiseur de fréquence (DDS) à commande numérique est actuellement testé, il permettra de balayer sur une bande suffisante (100 MHz). Dans le cadre du projet FORT de rénovation du radiotelescope de Nançay, un gain de sensibilité d'un facteur 2.2 est attendu qui permettra d'observer des pulsars les plus faibles et d'en étudier certains à plus hautes fréquences. En accompagnement au projet FORT, l'autocorrélateur actuel (6.4 MHz de bande d'analyse) sera remplacé par un nouvel autocorrélateur d'au moins 25 Mhz qui rendra possible l'analyse (dans le domaine fréquentiel) de l'impulsion des pulsars à grande bande de dispersion.

Bibliographie

- Alpar, M.A., Cheng, A.F., Ruderman, M.A., Shaham, J., 1982, *Nature*, **300**, 728
- Arzoumanian, Z., Nice, D.J., Taylor, J.H., Thorsett, S.E., 1993, Princeton Preprint
- Asséo, E., 1992, in "*Forum Pulsar de l'Observatoire de Meudon*", Paris
- Backer, D.C., Hama, S., VanHook, S., Foster, R.S., 1993, *Ap.J.*, **404**, 636
- Backer, D.C., Kulkarni, S.R., Heiles, C., Davis, M.M., Goss, W.M., 1982, *Nature*, **300**, 615
- Bell, J.F., Bailes, M., Bessell, M.S., 1993, *Nature*, **364**, 603
- Bennett, D.P., Bouchet, F.R., 1991, *Phys.Rev.D*, **43**, 2733
- Bertotti, B., Carr, B.J., Rees, M.J., 1983, *M.N.R.A.S.*, **203**, 945
- Biraud, F., 1987; rapport interne "*Domaine de fonctionnement et précision du dédisperseur à Oscillateur Balayé*", 8 Octobre 1987
- Biraud, F., Bourgois, G., Lestrade, J.-F., Aubry, D., Darchy, B., Drouhin, J.-P., Renaud, P., 1990, in "*Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*", edited by D.C.Backer (Berkeley : Center for Particle Astrophysics), D1
- Biraud, F., 1992, in "*Forum Pulsar de l'Observatoire de Meudon*", Paris
- Bisnovatyi-Kogan, G.S., Komberg, B.V., 1975, *Sov.Astron.*, **18**, 217
- Blandford, R.D., Narayan, R., Romani, R.W., 1984, *J.Astrophys.Astron.*, **5**, 369
- Blandford, R.D., Romani, R., Applegate, J.H., 1987, *M.N.R.A.S.*, **225**, 51P
- Born, M., Wolf, E., 1980, *Principles of Optics*, (Oxford : Pergamon Press)
- Bourgois, G., Biraud, F., Lestrade, J.-F., Aubry, D., Drouhin, J.-P., Fréon, G., Granveaud, M., Fairhead, L., 1990, AAS Meeting, Washington D.C.
- Bourgois, G., 1992, in "*Forum Pulsar de l'Observatoire de Meudon*", Paris
- Cognard, I., 1990, Rapport de stage de DEA, Observatoire de Paris
- Cognard, I., Bourgois, G., Aubry, D., Darchy, B., Drouhin, J.-P., Lestrade, J.-F., 1993a, Proceedings in "*Sub-arcsecond Radio Astronomy*", edited by Davis, R.J., Booth, R.S., (Cambridge : Cambridge University Press), 418
- Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J.-F., Biraud, F., Aubry, D., Darchy, B., Drouhin, J.-P., 1993b, *Nature*, **366**, 320
- Cordes, J.M., Weisberg, J.M., Boriakoff, V., 1985, *Ap.J.*, **228**, 221
- Cordes, J.M., Pidworbetsky, A., Lovelace, R.V.E., 1986, *Ap.J.*, **310**, 737

- Cordes, J.M., Wolszczan, R.J., Dewey, R.J., Blaskiewicz, M., Stinebring, D.R., 1989, *Ap.J.*, **349**, 245
- D'Amico, N., Bailes, M., Lyne, A.G., Manchester, R.N., Johnston, S., Fruchter, A.S., Goss, W.M., 1993, *M.N.R.A.S.*, **260**, L7
- Davis, M.M., Taylor, J.H., Weisberg, J.M., Backer, D.C., 1985, *Nature*, **315**, 547
- Dennison, B., 1993, Proceedings in "*Sub-arcsecond Radio Astronomy*", edited by Davis, R.J., Booth, R.S., (Cambridge : Cambridge University Press), 86
- Dennison, B., Simonetti, J.H., 1993, Proceedings in "*Sub-arcsecond Radio Astronomy*", edited by Davis, R.J., Booth, R.S., (Cambridge : Cambridge University Press), 92
- Detweiler, S., 1979, *Ap.J.*, **234**, 1100
- Elmore, W.C., Heald, M.A., 1969, *Physics of Waves*, (New York : McGraw-Hill)
- Ewen, H.I., Purcell, E.M., 1951, *Nature*, **168**, 356
- Fairhead, L. 1989, Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris
- Fiedler, R.L., Dennison, B., Johnston, K.J., Hewish, A., 1987, *Nature*, **326**, 675
- Foster, R.S., Cordes, J.M., 1988, Proceedings in "*Radio Wave scattering in the interstellar medium*", edited by J.M.Cordes, B.J.Rickett, D.C.Backer, (San Diego), 205
- Foster, R.S., Backer, D.C., Taylor, J.H., Goss, M., 1988, *Ap.J.*, **326**, L13
- Foster, R.S., Backer, D.C., 1990, *Ap.J.*, **361**, 300
- Foster, R.S., Cordes, J.M., 1990, *Ap.J.*, **364**, 123
- Foster, R.S., Fairhead, L., Backer, D.C., 1991, *Ap.J.*, **378**, 687
- Fruchter, A.S., Gunn, J.E., Lauer, T.R., Dressler, A., 1988, *Nature*, **334**, 686
- Fukushima, T., 1988, in "*Reference Frames*", edited by J.Kovalesky et al., (Netherlands : Kluwer Academic Publishers), 417
- Hankins, T.H., Rajkovski, J.M., 1987, *Rev.Sci.Instrum.*, **58**, 674
- Hankins, T.H., Stinebring, D.R., Rawley, L.A., 1987, *Ap.J.*, **315**, 149
- Heiles, C., Kulkarni, S.R., Stevens, M.A., Backer, D.C., Davis, M.M., Goss, W.M., 1983, *Ap.J.*, **273**, L75
- Hellings, R.W., Downes, G.S., 1983, *Ap.J.(Letters)*, **265**, L39
- Hellings, R.W., 1986, *A.J.*, **91**, 650
- Hester, J.J., 1987, *Ap.J.*, **314**, 187
- Hewish, A., Bell, S.J., Pilkington, J.D.H., Scott, P.F., Collins, R.A., 1968, *Nature*, **217**, 709
- Hogan, C.J., Rees, M.J., 1984, *Nature*, **311**, 109
- Hulse, R.A., Taylor, J.H., 1975, *Ap.J.*, **195**, L51
- Hulst, H.C. Van de, 1945, *Ned.Tijdsch.Natuurk.*, **11**, 201
- Johnston, S., Bailes, M., 1991, *M.N.R.A.S.*, **252**, 277
- Johnston, S., Lorimer, D.R., Harrison, P.A., Bailes, M., Lyne, A.G., Bell, J.F., Kaspi, V.M., Manchester, R.N., D'Amico, N., Nicastro, L., Shengzhen, Jin, 1993, *Nature*, **361**, 613
- Kaspi, V.M., Taylor, J.H., Ryba, M.F., 1993, Princeton Preprint
- Kulkarni, S.R., Narayan, R., 1988, *Ap.J.*, **355**, 755
- Lyne, A.G., Pritchard, R.S., Smith, F.G., 1988, *M.N.R.A.S.*, **233**, 667
- Lyne, A.G., Brinklow, A., Middleditch, J., Kulkarni, S.R., Backer, D.C., Clifton, T.R., 1987, *Nature*, **328**, 399
- Lyne, A.G., 1992, in "*X-Ray Binaries and Recycled Pulsars*", edited by van den Heuvel, E.P.J., Rappaport, S.A., (Netherlands : Kluwer Academic Publishers), 79
- Lyne, A.G., Graham Smith, F., Pritchard, R.S., 1992, *Nature*, **359**, 706
- Manchester, R.N., Taylor, J.H., 1977, *Pulsars*, (San Francisco : Freeman)
- Mashhoon, B., 1982, *M.N.R.A.S.*, **199**, 659
- McKee, C.F., Ostriker, J.P., 1977, *Ap.J.*, **218**, 148

- McCulloch, P.M., Taylor, J.H., Weisberg, J.M., 1979, *Ap.J. (Letters)*, **227**, L133
- Narayan, R., Fruchter, A.S., Kulkarni, S.R., Romani, R.W., 1989, in "*Accretion Powered Compact Binaries*", edited by Mauche, C.W., (Cambridge : Cambridge University Press), 451
- Narayan, R., 1992, *Philos. Trans. Roy. Soc. London A*, **341**, 151
- Nice, D.J., Thorsett, S.E., Taylor, J.H., Fruchter, A.S., 1990, *Ap.J.*, **361**, L61
- Nice, D.J., Thorsett, S.E., 1992, *Ap.J.*, **397**, 249
- Oort, J.H., Kerr, F.J., Westerhout, G., 1958, *M.N.R.A.S.*, **118**, 379
- Ostriker, J.P., Gunn, J.E., 1969, *Ap.J.*, **157**, 1395
- Petit, G., 1991, *lettre "Evaluation de l'incertitude de datation à Nançay pour le chronométrage des pulsars"*, 20 juin 1991
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., 1986, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, (Cambridge : Cambridge University Press)
- Rankin, J.M., Roberts, J.A., 1970, in IAU Symp. 46, The Crab Nebula, ed. R.D. Davies & F.G. Smith (Dordrecht : Reidel), 114
- Rankin, J.M., Counselman, C.C., 1973, *Ap.J.*, **181**, 875
- Rawley, L.A., 1986, PhD thesis, Princeton University
- Rawley, L.A., Taylor, J.H., Davis, M.M., Allan, D.W., 1987, *Nature*, **238**, 761
- Rawley, L.A., Taylor, J.H., Davis, M.M., 1988, *Ap.J.*, **326**, 947
- Rickett, B.J., 1990, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **28**, 561
- Romani, R.W., Taylor, J.H., 1983, *Ap.J. (Letters)*, **265**, L35
- Romani, R.W., Narayan, R., Blandford, R., D., 1986, *M.N.R.A.S.*, **220**, 19
- Ryba, M.F., 1991, PhD thesis, Princeton University
- Ryba, M.F., Taylor, J.H., 1991a, *Ap.J.*, **371**, 739
- Ryba, M.F., Taylor, J.H., 1991b, *Ap.J.*, **380**, 557
- Sazhin, M.V., 1978, *Soviet Astr. -AJ*, **22**, 36
- Smarr, L.L., Blandford, R., 1975, *Ap.J.*, **207**, 574
- Stinebring, D.R., Ryba, M.F., Taylor, J.H., Romani, R.W., 1990, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 285
- Strömberg, B., 1939, *Ap.J.*, **89**, 526
- Taylor, J.H., Fowler, L.A., McCulloch, P.M., 1979, *Nature*, **277**, 437
- Taylor, J.H., Weisberg, J.M., 1982, *Ap.J.*, **253**, 908
- Taylor, J.H., Stinebring, D.R., 1986, *A.R.A.A.*, **24**, 285
- Taylor, J.H., 1990, in "*Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*", edited by D.C. Backer (Berkeley : Center for Particle Astrophysics), D2
- Taylor, J.H., Cordes, J.M., 1993, *Ap.J.*, **411**, 674
- Thorne, K.S., 1987, in *Three hundred Years of Gravitation*, ed. Hawking S.W. Israel W. (Cambridge : Cambridge University Press)
- Weisberg, J.M., Rankin, J.M., Payne, R.R., Counselman, C.C., 1976, *Ap.J.*, **209**, 252
- Wolszczan, A., Kulkarni, S.R., Middleditch, J., Backer, D.C., Fruchter, A.S., Dewey, R.J., 1989, *Nature*, **337**, 531
- Wolszczan, A., 1990, *IAU Circ. No. 5073*
- Wolszczan, A., Frail, D.A., 1992, *Nature*, **355**, 145
- Zimmermann, R.L., Hellings, R.W., 1980, *Ap.J.*, **241**, 475

An extreme scattering event in the direction of the millisecond pulsar 1937 + 21

Ismaël Cognard, Gabriel Bourgois, Jean-François Lestrade, François Biraud, Dominique Aubry, Bernard Darchy & Jean-Pierre Drouhin

Observatoire de Paris, Section Meudon 92195, Meudon, Principal Cedex, France

LARGE fluctuations in the radio emissions from the quasar 0954 + 658 (ref. 1) attest to the existence of large-scale inhomogeneities in the ionized interstellar medium. These fluctuations, termed extreme scattering events, are caused by the refractive focusing of the radio waves by discrete plasma structures. In principle, the radio emissions of pulsars should also be a sensitive probe of such phenomena²⁻⁵, which should be manifest as fluctuations in the flux density and increased delays in the timing measurements. Here we report the detection of an extreme scattering event, lasting about 15 days, in timing observations of the millisecond pulsar 1937 + 21. This event provides independent evidence for the existence of large-scale structure in the interstellar medium, and allows us to constrain the properties of the lensing structure (distance, velocity, linear dimension and electron density) more tightly than has been possible from detections of lensed extragalactic radio sources. Of more practical importance, such events could be the dominant source of timing noise in millisecond pulsars at ~1 GHz, and will need to be considered when searching for the subtle signature of gravitational waves in pulsar timing measurements.

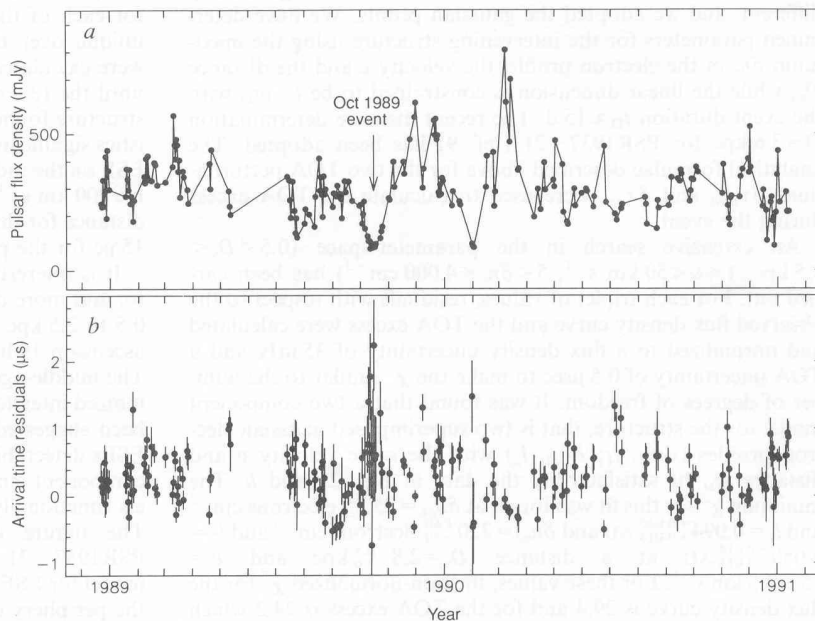
The times of arrival (TOA) of the sharp pulses of millisecond pulsars can be measured with microsecond accuracy, or better, over many years. These pulsars have been studied by several radio observatories to provide information on the cosmic gravitational background and the ionized interstellar medium. Such investigations have applications in astrometry, the stability of the atomic timescale, and in improving the ephemerides of the Solar System. The timing observations of the millisecond pulsar 1937 + 21 presented here have been conducted at the large transit radio telescope (7,000 m², equivalent to a 93-m dish) located

near Nançay (France). Since late 1988 we have conducted timing observations of PSR1937+21 ~8-12 times a month at 1,410 MHz at both senses of polarization and at 1,700 MHz since early 1992 to monitor the variations in dispersion measure (DM).

The daily timing observations of PSR1937+21 in October 1989 were conducted over a period when the flux density of this pulsar steadily decreased to reach a minimum of 80 mJy, then increased back to its typical flux density of ~350 mJy over 15 d. The analysis of the timing data has been carried out by our software ANTIOPE which includes the classical model for pulsar TOA^{6,7} with the Earth orbit geometric delay, the general relativity delay and the mean dispersion measure ($\langle DM \rangle$) delay and a least-squares procedure to adjust relevant parameters. The Earth's orbital motion is read from the Jet Propulsion Laboratory ephemerides DE202 and the timescale adopted is International Atomic Time (TAI). Diffractive and refractive perturbation terms must complement the classical TOA model to account for turbulences and possible large-scale discrete structures in the ionized interstellar medium. These perturbations have been categorized as: (1) the dispersive delay $\delta\tau_{DM}$ which is caused by DM variations around the mean value $\langle DM \rangle$; (2) the geometric refractive delay $\delta\tau_{geo}$ which is the increased path length caused by refraction in an intervening discrete structure; and (3) the barycentric refractive delay $\delta\tau_{bary}$ which is caused by change of the angle-of-arrival after refraction in the structure^{2,4,5}.

The timing observations of PSR1937+21 analysed here are from 22 December 1988 to 13 January 1991 (217 TOAs). The seven pulsar parameters solved for with ANTIOPE (period P , \dot{P} , coordinates, proper motion components and initial rotational phase) will be presented elsewhere, and compared to the Arecibo solution. The post-fit TOA residuals of this solution are characterized by a mean of 0.01 μ s and a standard deviation of 0.36 μ s. Fig. 1b shows all TOA residuals for the 2-yr period and it is clear that they are positively biased in October 1989 when the flux density of PSR1937+21 dropped dramatically as seen in Fig. 1a. Note also that the rapid fluctuations of the flux density for ~2 months after the event in Fig. 1a might be a related phenomenon but we shall concentrate here on the well identified part of the event. An enlargement of the event in Fig. 2 shows the striking behaviour of the TOA post-fit residuals with two cusps as high as 2 μ s. These cusps are expected to occur when the increased path length (τ_{geo}) caused by refraction reaches a maximum on each side of an axisymmetric lensing structure².

Fig. 1 Timing observations of PSR1937+21 at Nançay Radio Observatory from 22 December 1988 to 13 January 1991. a, Behaviour of the flux density, b, post-fit time of arrival (TOA) residuals after fitting the pulsar parameters characterized by a standard deviation of 0.36 μ s. The pulsar signal is de-dispersed by a swept-frequency oscillator at 80 MHz in the station intermediate-frequency link. This oscillator is a slaved voltage controlled oscillator, driven by a parabolic saw-tooth waveform, synthesized from steps of 100 ns. The station autocorrelator is used to detect the pulse in the frequency domain. The uncertainty of the flux density of the pulse peak depends on the noise set by the integration time, and is 17 mJy for the usual observation of 1 h at the same elevation all the year around at the transit radiotelescope.



This characteristic signature of $\delta\tau_{\text{geo}}$ has already been studied and simulated in conjunction with extreme scattering events (ESEs) and pulsar timing⁵ but we believe this is the first time that it has actually been detected in pulsar timing data. We ensure that the fitting procedure cannot fake this characteristic signature by performing a check as follows: we obtained fits to the two-yr data set with and without the data segment corresponding to the October 1989 event and found no statistically significant differences in the values of the seven fitted parameters. Finally, there was no significant broadening of the pulse width of PSR1937+21 (full-width half-maximum FWHM $\approx 35 \mu\text{s}$) during the event as expected, as any broadening should be of the order of the increased path delay (τ_{geo}) during the event, that is $2 \mu\text{s}$. The Crab Nebula pulsar during a period of depressed flux density has exhibited such a broadening but it was probably caused by the surrounding material of the nebula⁸ whereas an unrelated intervening structure is responsible for the PSR1937+21 event discussed here.

The combination of the flux density behaviour and the deterministic signature in the TOA post-fit residuals of PSR1937+21 form a new and unique set of data to constrain the geometric and physical properties of the ionized structure responsible for the event. It is noticeable that during the event, we were not sensitive to the barycentric refractive perturbation because the Earth barycentric position and the pulsar direction are almost orthogonal in October⁵. Consequently, the modelling of the perturbations in Fig. 2a and b is totally dominated by $\delta\tau_{\text{DM}}$ and $\delta\tau_{\text{geo}}$. These perturbations are $\delta\tau_{\text{DM}}(x) \propto \delta n_e(x)l$ and $\delta\tau_{\text{geo}}(x) = (1/2c)\theta_r(x)^2 D_s(1 - (D_s/D))$, where the refraction angle $\theta_r(x) \propto \partial\delta n_e(x)/\partial x$, D and D_s are distances to the pulsar and to the screen, respectively, $\delta n_e(x)$ is the electron density profile of the ionized structure modelled as a one-dimensional screen along x , and l is the FWHM for the gaussian electron profile $\delta n_e(x)$. We have used ray-tracing to simulate the defocusing in the far field to model the flux density behaviour. Geometric optics applies here because the Fresnel radius is 5×10^{-4} AU (for $\lambda = 21$ cm and $D_s \approx 1$ kpc), much smaller than the astronomical unit (AU)-size expected for the structure¹. This numerical simulation corresponds partially to the analytical formula of the gain $G = (1 + D_s \partial\theta_r(x)/\partial x)^{-1}$ when $D_s \partial\theta_r(x)/\partial x > -1$ (ref. 4). We used several electron profiles $\delta n_e(x)$; lorentzian, gaussian and bubble-like with constant internal electron density. The latter (bubble-like) produces abrupt changes in the refraction angle that give a double-peaked signature much broader than the observed signature in Fig. 2b. The overall agreement of the lorentzian and gaussian profiles with the observations are not significantly different, and we adopted the gaussian profile. We have determined parameters for the intervening structure using the maximum δn_e of the electron profile, the velocity v and the distance D_s , while the linear dimension is constrained to be $l = vt_D$ with the event duration $t_D \approx 15$ d. The recent distance determination $D = 3.6$ kpc for PSR1937+21 (ref. 9) has been adopted. The analytical formulae described above for the two TOA perturbations $\delta\tau_{\text{DM}}$ and $\delta\tau_{\text{geo}}$ were used to calculate the TOA excess during the event.

An extensive search in the parameter-space ($0.5 < D_s < 3.5$ kpc, $1 < v < 50$ km s⁻¹, $5 < \delta n_e < 4,000$ cm⁻³) has been carried out. For each triplet of values, residuals with respect to the observed flux density curve and the TOA excess were calculated and normalized to a flux density uncertainty of 35 mJy and a TOA uncertainty of 0.5 μs to make the χ^2 similar to the number of degrees of freedom. It was found that a two-component model for the structure, that is two superimposed gaussian electron profiles (δn_{e1} , l_1 ; δn_{e2} , l_2) with the same velocity v and distance D_s , fit satisfactorily the data in Fig. 2a and b. The minimum χ^2 for this fit was found at $\delta n_{e1} = 25^{+25}_{-20}$ electrons cm⁻³ and $l_1 = 0.094^{+0.040}_{-0.014}$ AU and $\delta n_{e2} = 220^{+60}_{-70}$ electrons cm⁻³ and $l_2 = 0.050^{+0.014}_{-0.013}$ AU at a distance $D_s = 2.8^{+0.5}_{-1.6}$ kpc and $v = 15 \pm 2.5$ km s⁻¹. For these values, the non-normalized χ^2 for the flux density curve is 29.4 and for the TOA excess is 24.2 which

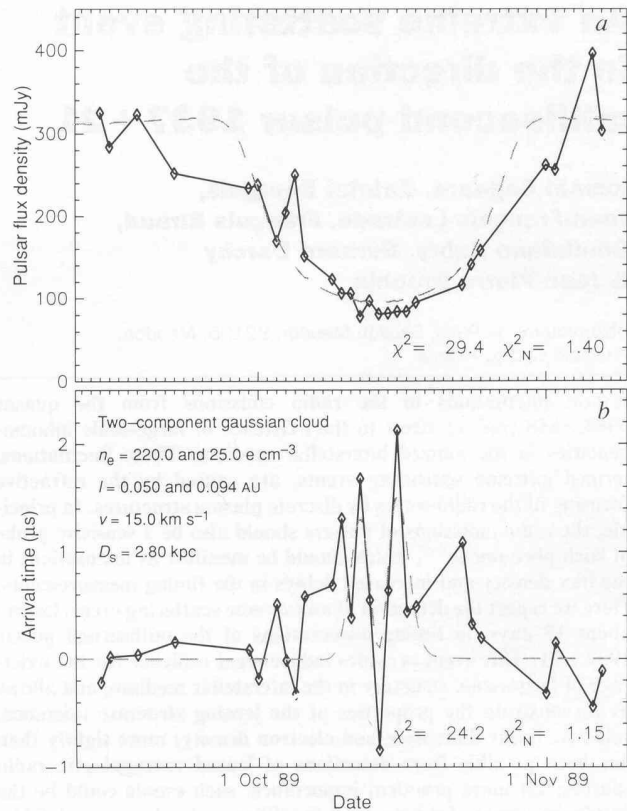


FIG. 2 Enlargement of the extreme scattering event (ESE) on PSR1937+21 in October 1989. a, The flux density behaviour and b, the post-fit TOA residuals both show the double-peaked signature expected to occur when the increased path length caused by refraction reaches a maximum on each side of an axisymmetric lensing structure². The diamonds are the data points and the dashed lines are the model of a purely refractive lens with a two-component model for the electron profile. The theoretical TOA measurement uncertainty is 0.35 μs during the event, and is 0.2 μs when the flux density is close to the averaged value of 300 mJy. χ^2_N is the χ^2 normalized by the number of degrees of freedom.

compare favourably with the number of degrees of freedom (21) for each of the two data sets. This minimum χ^2 solution was unique over the parameter-space searched. The uncertainties were calculated by varying the parameters to increment the χ^2 until the $(3 - \sigma)$ confidence level was reached. The intervening structure found in the direction of PSR1937+21 has characteristics significantly different from the ones found for the standard ESE on the radio quasar 0954+658 ($\delta n_e \approx 4,000$ electrons cm⁻³, $v \approx 200$ km s⁻¹, $l \approx 7$ AU) (ref. 1). Finally, we note that the focal distance for this model is ~ 150 pc for the shallow gaussian and 15 pc for the peaked gaussian, that is very close to the lens.

It is interesting to note that PSR1937+21 is angularly close to, and more distant than the Cygnus loop which extends from 0.5 to 2.5 kpc from the Sun and occupies the sky sector (right ascension 19 h 20 min to 22 h, declination 30° to 50° (ref. 10)). The middle-aged supernova remnants in the loop can shape the ionized interstellar medium into sheet-like structures¹¹ and it has been suggested that such a structure could be responsible for ESEs detectable in the timing of millisecond pulsars². The two-component model used in our analysis is rather *ad hoc* and models functionally closer to a sheet-like structure will be studied. The nature of the ESE observed, and the location of PSR1937+21 relative to the Cygnus loop, both support the model for ESEs produced by structures of enhanced density near the periphery of expanding superbubbles¹².

Pulsar timing observations combined with flux-density history are powerful tools to constrain the localized large-scale inhomogeneities in the ionized interstellar medium. The relatively short timescale of the ESE observed on PSR1937+21 (15 d) requires daily timing observations. By inspecting Fig. 1a, we can speculate that in early February 1990, an event on PSR1937+21 was missed because it is apparent that the flux density has dropped persistently and that the TOAs residuals are more scattered than elsewhere. As previously found in the event of October 1989, a maximum in the flux density curve is formed after the minimum, but our under-sampling makes any analysis of this event very speculative. Finally, it is possible that refractive scintillation, or superposition of miniature ESEs, might be the dominant source of noise at ~ 1 GHz in the timing of millisecond pulsars. Dense observations should indicate the deterministic signature of the larger events ($> 1 \mu\text{s}$ in TOA). \square

Received 15 February; accepted 22 September 1993.

1. Fiedler, R. L., Dennison, B., Johnston, K. J. & Hewish, A. *Nature* **326**, 675-678 (1987).
2. Romani, R. W., Blandford, R. D. & Cordes, J. M. *Nature* **328**, 324-326 (1987).
3. Goodman, J. J., Romani, R. W., Blandford, R. D. & Narayan, R. *Mon. Not. R. astr. Soc.* **229**, 73-102 (1987).
4. Cordes, J. M., Pidwerbetsky, A. & Lovelace, R. V. E. *Astrophys. J.* **310**, 737-767 (1986).
5. Foster, R. S. & Cordes, J. M. *Astrophys. J.* **364**, 123-135 (1991).
6. Hellings, R. W. *Astr. J.* **91**, 650-659 (1986).
7. Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. *Astrophys. J.* **345**, 434-450 (1989).
8. Lyne, A. G. & Thorne, D. J. *Mon. Not. R. astr. Soc.* **172**, 97-108 (1975).
9. Taylor, J. H. & Cordes, J. M. *Astrophys. J.* **411**, 674-684 (1993).
10. Bochkarev, N. G. & Sitnik, T. G. *Astrophys. Space Sci.* **108**, 237-302 (1985).
11. Hester, J. J. *Astrophys. J.* **314**, 187-202 (1987).
12. Dennison, B. & Simonetti, J. H. in *Colloquium on Subarcsecond Radio Astronomy* Manchester, 20-24 July 1992 (eds Davis, R. J. & Booth, R. S.) 92-93 (Cambridge Univ. Press, 1993).

ACKNOWLEDGEMENTS. We thank G. Fréon and the Laboratoire Primaire du Temps et Fréquence (LPTF) at the Observatoire de Paris for daily corrections between the station clock at Nançay and the international ur timescale. We thank B. Dennison for comments on the manuscript. This paper is dedicated to the memory of our late co-worker, G. Bourgois.

High-precision timing observations of the millisecond pulsar PSR 1937+21 at Nançay

I. Cognard, G. Bourgois, J.-F. Lestrade, F. Biraud, D. Aubry, B. Darchy, J.-P. Drouhin

Observatoire de Paris, Sections of Meudon and Nançay, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

Received 29 June, 1994 / Accepted 2 August 1994

Abstract. Observations of the millisecond pulsar PSR 1937+21 at Nançay Radio Observatory provide the densest series of times of arrival (TOA) and of flux densities on this pulsar. They were measured on 525 individual dates over 4.5 years from 1988 December, 22. Comparison between the astrometric parameters fitted to the Nançay and Arecibo independent timing series shows that they are consistent at the level of 4 times the formal uncertainty (σ) for all parameters except the period (7σ) but that is likely caused by the different TAI time scales used in the 2 data sets. The post-fit TOA residuals of the two series are characterized by the same rms, $0.36 \mu\text{s}$ at 1.4 GHz, if the times of arrival with the highest flux densities ($> 345 \text{ mJy}$) are selected at Nançay. We find also that there is a high correlation between the TOA residuals and the flux density of this pulsar as expected if refractive scintillation is important in the ionized interstellar medium. Finally, when the second period derivative is not solved for in the Nançay data, the post-fit TOA residuals are dominated by a low-frequency noise as already discovered in the Arecibo data on PSR 1937+21. In this context, we study the effects of the large minor planets recently discovered at the edge of the Solar System (Chiron, Phollus, 1992 QB1) and not included in the ephemerides used for the analysis. We conclude that they are negligible. However, the hypothetical more massive tenth Planet (Planet X) might already be partially responsible for the low-frequency noise in PSR 1937+21 residuals. We show that, if this planet exists, its signature will be large over 20 years of high-precision timing of the millisecond pulsars PSR 1937+21, PSR 1855+09 and PSR 1821-24

Key words: pulsar: individual: PSR 1937+21 – ISM: general – solar Systems: general – celestial mechanics – time

1. Introduction

After the discovery of the first millisecond pulsar, the recycled pulsar PSR1937+21 (Backer et al. 1982), its extremely high rotational stability was discovered with only two years of timing observations at Arecibo (Davis et al. 1985). Since this

pioneering effort, PSR 1937+21 has been timed with a precision of 0.2 microsecond at 2.4 GHz at Arecibo (Taylor 1992). The fractional stability of PSR 1937+21 rivals that of the best atomic clocks used to construct the International Atomic Time scale (TAI) ($< 10^{-14}$ over 1 year) and this stability is a property of the class of the recycled pulsars. Many applications of such high-precision data have been envisioned for solar system dynamics, fundamental astrometry, cosmology, metrology of time, pulsar astrophysics and studies of the ionized interstellar medium (IIM). The most ambitious application might be the stringent upper limit that time of arrival (TOA) residuals set on the possible energy density of a cosmic background of gravitational waves for longer and longer periods as the observation span increases (Stinebring et al. 1990). Most of these applications require long-term observing programs of an array of millisecond pulsars distributed over the entire sky. Indeed, pulsar evolution theory predicts that there are about 80 recycled pulsars accessible to radio astronomy over the entire sky (Johnston & Bailes 1991).

Our group initiated a long-term timing program of recycled pulsars at Nançay Radio Astronomy Observatory as part of a world-wide effort. We report here on the first 4.5 years of timing of PSR 1937+21 with a pre-detection coherent dispersion remover based on a swept frequency oscillator unlike the filter bank and the RETICON used at Arecibo for de-dispersion. Our timing observations provide the densest timing series, with times of arrival (TOA) and flux densities measured on 525 individual dates since 1988 December, 22.

We present the observations of PSR 1937+21 in Sect. 2 and the results of the analysis in Sect. 3. The pulsar parameters are compared to the solution independently measured with the Arecibo data in Sect. 4. In Sect. 5, we discuss the implication of the correlation between the post-fit TOA residuals and the fluctuating flux density of PSR 1937+21. In Sect. 6, we study if the minor planets recently discovered at the edge of the Solar System (Chiron, Phollus, 1992QB1) and the hypothetical tenth Planet (Planet X) can contribute to the low-frequency noise apparent in the post-fit TOA residuals.

Send offprint requests to: I. Cognard

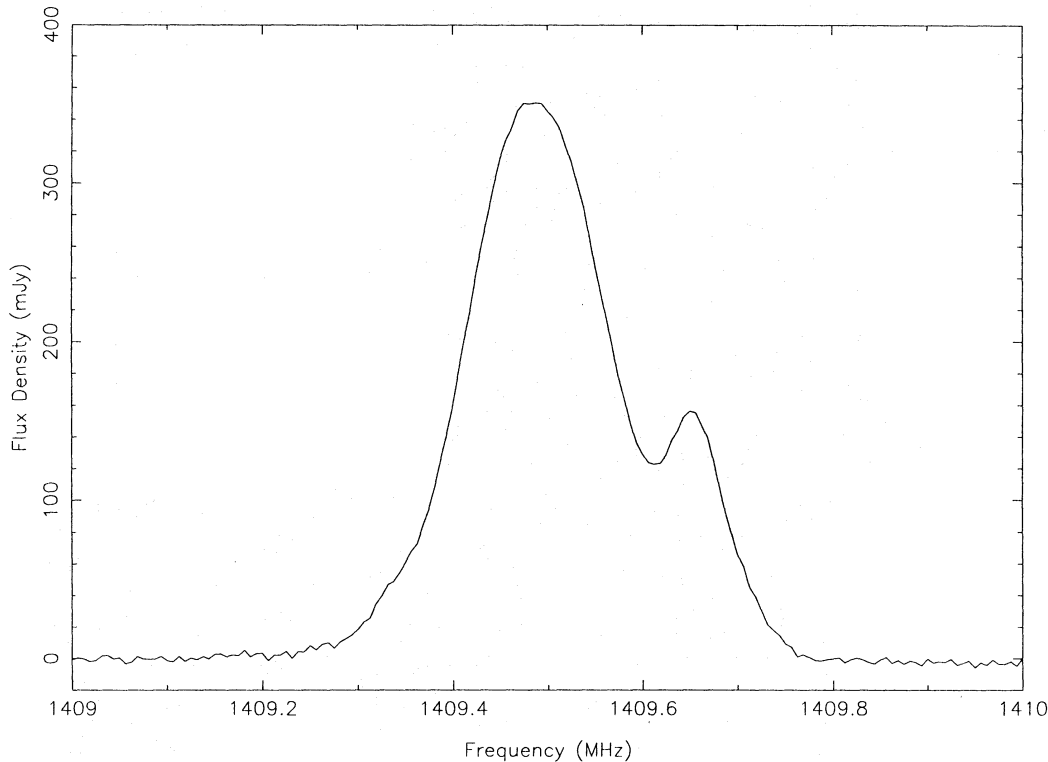


Fig. 1. Mean profile of PSR 1937+21 in the frequency domain. The frequency axis can be converted to time by accounting for a scale factor of $210 \mu\text{s}/\text{MHz}$. This profile results from the integration of individual profiles acquired during our program and is used as template to reduce the daily autocorrelator spectra

2. Observations and analysis

The timing observations have been conducted at the large decimetric radio telescope located near Nançay (France). The collecting area of the telescope is 7000 m^2 (equivalent to a 93 meter dish) and the system temperature is typically $\sim 45 \text{ K}$. The integration time with this transit telescope is 70 minutes at the declination of PSR 1937+21. We conduct timing observations of this pulsar about 8 to 12 times a month at 1410 MHz on two orthogonal polarizations since 1988 December, 22 and also, quasi-simultaneously, at 1280, 1680 and 1700 MHz since early 1992 to monitor the Dispersion Measure (DM) variations.

At Nançay, the pulsar signal is de-dispersed by using a swept frequency oscillator (at 80 MHz) in the receiver IF chain. The dispersion band for the period of PSR 1937+21 is 7.55 MHz at 1410 MHz. This oscillator is a slaved VCO (Voltage Control Oscillator) driven by a parabolic saw-tooth synthesized by steps of 100 ns. The pulse spectra are produced by a digital autocorrelator with a frequency resolution of 6.25 kHz. The station UT time scale is provided by a Rhode and Schwarz XSRM Rubidium Frequency standard and the offset relative to the international UTC time scale is measured daily at 14 UT via the Observatory of Paris by a special purpose receiver using TV signals. The accuracy of this daily monitoring is at the level of 40 nanosec as shown by various consistency cross-checks and several Global Positioning System (GPS) measurements conducted

in parallel. With the Nançay Timing System, the frequency of arrival is measured by cross-correlation of this integrated pulse spectrum with a pulse template. This is done in the frequency domain as described in Taylor (1990). The template profile of PSR 1937+21 (Fig. 1) is constructed by integration of individual pulse profiles detected during our observations. The frequency of arrival measured for a Start Time of the Nançay dedisperser is dual of the times of arrival measured for a fixed Observing Frequency by most of the timing apparatus built in other observatories. We shall adopt the traditional term of time of arrival hereafter since the data analysis is ultimately based on pairs of times and frequencies of arrival. Finally, the uncertainty of the pulse peak amplitude is dominated by variations caused by diffractive scintillation. Although this effect is smoothed out by averaging pulse signal over 70 minutes (or 35 minutes more recently with our dual frequency program) and over 7.55 MHz at 1410 MHz, it should still be responsible for flux density variations at the 15% level.

In the analysis, a TOA is modelled as the propagation time of pulse n emitted by the pulsar at Solar System barycentric position \mathbf{R}_n and coordinate-time T_n , and received by the radio telescope at barycentric position \mathbf{r}_n and coordinate-time t_n :

$$T_n - t_n = \frac{|\mathbf{R}_n - \mathbf{r}_n|}{c} + \tau_R + \frac{k \langle \text{DM} \rangle}{\nu^2} \quad (1)$$

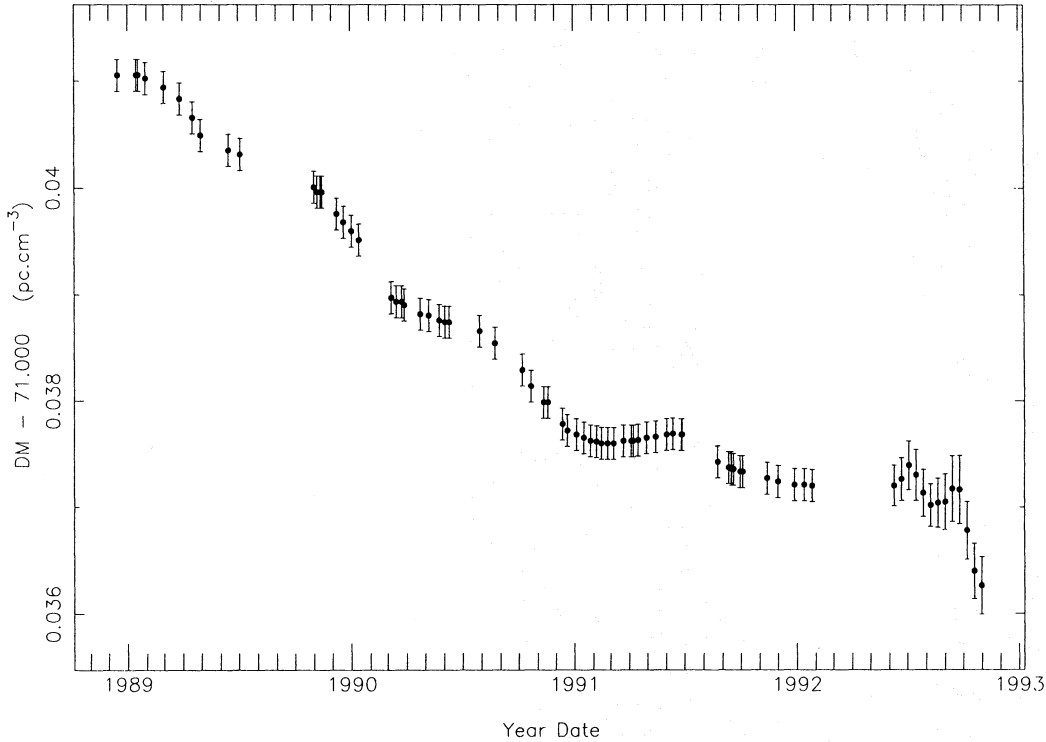


Fig. 2. Variations of the dispersion measure DM in the direction of PSR 1937+21. The DM's are from the dual frequency timing at Arecibo (Ryba 1991) from 1989 to early 1992 and are from the multi-frequency timing at Nançay afterwards

τ_R is the Shapiro delay of General Relativity. The last term is the additional delay caused by the mean level of the total electron content of the IIM integrated along the line of sight and characterized by the mean dispersion measure $\langle DM \rangle$.

The distance to a single pulsar (R_0) is only approximatively known but can be considered constant since the radial motion of the pulsar induces a Doppler effect that cannot be separated from the intrinsic pulsar period. Consequently, Eq. (1) is expandable into a Taylor series of $1/R_0$ and breaks into several geometrical terms including the orbital motion of the Earth, the pulsar proper motion, the parallax and cross-terms (Hellings 1986). If the pulsar is in a binary system, Eq. (1) must include also the orbital motion and the strong gravity-field relativistic effects studied by Damour & Deruelle (1986). Eq. (1) must be complemented by the relativistic transformation between coordinate-time and measured time at the station. Finally, the rotation of the pulsar is modelled by its rotational phase:

$$\begin{aligned} \phi(T_n) = & \phi_0 + \frac{1}{P_0} \times (T_n - T_0) - \frac{1}{2} \times \frac{\dot{P}_0}{P_0^2} \\ & \times (T_n - T_0)^2 - \frac{1}{6} \times \frac{\ddot{P}}{P_0^2} \times (T_n - T_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

where ϕ_0 , P_0 , \dot{P}_0 and \ddot{P} are the phase offset, the pulsar period and period derivatives at origin T_0 , respectively. Note that this expansion of $\phi(T_n)$ is based on the following definition for the instantaneous pulsar period:

$$P(T) = P_0 + \dot{P}_0 \times (T - T_0) + \frac{1}{2} \ddot{P} \times (T - T_0)^2 \quad (3)$$

We have developed the software ANTIPOPE to compare measured TOA's to this model and to adjust the relevant pulsar parameters (period, time-derivatives, position, proper motion, possibly trigonometric parallax, pulsar phase offsets,...) by a least-squares-fitting procedure. In the TOA model of ANTIPOPE, the barycentric position of the geocenter is read from the Jet Propulsion Laboratory DE202 (Standish 1982; Newhall et al. 1983) the terrestrial coordinates of Nançay is from the VLBI determination by Petit et al. (1989), standard transformations for the precession and nutation are used to transform the terrestrial coordinates of Nançay to celestial coordinates and these transformations are complemented by the Earth orientation parameters (pole motion (x, y) and UT1-UTC). The IAU conventions at epoch J2000 are implemented for all these transformations. The time scale to which are referred all the TOA's is the conventional UTC time scale and the relativistic transformation between terrestrial time TT and barycentric time TB uses the analytical solution of Fukushima (1988) where only the periodic terms are kept.

Perturbation terms must be added to the deterministic model given by Eq. (1) to account for IIM dispersion, diffractive and refractive scintillation effects (Cordes et al. 1986).

3. The Nançay TOA series of PSR 1937+21 between 1988 and 1993

Regular timing observations of PSR 1937+21 at Nançay started on 1988 December, 22 and TOA and flux densities have been measured on 525 individual dates till 30 August 1993 at 1.410 GHz on two orthogonal polarizations. In addition, we have observed PSR 1937+21 at 1.280, 1.680 and 1.700 GHz at 180 dates since June 1992 to determine the dispersion measure $DM(t)$. With our algorithm, $DM(t)$ is the average of two determinations, one based on the TOA's measured at 1.410 and 1.680 GHz and the other at 1.280 and 1.700 GHz. Figure 2 shows $DM(t)$ obtained by piecing together the monitoring conducted at Arecibo at 1.4 and 2.4 GHz between 1988 and December 1991 (Ryba 1991) and that conducted at Nançay between 1 June 1992 and 15 November 1992. The absolute DM value determined at Nançay had to be shifted by $+0.00227 \text{ pc cm}^{-3}$ to match Ryba's level in late 1991. Similar shift is also found by Backer et al. (1993) for PSR 1937+21 and can be explained by arbitrary choices in the data reduction procedure and conventions in analysis. For example, it is to be noticed that we have used the conventional dispersion constant

$$k = \frac{1}{2.4100 \cdot 10^{-4}} \text{ cm}^3 \text{ pc}^{-1} \text{ MHz}$$

recommended by Manchester & Taylor (1977). In the subsequent analysis, we used $DM(t)$ of Fig. 2.

Table 1 and Fig. 3b are the results of the fit of the 8 classical parameters of a single pulsar ($\phi_0, P_0, \dot{P}_0, \ddot{P}, \alpha, \delta, \mu_\alpha, \mu_\delta$). An additional phase offset has been solved for between the data segments acquired at both senses of circular polarisation till December 1991 and at the two linear orthogonal polarisations afterwards. This phase offset is $2.55 \pm 0.11 \mu\text{s}$ and is an instrumental effect altering mean pulse profile. We are investigating an approach to include it in the reduction of the raw data rather than in the final analysis with ANTIOPE. The post-fit TOA residuals are characterised by an rms of $0.48 \mu\text{s}$. The model used the JPL ephemerides DE202 as already mentioned and, consequently, the pulsar position and proper motion are referred to the dynamical reference frame of these ephemerides. By inspection of Fig. 3b, it is apparent that these residuals are systematically biased positively in October 1989. This has been interpreted as evidence for an Extreme Scattering Event (ESE) lasting 15 days (Cognard et al. 1993). An ESE is a refractive scintillation phenomenon caused by a localized large scale inhomogeneity in the IIM. The origin and distribution of ESE's in the Galaxy are not well understood yet. Such an inhomogeneity was initially discovered with dual frequency monitoring of the flux density of the extragalactic radio source 0954+658 (Fiedler et al. 1987).

In this solution, we have found $\ddot{P} = -0.98 \pm 0.04 \cdot 10^{-31} \text{ s/s}^2$ which has a sign opposite to and an absolute value much higher than $\ddot{P}_{\text{theor.}} \sim +10^{-37} \text{ s}^{-1}$ derived from the magnetic breaking index

$$n = \frac{\dot{P}_0^2}{P_0 \times \ddot{P}}$$

Table 1. Parameters of PSR 1937+21 fitted to the TOA's measured at 525 individual dates of timing observations conducted at Nançay at 1.4 GHz between 1988 December, 22 and 1993 August, 30. The number in parenthesis is the formal uncertainty on the last digit. The coordinates are referred to the spatial reference frame of the ephemerides DE202 and the time reference used in the analysis is the conventional UTC scale

Parameters	Nançay values
Period P_0 (s)	0.001557806472448817(3)
\dot{P}_0 (s/s)	$10.51212(2) \times 10^{-20}$
\ddot{P} (s/s ²)	$-0.98(4) \times 10^{-31}$
α (J2000)	$19^{\text{h}}39^{\text{m}}38.558720(2)$
δ (J2000)	$21^{\circ}34'59.13745(3)$
μ_α (mas/yr)	-0.46(2)
μ_δ (mas/yr)	-0.66(2)
Time origin (JD)	2447900.0
Number TOA dates	525
Post-fit TOA rms	$0.48 \mu\text{s}$

for the standard theory of pulsar spin down by magnetic coupling ($n = 3$). For the recycled pulsar PSR 1937+21, it is very unlikely that \ddot{P} has this physical origin and Fig. 4 shows the post-fit TOA residuals after fitting all the previously quoted parameters except \ddot{P} . This parametrization corresponds more appropriately to the state of our present understanding of the modeling of millisecond pulsar TOA. The resulting quasi-cubic variation in the Nançay residuals confirms the "red-noise" initially discovered in the residuals of the first 5 years of timing of PSR 1937+21 at Arecibo by Stinebring et al. (1990). This "red noise" might be instabilities in the reference time standard, unmodelled IIM propagation variations, uncomplete Solar System ephemerides (see Sect. 6), rotational instabilities of the pulsar (Arzoumanian et al. 1994), a process of varying gravitational acceleration producing a jerk (\dot{a}), or a cosmic background of low-frequency gravitational waves. A recent comparison between the fractional stabilities of the timing residuals of PSR 1937+21 and the angularly close millisecond pulsar PSR 1855+09 is interpreted as evidence that the red noise in PSR 1937+21 is intrinsic rotation irregularities of the pulsar itself (Kaspi et al. 1994).

4. Comparison of pulsar parameters between Arecibo and Nançay

The pulsar parameters adjusted on TOA's measured at Nançay can be compared with their values determined from the Arecibo data set. This comparison is important to evaluate the quality of the measurements. One must realise that 1) determining the pulsar period with a formal relative uncertainty of $1/10^{15}$ (Table 1) is one of the best measurements in metrology of time and 2) determining the pulsar position with a formal uncertainty of 30 microarcsecond (Table 1) is 10 times better than the best positions of radio extragalactic sources measured by Very Long Baseline Interferometry (VLBI).

The Arecibo solution used in this comparison is based on 73 TOA's measured at 2.4 GHz at Arecibo between 15 January

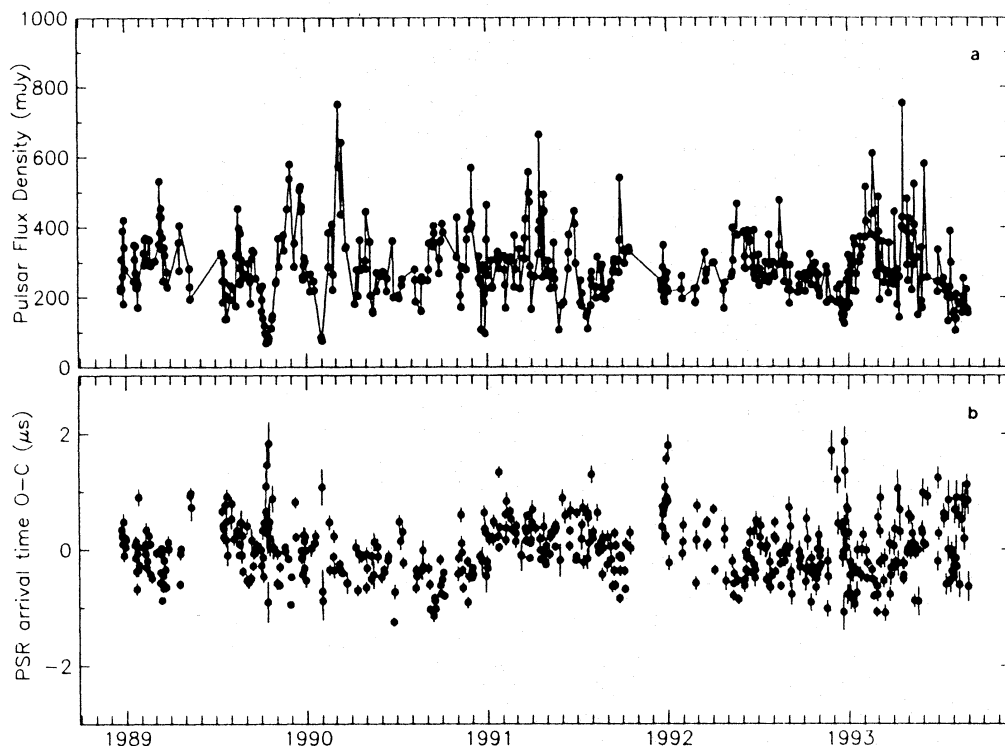


Fig. 3a and b. Timing observations of PSR 1937+21 conducted at Nançay Radio Observatory at 1.4 GHz on 525 individual dates from 1988 December 22 to 1993 August 30. **a** History of the flux density and **b** post-fit TOA residuals. The depressed flux density and large TOA residual scatter in October 1989 have been interpreted as an Extreme Scattering Event (Cognard et al. 1993). Other possible such events are apparent in these residuals

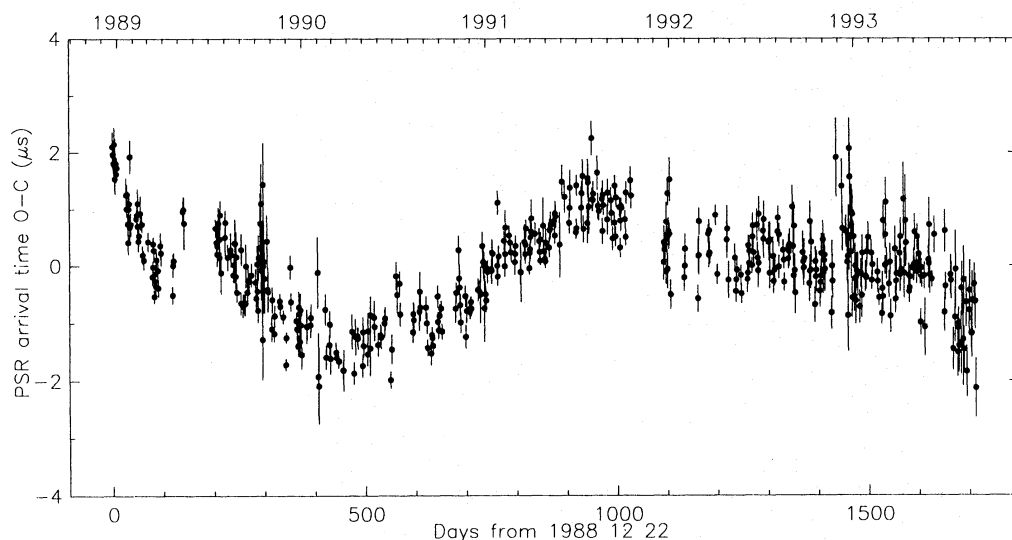


Fig. 4. TOA residuals after fitting all the classical parameters except the second period derivative \dot{P} . These residuals correspond more appropriately to the state of our present understanding of the modelling of millisecond pulsar TOA's. The resulting systematic quasi-cubic variation in the Nançay residuals confirms the "red-noise" initially discovered in the residuals of the first 5 years of timing of PSR 1937+21 at Arecibo

1989 and 17 December 1992 with the RETICON series and corrected for the DM variations. These TOA were kindly provided by J.H. Taylor and we used ANTIOPE to make a standard fit re-

sulting in residuals with a rms of $0.24 \mu\text{s}$. The Nançay solution is based on 422 TOA's measured at 1.4 GHz during almost the same time interval, between 22 December 1988 and 27 Novem-

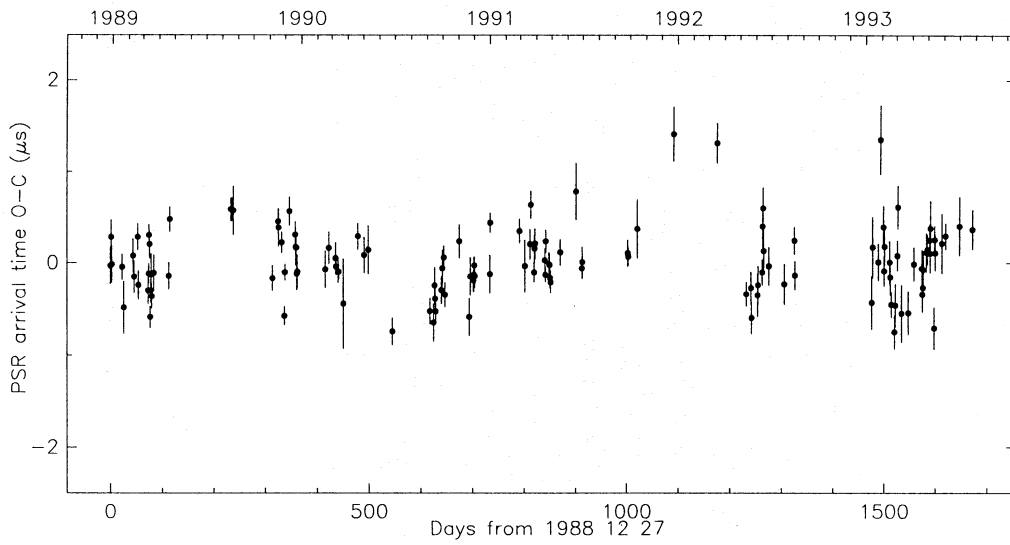


Fig. 5. TOA's measured at Nançay on 133 dates between 1988 December,27 and 1993 July, 26 with flux densities larger than 345 mJy yielding post-fit residual rms of $0.36 \mu\text{s}$ identical to the post-fit rms from the Arecibo TOA at 1.4 GHz

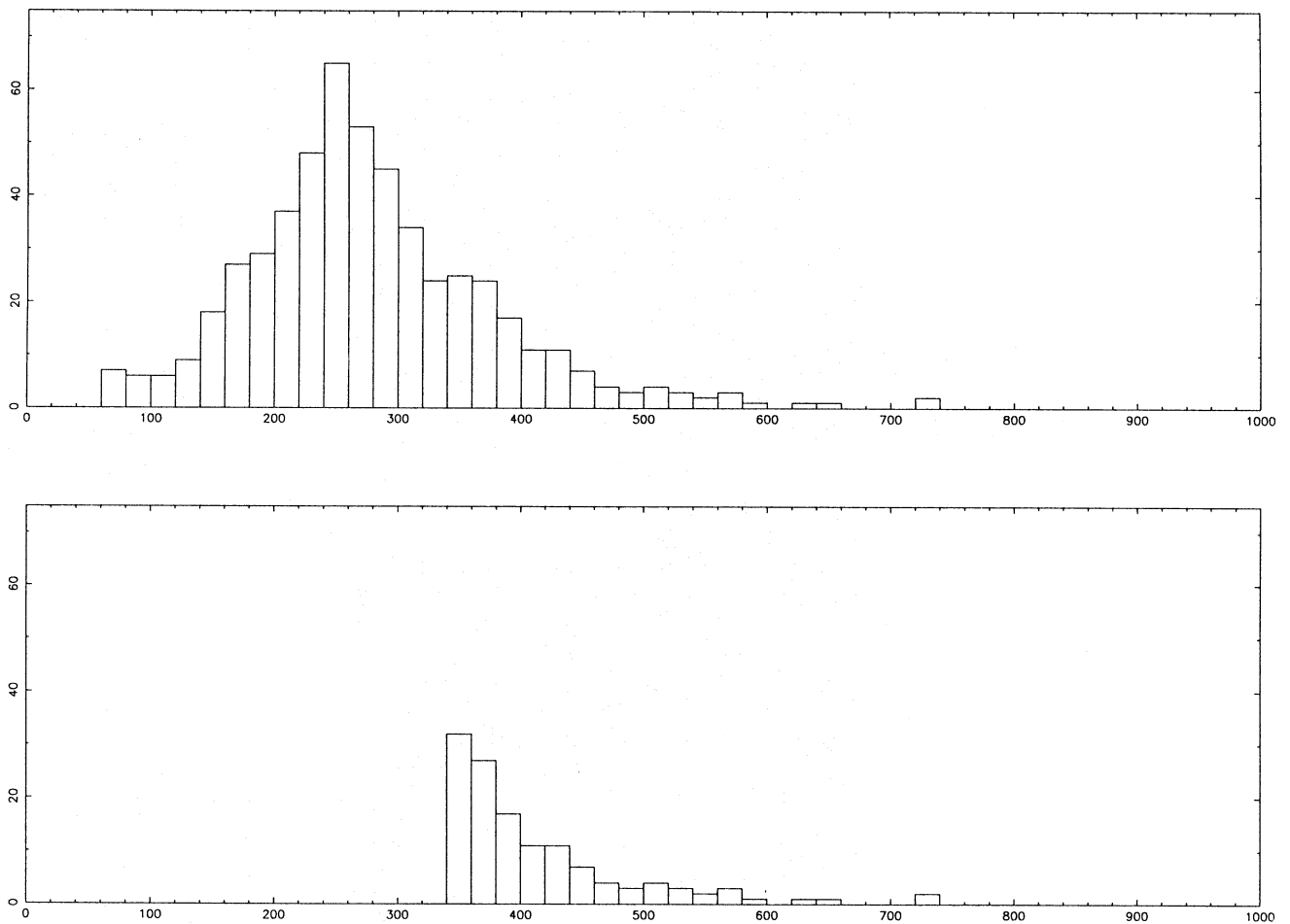


Fig. 6. The flux density distribution for all the 525 dates of observations at Nançay as well as the distribution for the 133 selected TOA (dates) with flux densities $> 345 \text{ mJy}$ used in the solution of Fig. 5. Abcissa is flux density (milliJy) and ordinate is number

ber 1992. The residual rms of this solution is $0.48 \mu\text{s}$ as in the first solution of Table 1 based on a slightly longer observation span. For a direct comparison, the same time origin T_0 (JD 2447900.0) was chosen for the parameters determined with the Nançay and Arecibo data. The differences between Nançay and Arecibo are in Table 2 and are quoted both in physical unit and in standard deviation σ . This standard deviation results from the combined formal uncertainties (1σ) found for the Arecibo and Nançay solution with ANTIOPE. The largest discrepancy is 7 formal σ for P_0 and is less than 4 formal σ for the other parameters. The slightly different TAI time scales of the 2 data sets is likely to be responsible for the 7σ discrepancy of P_0 . Note that the 4σ agreement for \dot{P}_0 is obtained if the acceleration term $\frac{1}{2}R_0(\mu_0)^2(T-T_0)^2$, with the pulsar distance R_0 and proper motion μ_0 , found in expanding Eq. (1) is merged with the time quadratic term depending directly on \dot{P}_0 in Eq. (2). The subsequent relative alteration of \dot{P}_0 is $1/10^4$ but has no astrophysical consequence.

Table 2. Comparison between the parameters of PSR 1937+21 determined from the 2 independent timing series of Nançay and Arecibo. The Nançay parameters are determined with TOA's measured at 1.4 GHz on 422 dates between 1988 December, 22 and 1992 November, 27. The Arecibo parameters are determined with the 73 TOA's measured between 1989 January, 15 and 1992 December, 17 at 2.4 GHz. The formal σ is the square root of the quadratic addition of the formal uncertainties of the two solutions

Parameters	Differences Nançay-Arecibo
Period P_0 (s)	-38×10^{-18} (7σ)
\dot{P}_0 (s/s)	$+16 \times 10^{-25}$ (4σ)
\ddot{P} (s/s ²)	-11×10^{-33} (1σ)
α (mas)	-0.15 (3σ)
δ (mas)	$+0.05$ (1σ)
μ_α (mas/yr)	$+0.03$ (0.8σ)
μ_δ (mas/yr)	$+0.14$ (4σ)

The strategy of the RETICON observations at Arecibo includes a step where a wide band of 40 MHz is repeatedly searched for the highest scintillation energy patch in the time-frequency domain before data recording in the narrower band of the RETICON (2×1.25 MHz). Note that energy patches in the time-frequency domain are associated with diffractive scintillation effects over the bandwidth of ~ 1 MHz that could bias TOA. Such a strategy is not part of our observing procedure at Nançay but we can adopt such a procedure *a posteriori* in selecting the TOA's with flux densities larger than some preset level. The RETICON-Arecibo residuals at 1.4 GHz are characterized by a rms of $0.35 \mu\text{s}$ (82 TOA's from 15 January 1989 to 17 December 1992) while the residual rms of all the Nançay TOA's at 1.4 GHz is higher at $0.48 \mu\text{s}$ and this could be because of this strategy of observation at Arecibo. So we set various threshold for the flux density to select part of the Nançay TOA's and fitted the pulsar parameters. By increasing several times the threshold, we found that the solution with flux densities larger than 345 mJy (133 TOA's between 27 December 1988 and 26 July 1993) yields a residual rms of $0.36 \mu\text{s}$ which is very close to the

Table 3. Parameters of PSR 1937+21 fitted on the 133 dates of observations at Nançay when the pulse flux density was > 345 mJy at 1.4 GHz. The number in parenthesis is the formal uncertainty in the last digit. The post-fit residual rms of this Nançay solution and of the RETICON-Arecibo solution at 1.4 GHz are identical ($\sim 0.36 \mu\text{s}$). The differences between these parameters and those of Table 1 (solution with all 525 dates of observations at Nançay) are at the 1 to 2 formal σ . The coordinates are referred to the spatial reference frame of the ephemerides DE202 and the time reference used in the analysis is the conventional UTC scale

Parameters	Nançay values
Period P_0 (s)	0.001557806472448830(3)
\dot{P}_0 (s/s)	$10.51213(3) \times 10^{-20}$
\ddot{P} (s/s ²)	$-1.27(6) \times 10^{-31}$
α (J2000)	19 ^h 39 ^m 38.558723(2)
δ (J2000)	21°34'59.13731(5)
μ_α (mas/yr)	-0.45(2)
μ_δ (mas/yr)	-0.48(3)
Time origin (JD)	2447900.0
Number TOA dates	133
Post-fit TOA rms	$0.36 \mu\text{s}$

post-fit rms of the Arecibo solution at 1.4 GHz. We stress that this approach is *ad hoc* since the threshold of 345 mJy has been found by trail and error to make identical the rms of the Nançay and Arecibo residuals. By increasing furthermore the threshold to 400 mJy (69 Nançay TOA left), the residual rms decreases by 10 % to $0.33 \mu\text{s}$. Figure 5 shows the Nançay residuals for the 133 TOA solution and Fig. 6 shows the flux density distribution for all the 525 dates of observations at Nançay as well as the distribution with the 133 selected TOA (dates) with flux densities > 345 mJy. The exact distribution of the flux densities of the Arecibo observations should be compared to the Nançay distribution of Fig. 6 to fully appreciate the significance of the identical residual rms of the Nançay and Arecibo solutions. Note also that the RETICON observations at Arecibo are sensitive to the diffractive scales in time (i.e. a few minutes) and in frequency band (i.e. MHz) while the pre-detection de-dispersion technique over 7.55 MHz and long integration (35 and 70 minutes) used at Nançay are sensitive to a different scintillation regime. Table 3 shows the pulsar parameters of the Nançay solution with the 133 TOA's at 1410 MHz. They are very consistent with the solution including all 525 TOA's of Table 1.

The theoretical TOA uncertainty based on SNR and the pulse sharpness factor (Stinebring 1990) is $\sim 0.15 \mu\text{s}$ at 1.4 GHz at Nançay. This thermal noise contributes only slightly to the post-fit residual rms reported above, there must be a dominant noise source of $\sim 0.3 \mu\text{s}$ at 1.4 GHz from cosmic origin. An interesting feature in Fig. 3b is that the four largest residuals ($\sim 2 \mu\text{s}$) are positive. Therefore, one can speculate that they are caused by refractive scintillation inducing the dispersion perturbation $\delta\tau_{\text{DM}}$ and geometric delay $\delta\tau_{\text{geo}}$, both positive, as shown by Cordes et al. (1986). Then, one to two ESE's with magnitude of $2 \mu\text{s}$ at 1.4 GHz occurred per year in the direction of PSR 1937+21. A difficulty arises with this explanation, if the barycentric delay $\delta\tau_{\text{bary}}$, caused by the Angle-of-Refraction as described in Fos-

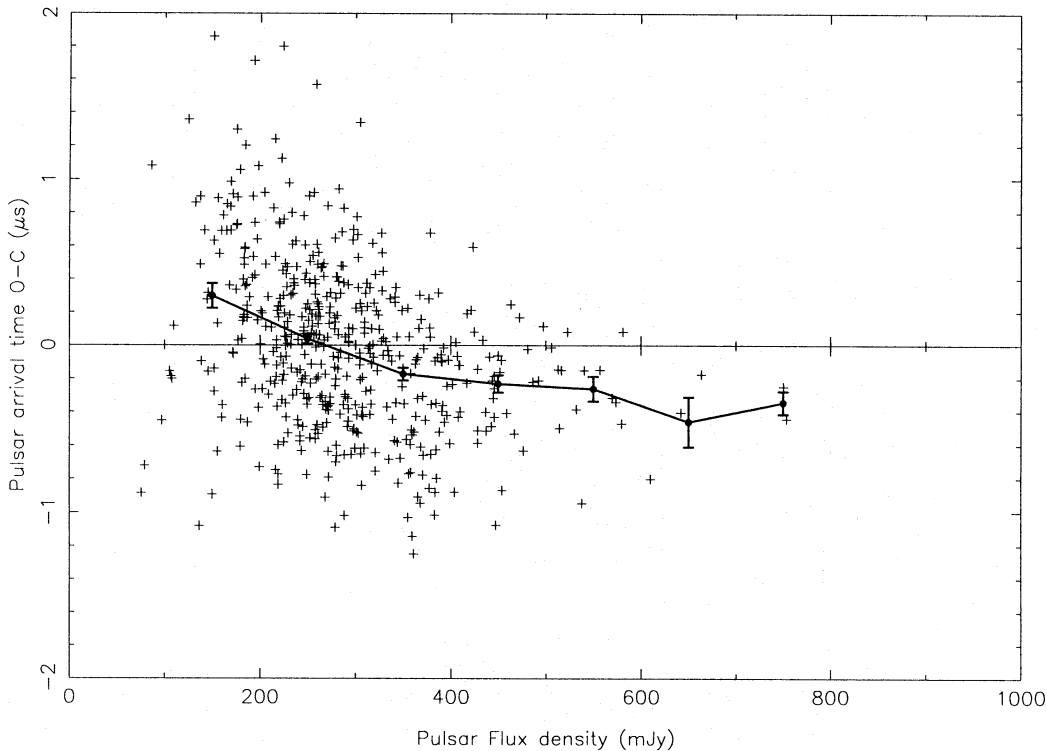


Fig. 7. The plot of the TOA residuals versus the flux density of PSR 1937+21 observed at Nançay. It is striking that the low flux density events correspond to more scattered TOA residuals with a positive mean (later arrival time) and that the high flux density events correspond to negative TOA residuals (earlier arrival time) that are much less scattered. The mean residual delay is drawn as a thick solid line

ter & Cordes (1990), does exist since it should induce negative residuals of similar magnitude as τ_{geo} . Discussions initiated by one of us (F.B.) question the existence of this term.

5. Ionised interstellar medium

Figure 7 is the plot of the TOA residuals versus the flux density of PSR 1937+21 observed at Nançay. The flux density is highly variable from day to day, as seen in Fig. 3a, because of IIM scattering. In Fig. 7, it is striking that the low flux density events correspond to more scattered TOA residuals with a positive mean (later arrival time) and that the high flux density events correspond to negative TOA residuals (earlier arrival time) much less scattered. The mean residual time delay in Fig. 7 is drawn as a thick solid line.

Ionised interstellar fluctuations at all spatial scales continuously cross the line of sight and alter the propagation of radio waves between the pulsar and Earth producing diffractive and refractive scintillations. Diffractive scintillation on the one hand will scatter rays and induce the mean time delay $t \sim D\theta^2/2c$, (θ = scattering angle, D = pulsar distance, Rickett (1977)) on time and frequency scales short compared to the data integration time (35 and 70 minutes) and recorded bandwidth (7.55 MHz). Consequently, this delay will cause broadening of the mean pulse profile and should be only marginally responsible for biases in the timing residuals of Fig. 7. Refractive scintillation

on the other hand will perturbate the propagation time on much longer time scale and broader frequency range. Blandford & Narayan (1985) and Romani et al. (1986) have studied these refractive effects in pulsar scintillation when the electron density perturbation in the direction of the pulsar is a power-spectrum ($\Phi_k \propto k^{-\beta}$, k is the wave number). The estimates of the *mean geometrical time delay* Δt for possible spatial spectra of the ionised interstellar medium ($\beta < 4$ and $\beta > 4$) given in these papers could be compared to the $0.4 \mu\text{s}$ mean difference measured between low and high amplitude TOA's. But these estimates depend strongly on the coefficient $C_4 = 10^4 C_N^2$ where C_N^2 is the coefficient of the power spectrum defined in Armstrong et al. (1981). Its value is ill-determined and while it should be unique according to theory, different pulsars and PSR 1937+21 itself have yielded values differing by several order of magnitude. A preliminary study of the cross-correlation function between the Nançay flux density variations and TOA residuals has indicated that our data are consistent with $\beta < 4$ (Lestrade et al. 1994) similarly to the conclusion of (Kaspi et al. 1994) by studying the structure function of $\delta\text{DM}(t)$ of PSR 1937+21.

6. The minor planets Chiron, Phollus, 1992 QB1 and the Planet X

Several large minor planets have recently been discovered at the outer edge of the Solar System (Chiron, Pallas, 1992 QB1)

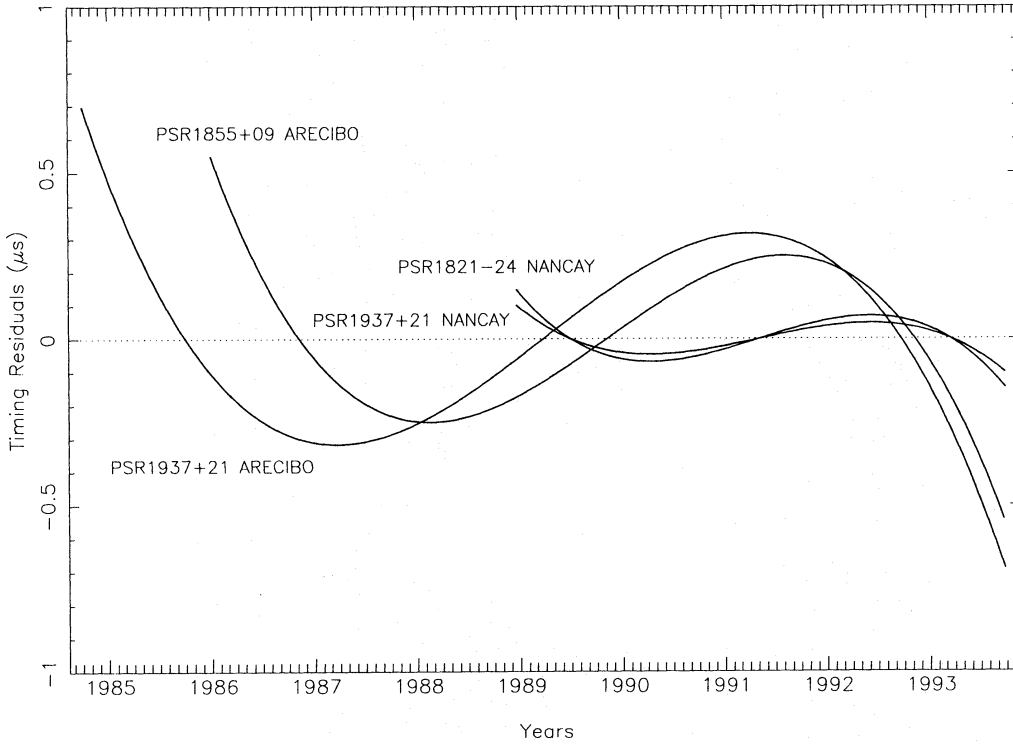


Fig. 8. The displacement of the Solar System barycenter by the planet X, if it exists, would induce a quasi-cubic variation in the timing residuals. The variations are plotted for PSR 1937+21 and PSR 1821-24 observed at Nançay for 4.5 years and for PSR 1855+09 and PSR1937+21 observed at Arecibo for 7 and 8 years, respectively

with masses of $10^{-9} M_{\odot}$ ($\sim 2 \times$ Ceres). We have computed the motion of the Sun relative to the Solar System barycenter induced by these minor planets. This motion induces the following change in the pulse phase at the telescope:

$$\Delta\phi = -\frac{m \times (BP \cdot \sigma)}{P_0 c} \quad (4)$$

where m is the minor planet mass in solar unit, BP the Solar System barycentric (B) to the planet (P) vector, σ and P_0 are the unit-vector direction and period of the pulsar. When the observation span is much smaller (< 10 years) than the orbital period of a perturbing body (> 100 years), the resulting secular variation is absorbed by the pulsar period P_0 and its time derivative \dot{P}_0 as described in Cognard (1990). In order to imitate the standard fitting procedure in analysing TOA, we have adjusted a second order time polynomial to Eq. (4) and found that the quasi-cubic signature left is negligible at the level of 1 ns for Chiron, Pallas and 1992 QB1 over 10 years of timing observations. But the effect of the unknown disturbing planet (Planet X) hypothetically invoked to account for unexplained periodic perturbations in the motion of Uranus (Gomes & Ferraz-Mello 1988) should be eventually a sizeable effect. We have used the orbital elements predicted by Harrington (1988) including a 4 Earth mass and an orbital radius of 101.2 AU (orbital period = 1019 years). In these conditions, the hypothetical planet X

would induce a quasi-cubic variation in the TOA residuals of PSR 1937+21 with an amplitude of $0.1 \mu\text{s}$ over the 4.5 years of our observations at Nançay and of $0.3 \mu\text{s}$ over the 8 years of observations at Arecibo (Fig. 8). Consequently, this hypothetical planet could be partially responsible for the red-noise in the timing series of PSR 1937+21. Note, however, that it cannot account totally for this red-noise which is already present in our shorter timing series at a higher level ($2 \mu\text{s}$ in Fig. 4) where the effect of the hypothetical Planet X is still negligible. In addition, one would expect that the 7 years of timing at Arecibo of the other millisecond pulsar PSR 1855+09 angularly close to PSR 1937+21 would be biased almost the same way. We estimated that the amplitude of this effect for the 7 years on PSR 1855+09 would be $0.25 \mu\text{s}$. The flatness of the post-fit residuals of PSR 1855+09 argues against this hypothesis although not compellingly since the rms of the post-fit TOA residuals is $0.8 \mu\text{s}$ (Kaspi et al. 1994). Note also that Standish (1993) has recently shown that the “unexplained anomalies in the motion of Uranus” have disappeared from his most recent fit of the Jet Propulsion Laboratory DE series ephemerides. Timing of PSR 1937+21, and other millisecond pulsars, over 20 years will provide definite evidence in one way or the other since the hypothetical Planet X with Harrington (1988) orbital elements would induce a quasi-cubic variation as large as $5 \mu\text{s}$ over a 20 year period for PSR 1937+21 (see Fig. 9).

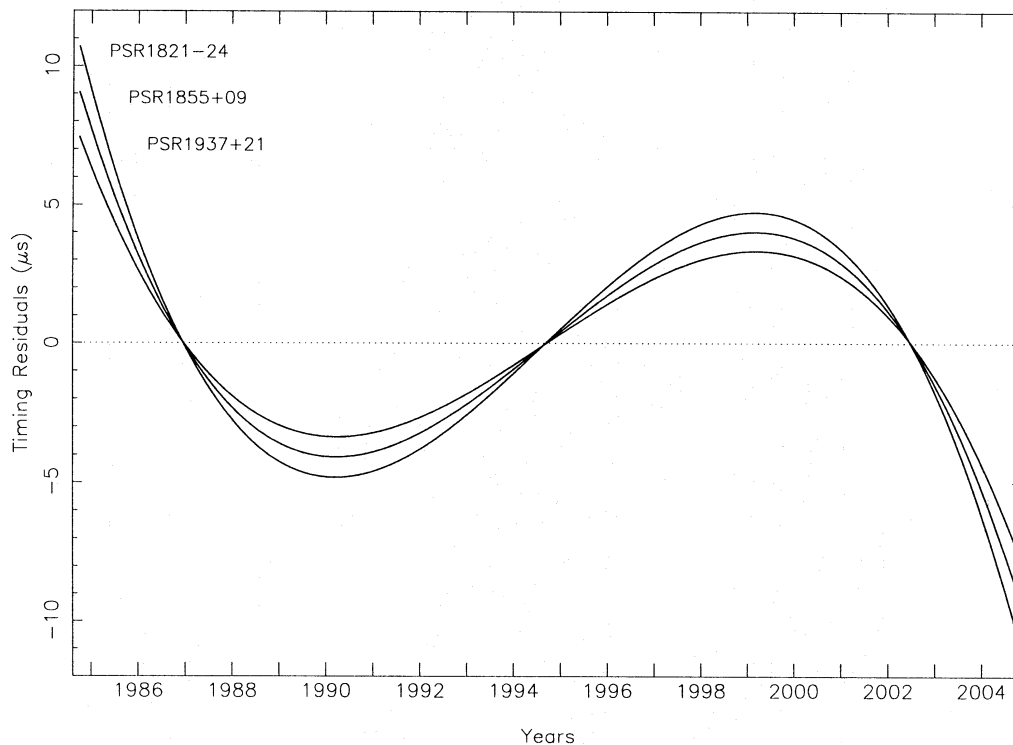


Fig. 9. Quasi-cubic variations caused by the hypothetical Planet X in the timing residuals of PSR 1937+21, PSR 1855+09 and PSR 1821-24 after 20 years of observations

7. Conclusion

The swept frequency technique used to de-disperse the signal of PSR 1937+21 at Nançay for the last 4.5 years has produced a timing series with similar properties in precision and stability as the series acquired at Arecibo at 1.4 GHz with a completely different dedispersion technique. In our analysis, it is the combination of the dense TOA series with the flux density history measured at Nançay that has yielded the most significant results: the dependence on the flux density of both the post-fit TOA residual rms and the observed mean geometrical delays. We have shown that an additional objective for a long-term timing program (> 10 years) of PSR 1937+21 and other millisecond pulsars is to probe Earth mass objects located at the edge of the Solar System like the hypothetical Planet X.

Acknowledgements. We thank G. Fréon and the Laboratoire Primaire du Temps et Fréquence (LPTF) at the Observatoire de Paris, for daily UTC corrections between the station clock at Nançay and the conventional UTC time scale. This paper is dedicated to the memory of Gabriel Bourgois, who died accidentally on February 22, 1993. He has had a long term commitment to the Nançay radiotelescope, which he used for many years to conduct his personal research on interplanetary scintillations. His interest in the propagation in random media led him quite naturally to get involved in the timing of millisecond pulsars, as a tool to study the interstellar medium. He actively participated in the design of the instrumentation, of the reduction method, and in the observations of this program. We deeply miss him as a scientist, and as a friend.

References

- Armstrong J.W., Cordes J.M., Rickett B.J., 1981, *Nat* 291, 561
- Arzoumanian Z., Nice D.J., Taylor J.H., Thorsett S.E., 1994, *ApJ* 422, 671
- Backer D.C., Kulkarni S.R., Heiles C., Davis M.M., Goss W.M., 1982, *Nat* 300, 615
- Backer D.C., Hama S., Vanhook S., Foster R.S., 1993, *ApJ* 404, 636
- Blandford R., Narayan R., 1985, *MNRAS* 213, 591
- Cognard I., 1990, in: Backer D.C. (ed.) *Proceedings of the Workshop on Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*, held at Berkeley on 7–9 June 1990. Center for Particle Astrophysics, Berkeley, pp. T1–T5
- Cognard I., Bourgois G., Lestrade J.-F., et al., 1993, *Nat* 366, 320
- Cordes J.M., Pidwerbetsky A., Lovelace R.V.E., 1986, *ApJ* 310, 737
- Damour T., Deruelle N., 1986, *Ann. Inst. Henri Poincaré*, vol. 44, no. 3, 263
- Davis M.M., Taylor J.H., Weisberg J.M., Backer D.C., 1985, *Nat* 315, 547
- Fiedler R.L., Dennison B., Johnston K.J., Hewish A., 1987, *Nat* 326, 675
- Foster R.S., Cordes J.M., 1990, *ApJ* 364, 123
- Fukushima T., 1988, in: Kovalevsky J. et al. (eds.) *Proceedings of Symposium on Reference Frames*. Kluwer, Dordrecht, p. 417
- Gomes R.S., Ferraz-Mello S., 1988, *A&A* 203, 170
- Johnston S., Bailes M., 1991, *MNRAS* 252, 277
- Harrington R.S., 1988, *AJ* 96, 1476
- Hellings R.W., 1986, *AJ* 91, 650
- Kaspi V.M., Taylor J.H., Ryba M.F., 1994, *ApJ* 428, 713

- Lestrade J.-F., Cognard I., Biraud F., 1994, in: Fruchter A. & Tavani M. (eds) *Millisecond Pulsars: a Decade of Surprise*. (in press)
- Manchester R.N., Taylor J.H., 1977, *Pulsars*. Freeman, San Francisco
- Newhall XX, Standish E.M., Williams J.G., 1983, *A&A* 125, 150
- Petit G., Boucher C., Lestrade J.-F., 1989, *Géod. Bull.* 63, 331
- Rickett B.J., 1977, *ARA&A* 15, 479
- Romani R.W., Narayan R., Blandford R., 1986, *MNRAS* 220, 19
- Ryba M.F., 1991, *High Precision Timing of Millisecond Pulsars*, Princeton PhD thesis
- Standish E.M., 1982, *A&A* 114, 297
- Standish E.M., 1993, *AJ* 105, 2000
- Stinebring D.R., Ryba M.F., Taylor J.H., Romani R.W., 1990, *Phys. Rev. Lett.* 65, no. 3, 285
- Stinebring D.R., 1990, in: Backer D.C. (ed.) *Proceedings of the Workshop on Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*, held at Berkeley on 7–9 June. Center for Particles Astrophysic, Berkeley, pp. n1–n2
- Taylor, J.H., 1990, in: Backer D.C. (ed.) *Proceedings of the Workshop on Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*, held at Berkeley on 7–9 June 1990. Center for Particles Astrophysic, Berkeley, p. D2
- Taylor J.H., 1992, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 341, 117

High-precision timing observations of the millisecond pulsar PSR 1821–24 at Nançay

I. Cognard, G. Bourgois, J.-F. Lestrade, F. Biraud, D. Aubry, B. Darchy, and J.-P. Drouhin

Observatoire de Paris, Sections of Meudon and Nançay, CNRS URA 1757, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

Received 6 May 1994 / Accepted 8 September 1995

Abstract. High-precision timing observations of the millisecond pulsar PSR 1821–24 have been conducted on 305 individual dates at the Nançay radiotelescope at 1.4 GHz between March 2 1989 and July 21 1993. The Time Of Arrival residuals after the standard fit of the pulsar parameters are characterised by a rms of $2.78 \mu\text{s}$. This dense and precise timing series has allowed the first determination of the apparent second period derivative \dot{P} for PSR 1821–24 and of its proper motion. We find that the observed quasi-cubic variation (i.e. the apparent \dot{P}) of the post-fit residuals matches the level of low-frequency noise predicted by the empirical relationship of Arzoumanian et al. (1994) for the rotation irregularities of classical pulsars. We conclude that the millisecond pulsar PSR 1821–24, similarly to PSR 1937+21, exhibits intrinsic rotation irregularities, unless \dot{P} is a jerk (\dot{a}) induced during a close encounter in the globular cluster M28. This pulsar is the youngest known millisecond pulsar according to a characteristic age ($\frac{1}{2} \frac{P_0}{\dot{P}_0}$) of 30×10^6 yr. Relatively young millisecond pulsars, like PSR 1821–24 and PSR 1937+21, might be prone to rotation irregularities while old millisecond pulsars like PSR 1855+09 are more stable.

We find a discrepancy between the optical proper motion of M28 and our timing proper motion of PSR 1821–24 larger than the pulsar escape velocity in the cluster. Reconciling these two proper motions is important for the kinematics of M28 and the study of the gravitational potential of the Galactic disk and bulge.

Finally, we present the daily timing observations of PSR 1821–24 conducted every year since 1989 when the solar corona intervenes between the pulsar and the Earth at Christmas time. We have used these timing observations along a single cut through the corona to fit a spherically symmetric model of its electron density $n_e = n_0(r/r_0)^{-\alpha}$. With a slightly more sophisticated model for the coronal electron density, precise timing observations of PSR 1821–24 during these periods over a complete solar cycle could monitor the global flattening expected for the coronal plasma at the solar minimum.

Key words: pulsars: general – pulsars: individual: PSR 1821–24 – time

Send offprint requests to: J.-F. Lestrade

1. Introduction

PSR 1821–24 in M28 is the first millisecond pulsar discovered in a globular cluster (Lyne et al. 1987) where the high stellar density makes the formation of binary systems particularly probable. Low-Mass X-ray Binary (LMXB) systems should be the progenitors of millisecond pulsars according to the standard theory of spun-up neutron stars (Alpar et al. 1982). PSR 1821–24 is isolated like a few other millisecond pulsars possibly because of the ablation of its companion by the pulsar relativistic wind (Fruchter et al. 1988) or, more likely, because of disruption of the original binary system by a close encounter with a third body. Before the discovery of PSR 1821–24, Blandford et al. (1987) suggested that a pulsar in M28 would be a probe of the gravitational potential of this globular cluster through the measurement of its apparent second period derivative \dot{P} by timing observation. In addition, Foster et al. (1988) with a limited set of timing data measured a high first period derivative \dot{P} for PSR 1821–24 and discussed the possibility that gravitational acceleration within M28 might be the cause rather than the relative youth of the pulsar.

We present in Sect. 3 the first determination of the apparent second period derivative \dot{P} and of the proper motion of PSR 1821–24 based on the dense and precise timing program conducted on PSR 1821–24 at Nançay since March 1989. We discuss in Sect. 4 the various possibilities that could cause the apparent \dot{P} of PSR 1821–24 and we compare in Sect. 5 the timing proper motion of PSR 1821–24 to the optical proper motion of the globular cluster M28.

The solar corona intervenes between PSR 1821–24 and the Earth with the closest angular separation of $6.2 R_\odot$ at Christmas time every year. As initially demonstrated with the Crab Pulsar, timing of such pulsars can be a tool to determine the characteristics of the electron density of the solar corona (Counselman & Rankin 1972; Weisberg et al. 1976). We present in Sect. 6 the timing observations of PSR 1821–24 during these periods of 1989, 1990, 1991, 1992 and constrain a spherically symmetric model of the electron density of the corona.

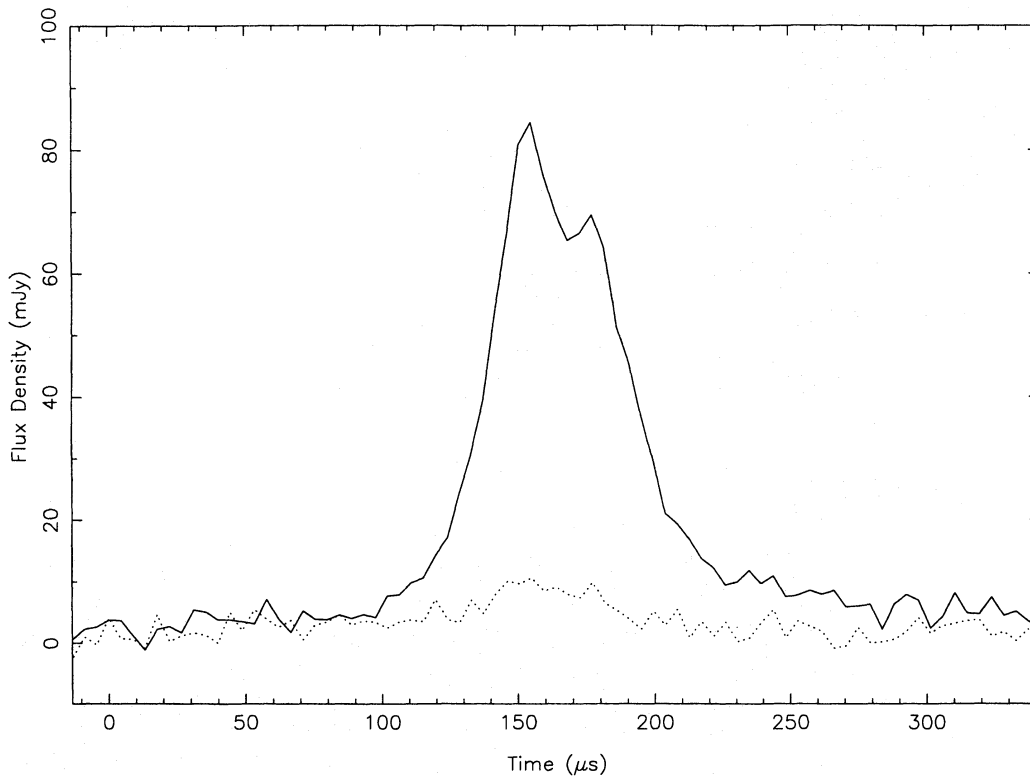


Fig. 1. Mean profiles of PSR 1821–24 along the horizontal linear polarization (continuous line) and the vertical linear polarization (broken line). These profiles result from the integration of the 305 individual profiles acquired during our program of observation at Nançay. The horizontal profile was used as the template to reduce the daily autocorrelator spectra

2. Observations and analysis

The timing observations have been conducted at the large decimetric radio telescope located near Nançay (France). The collecting area of the telescope is 7000 m² (equivalent to a 93 meter dish) and the system temperature is typically ~ 45 K. The integration time with this transit telescope is 70 minutes at the declination of PSR 1821–24. We conduct timing observations of this pulsar on ~ 6 individual dates per month at 1410 MHz at a single linear polarization.

At Nançay, the pulsar signal is de-dispersed by using a swept frequency local oscillator (at 80 MHz) in the receiver IF chain. This oscillator is a slaved VCO (Voltage Control Oscillator) driven by a parabolic saw-tooth synthesized by steps of 100 ns. The pulse spectra are produced by a digital autocorrelator with a frequency resolution of 6.25 kHz over 256 channels. The station UT time scale is provided by a Rhode and Schwarz XSRM Rubidium Frequency standard and the offset relative to the conventional UTC time scale is measured daily at 14 UT via the Observatory of Paris by a special purpose receiver using TV signals. The accuracy of this daily monitoring is at the level of 40 ns as shown by various consistency cross-checks and several Global Positioning System (GPS) measurements conducted in parallel. With the Nançay Timing System, the Frequency Of Arrival is measured by cross-correlation of the integrated pulse spectrum with a pulse template in the frequency domain as de-

scribed in Taylor (1990). The template profile of PSR 1821–24 in Fig. 1 is constructed by integration of all the individual pulse profiles detected over the observation program at Nançay. The Frequency Of Arrival measured for a Start Time of the Nançay de-disperser is dual of the Times Of Arrival measured for a fixed Observing Frequency by most of the timing apparatuses built in other observatories. We shall adopt the traditional term of Time Of Arrival (TOA) in the analysis hereafter since the data analysis is ultimately based on pairs of times and frequencies of arrival. Finally, the calibration of the pulse peak amplitude from autocorrelator unit to Jansky is $\sim 15\%$ accurate.

The data have been analysed by our software ANTIOPE using the Jet Propulsion Laboratory Ephemerides DE202 (Standish 1982a; Newhall, Standish and Williams 1983) for the Earth orbital motion and for the spatial reference frame and the conventional UTC time scale for the time reference. The small corrections UT1-UTC for the Earth orientation have been applied. More details on the analysis can be found in the companion paper on PSR 1937+21 (Cognard et al. 1995). Note that the instantaneous pulsar period is defined as:

$$P(T) = P_0 + \dot{P}_0 \times (T - T_0) + \frac{1}{2} \ddot{P} \times (T - T_0)^2$$

where P_0 , \dot{P}_0 , \ddot{P} are the period and period derivatives of the pulsar.

Table 1. Parameters of PSR 1821–24 determined with the timing data on 305 individual dates at 1.4 GHz between 2 March 1989 and 21 July 1993 acquired at Nançay. The Earth orbital motion and the spatial reference frame are based on the Jet Propulsion Laboratory ephemerides DE202 and the time reference is the conventional UTC. Figures in parenthesis are uncertainties in the last digit quoted

Parameters	Nançay values
Period P_0 (s)	0.003054314705688138(30)
\dot{P}_0 (s/s)	1.6187607(9) 10^{-18}
\ddot{P} (s/s ²)	1.632(65) 10^{-30}
α (J2000)	18 ^h 24 ^m 32 ^s .005813(14)
δ (J2000)	−24° 52′ 10.7022(35)″
μ_α (mas/yr)	−1.27(17)
μ_δ (mas/yr)	+3(3)
Time origin (JD)	2448500.0
Number TOA dates	305
Post-fit TOA rms	2.78 μ s

3. Parameters of PSR 1821–24 with the Nançay TOA series

Regular timing observations of PSR 1821–24 have yielded TOA on 305 individual dates from 2 March 1989 till 21 July 1993 at 1.410 GHz with a total RF bandwidth of 8.7 MHz on a single linear polarization (horizontal). According to our observations, the main pulse of 1821–24 is $\sim 90\%$ linearly polarized (Fig. 1). The daily identification of the vertical polarization pulse profile is severely SNR limited and the vertical polarization data were not used. The analysis of the timing data with ANTIOPE has been carried out with a constant DM = 119.873 pc cm^{−3} (Backer et al. 1993). Table 1 shows the adjusted pulsar parameters ϕ_0 , P_0 , \dot{P}_0 , \ddot{P} , α , δ , μ_α , μ_δ and Fig. 2 shows the post-fit TOA residuals which are characterized by an rms of 2.78 μ s. Theoretical TOA uncertainties are smaller than the systematic variation of the post-fit TOA residuals in Fig. 2. Some systematic biases in these residuals match the variations of DM reported by Backer et al. (1993). But attempts to use all their DM values to correct our data over the two-year period common to the data sets do not improve the fit over the constant DM solution. It is likely that the pulsar parameters can absorb significantly the DM variations over such a short overlapping span as shown by Cognard et al. (1993) for PSR 1937+21 over 2 years. This will become less probable when the observing span increases but, presently, DM variations are likely to be the dominant source of systematic error in the post-fit TOA residuals of Fig. 2.

Another source of systematic error in our data comes from the single linear polarization TOA's used in the analysis. As mentioned above, PSR 1821–24 is 90% linearly polarized in the horizontal plane. No Position Angle PA and PA variation across the pulse can be measured at Nançay since the autocorrelator of the station cannot provide the 4 Stokes parameters. However, a PA swing of tens of degrees across the pulse of PSR 1821–24 is expected as typical of classical pulsars (e.g. Lyne & Manchester 1988) as well as of millisecond pulsars (Thorsett 1991). This likely PA swing of the linear polarization of PSR 1821–24

would combine with the expected annual and secular variations of the Faraday Rotation of the ionosphere and ISM to modify the mean pulse profile shape. This effect will shift slightly the mean pulse profile peak from day to day adding a delay to our timing measurements. One can show that the pulse profile peak shifts fractionally by $\frac{\alpha}{360^\circ}$ of the pulse width W , if α is the Faraday Rotation in degrees. Assuming a plausible variation of the ionospheric Rotation Measure of 1rd/m² through the year, or, correspondingly a Faraday Rotation $\alpha \sim 2.5^\circ$ at 1400 MHz, assuming the worst case for the intrinsic pulse profile, a square shape and a PA swing of $\pm \frac{\pi}{2}$, using the full width of PSR 1821–24 pulse $W = 125 \mu$ s at 1410 MHz ($l \sim 0$ in Fig. 1), the systematic timing variation is $\frac{\alpha}{360^\circ} \times W \sim 1 \mu$ s. Such timing variation, if ionospheric in origin and annual, would bias the position of PSR 1821–24 by ~ 0.5 milliarcsecond. It would be unrealistic to assume that ionospheric and ISM Faraday Rotation long-term variations could introduce timing error much larger than this 1 μ s level and, hence, could mimic the second time derivative of the pulsar period which accumulates to 180 μ s over our 4 years of observations of PSR 1821–24. The proper motion bias could not be much larger than 0.5 mas/4 year, i.e. ~ 0.1 mas/yr. Finally, the day-to-day variations of the Faraday Rotation might be responsible for a significant fraction of the present timing residual rms of our single linear polarization observations of PSR 1821–24.

We compare our solution to the pulsar parameters determined by Foster & Backer (1990) with a smaller data set of 11 dates of observations during a 24 month period beginning in 1987 July at the 140-foot NRAO telescope at Green Bank. Their post-fit TOA residuals are characterized by a rms of 21.6 μ s and their parameter formal uncertainties are about 100 times larger than ours. For this comparison, we have transformed their B1950 position to J2000 by using the Aoki et al. (1983) procedure and found $\alpha = 18^h 24^m 31.9856 \pm 0.0015^s$ and $\delta = -24^\circ 52' 10.2 \pm 0.4''$. The discrepancy in right-ascension between the two solutions is as large as -0.020^s in the sense Green Bank minus Nançay but it is expected that such large global rotation exists between the reference frames of the two different ephemerides used in the analysis, namely PEP740-R for Foster & Backer (1990) and DE202 for our solution. Similarly, Ryba (1991) finds the large discrepancies 0.007^s in α and 0.180^{''} in δ for the coordinates of PSR 1937+21 determined by the Arecibo data analysis in the two reference frames of PEP740-R and DE202. In the declination of PSR 1821–24, the difference between the solutions are comparable to the formal uncertainty of Foster & Backer (1990) for this coordinate. Note that PSR 1821–24 is almost in the ecliptic plane ($l = 1.5^\circ$) and consequently, the ecliptic latitude l is ill-determined and degrades somewhat the equatorial coordinates, especially the declination which has a formal uncertainty of 3.5 mas in our Nançay solution much larger than the right ascension uncertainty (0.2 mas).

Now, the comparison of the period P_0 must be made at the same time origin. Since the Nançay uncertainty for \dot{P}_0 is much smaller than the Greenbank uncertainty, we used it to transform the Nançay period P_0 determined at J2448500.0

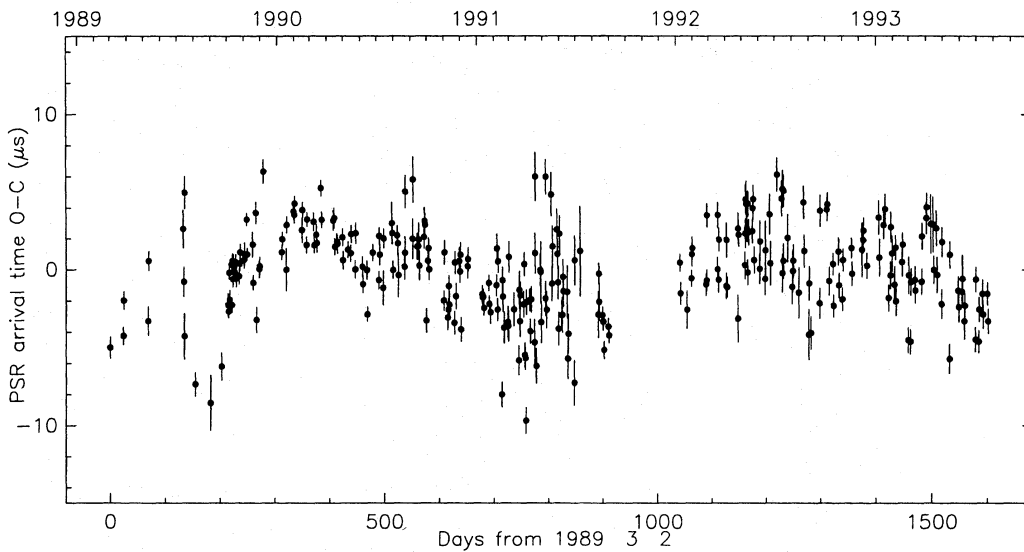


Fig. 2. TOA residuals of PSR 1821–24 after fitting the standard pulsar parameters ($\phi_0, P_0, \dot{P}_0, \ddot{P}, \alpha, \delta, \mu_\alpha, \mu_\delta$). The ionised interstellar medium effect is modelled with a constant DM = 119.873 pc cm⁻³. These post-fit residuals are characterized by an rms of 2.78 μ s

to the Greenbank epoch J2446977.67 and found $P_0(\text{Nançay}) = 0.0030543144927735(1)$ s, where the figure in parenthesis is the uncertainty in the last digit quoted. The difference between the two solutions is in the last digit of the Foster and Backer period, i.e. 10^{-14} s, and, hence, the two solutions for P_0 are consistent within uncertainty. And the same conclusion applies to the period derivative \dot{P}_0 for the two solutions. Neither the second period derivative nor the proper motion of PSR 1821–24 have been determined by Foster & Backer (1990).

The post-fit TOA residuals of Fig. 2 have been analysed in the time-domain with the Modified Allan Variance (Mod $\sigma_y(\tau)$ Allan et al. 1990) which can distinguish better than $\sigma_y(\tau)$ between various frequency and phase noise processes. Figure 3 allows comparison between the variances Mod $\sigma_y(\tau)$ of the Nançay residuals for PSR 1937+21 and for PSR 1821–24. Figure 3 shows also Mod $\sigma_y(\tau)$ for UTC-UT(PTB) which provides a plausible limit on the stability of the conventional UTC time scale used in the analysis. UT(PTB) is the UT time scale from the Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Germany. The slopes of Mod $\sigma_y(\tau)$ for the two pulsars in Fig. 3 are identical and their value ~ -1 corresponds to a white frequency modulation (Allan et al. 1990). This noise process is often found for the oscillators and results of the noise perturbations in the generation of the oscillation which is due to white noise within the bandwidth of the frequency-determining element of the oscillator (Lesage & Audoin 1979; Blaquièrre 1953 a,b). No attempts have been made to correct for a transmission coefficient to account for the fraction of the noise absorbed by the multi-parameter fit as extensively discussed by Blandford et al. (1984).

4. The apparent second period derivative of PSR 1821–24

Figure 4 shows the post-fit TOA residuals of PSR 1821–24 after adjusting the pulsar parameters $\phi_0, P_0, \dot{P}_0, \alpha, \delta, \mu_\alpha, \mu_\delta$ but not \ddot{P} . The resulting quasi-cubic time variation in these residuals is qualitatively similar to the low-frequency noise initially discovered in the residuals of PSR 1937+21 by Stinebring et al. (1990) and confirmed by Cognard et al. (1995). This parametrization (no \ddot{P}) corresponds more appropriately to the state of our present understanding of the modelling of millisecond pulsar TOA. Now, these residuals can be whitened by solving for an apparent second period derivative \ddot{P} as already shown by Fig. 2. The value of \ddot{P} is $+1.632 \pm 0.065 \times 10^{-30}$ s/s² and, not surprisingly, is not consistent with the braking index $n = \frac{\dot{P}_0^2}{P_0 \ddot{P}}$ of the theory of pulsar spin down by magnetic coupling ($\ddot{P}_{\text{theo}} = +3 \times 10^{-34}$ s/s² for the standard index $n = 3$). Alternative explanations must be investigated.

Recently, Kaspi et al. (1994) contrast the absence of red noise in the old millisecond pulsar PSR 1855+09 (characteristic age $\frac{1}{2} \frac{P_0}{\dot{P}_0} = 3 \times 10^9$ yr) with the detection of a low-frequency noise in the younger millisecond pulsar PSR 1937+21 ($\frac{1}{2} \frac{P_0}{\dot{P}_0} = 150 \times 10^6$ yr) and infer that the latter suffers rotational irregularities. In addition, they note that the relationship $\Delta_8 = 6.6 + 0.6 \dot{P}_0$ (Arzoumanian et al. 1994) for the stability parameter Δ_8 predicts the correct level of low-frequency noise for PSR 1937+21. The stability parameter Δ_8 is the integrated timing noise deviation in seconds over 10^8 s estimated by the third order term in the time expansion of the TOA pulsar rotation model (i.e. $\Delta_8(\text{sec}) = \text{Log} \left[\frac{1}{6} \frac{|-\ddot{P} P_0 + 2\dot{P}_0^2|}{P_0^3} t^3 \right]$ where $t = 10^8$ s.). Arzoumanian et al. (1994) have established this empirical relationship with classical pulsar timing data. They caution however that the relationship might not hold for millisecond pulsars since extrinsic sources of red-noise (ephemerides, Ionised Interstel-

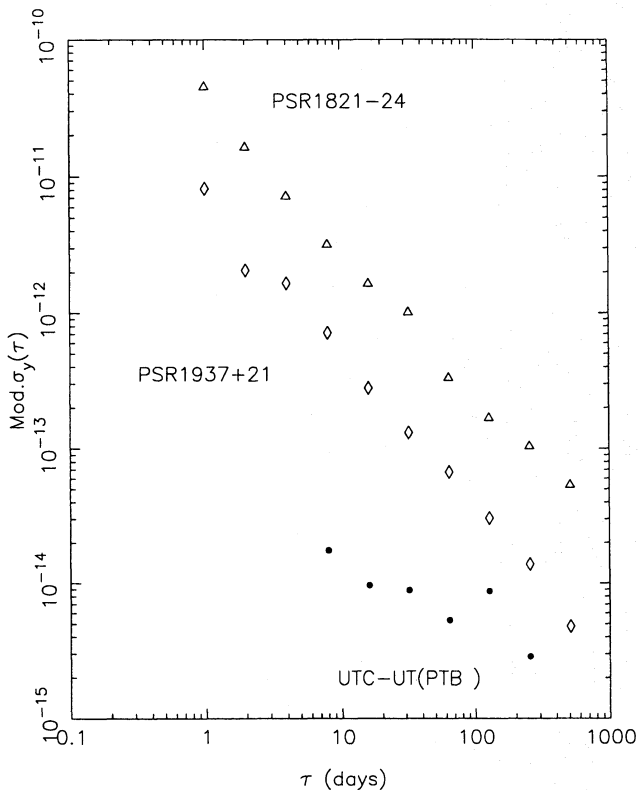


Fig. 3. Stability analysis in the time-domain of the post-fit TOA residuals of PSR 1821–24 and PSR 1937+21 with the Modified Allan Variance. The timing residuals are from Nançay for the two pulsars. Note that the stability is studied over a maximum time interval corresponding to $\sim \frac{1}{4}$ of the observing span

lar Medium propagation or time reference scale) rather than intrinsic noise could be dominant in timing data of this class of pulsars. With a characteristic age of 30×10^6 yr, PSR 1821–24 is younger than PSR 1937+21 but Foster et al. (1988) suggested that this age might be poorly estimated since \dot{P}_0 could be largely due to gravitational acceleration of the pulsar in M28. However, with our determination of \dot{P} for PSR 1821–24, we find now that the low-frequency noise (\dot{P}) of this pulsar integrated over 10^8 s matches the stability parameter Δ_8 predicted by the relationship above. Therefore, we conclude that the millisecond pulsar PSR 1821–24, similarly to PSR 1937+21, exhibits intrinsic pulsar rotation irregularities that are responsible for the observed quasi-cubic variation in the residuals of Fig. 4.

Close encounters with a star or a planetary-type body in bound orbits have been invoked to explain the extraordinarily large \dot{P} of the millisecond pulsar PSR 1620–26 in Backer (1993) and Thorsett et al. (1993). But these acceleration processes seem to be unlikely for PSR 1821–24 since the values of \dot{P}_0 and \dot{P} induced should be fine-tuned in such a manner that they would also match coincidentally the Arzoumianan et al. relationship based on the rotation irregularities of classical pulsars. Finally, Blandford et al. (1987) derive the jerk (acceleration derivative \dot{a}) due to the potential of the globular cluster M28 itself and

that would induce an apparent \dot{P} for PSR 1821–24. With the Plummer model for this potential, the stellar density, stellar dispersion velocity and core radius known for M28 (Peterson & King 1975), they predict an apparent second period derivative \dot{P} which is ten times smaller than the value we measured. Despite its location in a globular cluster, rotation irregularities rather than processes of gravitational acceleration appear to induce the high period derivative \dot{P} measured for PSR 1821–24. This pulsar may indeed be the youngest known millisecond pulsar according to its characteristic age of 30×10^6 yr. Young millisecond pulsars, like PSR 1821–24 and PSR 1937+21, might be prone to rotation irregularities while old millisecond pulsars like PSR 1855+09 are more stable (Kaspi, Taylor and Ryba 1994).

5. The proper motion of PSR 1821–24

The proper motion of PSR 1821–24 is determined for the first time with our data. The components of the proper motion are $\mu_\alpha = -1.27 \pm 0.17$ mas/yr and $\mu_\delta = +3 \pm 3$ mas/yr. As discussed before the lack of sensitivity of the data to the declination is apparent. At the distance of 5.8 kpc (Alcaino 1981), the transverse velocity of PSR 1821–24 relative to the Sun would be between 35 km/s and 180 km/s. This transverse velocity is the sum of the intrinsic pulsar velocity within the globular cluster and of the velocity of M28. Rees and Cudworth (1991) have measured optically the proper motion of M28 in α, δ relative to the Sun and found $\mu_\alpha = 0.0 \pm 0.5$ mas/yr and $\mu_\delta = -1.3 \pm 0.9$ mas/yr. This relative proper motion is directly comparable to the proper motion of PSR 1821–24 we measured by timing. If the discrepancy between these two determinations are real, the transverse velocity of PSR 1821–24 is larger than the escape velocity 25 km/s at the center of M28 (Peterson & King 1975) and this pulsar should have escaped the globular cluster.

We have a poor appreciation of the systematics in the optical determination of the proper motion of M28. Particularly, is the optical reference frame used for the optical measurements inertial at the 1 mas/yr level? For our timing measurement, the proper motion is derived relative to the spatial reference frame of the Earth orbit defined by the ephemerides DE202. Standish (1982b, 1986) shows that the inertial mean motion of the Earth orbit is well constrained by high-precision radio-electric ranging data to the inner planets. This author demonstrates that the realistic uncertainty of the inertial mean motion of the Earth orbit is as small as 0.3 mas/yr. Another source of systematic error in our timing data could come from the TOA model where DM is constant. Cognard et al. (1993) show that this might lead to an error as large as four times the formal uncertainty with 2 years of data for PSR 1937+21. But this systematic error should decrease as the observation span increases and the present data set for PSR 1821–24 is 4 year long.

Proper motions of the millisecond pulsars in globular clusters can be used as tracers of the gravitational potential of the Galactic disk and bulge. Colin (1993) has tested that both the optical and timing proper motions of PSR 1821–24 are compatible with the Galactic potential he developed with his collaborators. The short (a few years) observation span required to measure

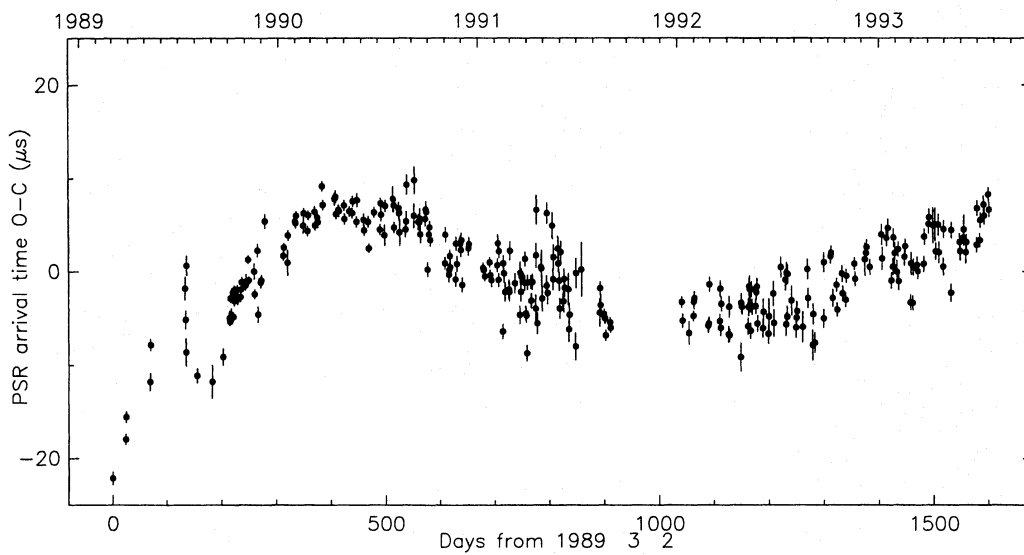


Fig. 4. PSR 1821–24 TOA residuals after fitting all the classical pulsar parameters except the second period derivative \dot{P} . The resulting systematic quasi-cubic variation in the residuals is interpreted as evidence of the rotation irregularities predicted by the empirical relationship of the stability parameter Δ_8 (established with classical pulsars by Arzoumanian et al. (1994))

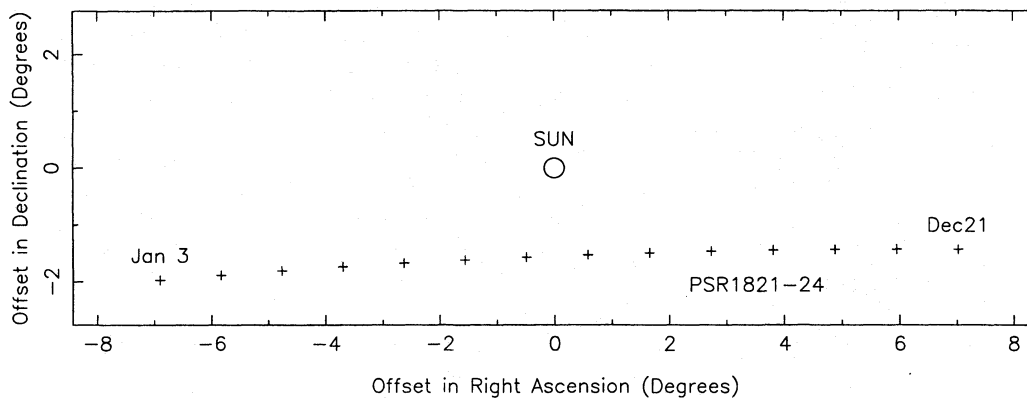


Fig. 5. The solar corona intervenes between PSR 1821–24 and the Earth at Christmas time every year. Positions of the Sun (large circle) relative to PSR 1821–24 between December 21 and January 3 at 0 UT

precise proper motion by timing compare to optical methods (a few decades) make the timing technique promising.

6. Solar corona probed by PSR 1821–24

Since 1989, we have conducted daily timing observations of PSR 1821–24 when the solar corona intervenes at Christmas time each year. The closest angular separation to the Sun is $6.2 R_{\odot}$ on December 27 and the additional delay is seen in our data from December 21 to January 3 when the distance is $30 R_{\odot}$. Figure 6 shows the TOA residuals after the model with the pulsar parameters of Table 1 has been subtracted. These parameters were determined with TOA measured on dates outside these periods. Large positive residuals ($\sim 20 \mu\text{s}$) are apparent in Fig. 6 each year at Christmas and are evidence of the excess delay

caused by the solar corona plasma. Close-ups of these periods are presented in Fig. 7.

The plasma of the corona is responsible for three propagation perturbations in the TOA of PSR 1821–24. The first perturbation is the increased delay caused by refraction of the ray by the density gradient of the stationary corona. The expression for this refractive delay τ_{geo} is in Cordes et al. (1986) and has been estimated with a simplified electron density model ($N_e = 5 \times 10^{11} r^{-2} \text{ m}^{-3}$, Erickson 1964) and is as small as 0.1 ns for the closest approach. The second perturbation is the scattering delay τ_s caused by random, small and irregular electron density fluctuations of the corona. Counselman & Rankin (1972) provide the expression $\langle \tau_s \rangle = 4.2 \times 10^8 f^{-4} R^{-4} \text{ s}$ where f is the frequency of observation in MHz and R the solar impact parameter in solar radius. At the closest approach, the scattering delay τ_s is no larger than 80 ns. The third perturbation is the additional dis-

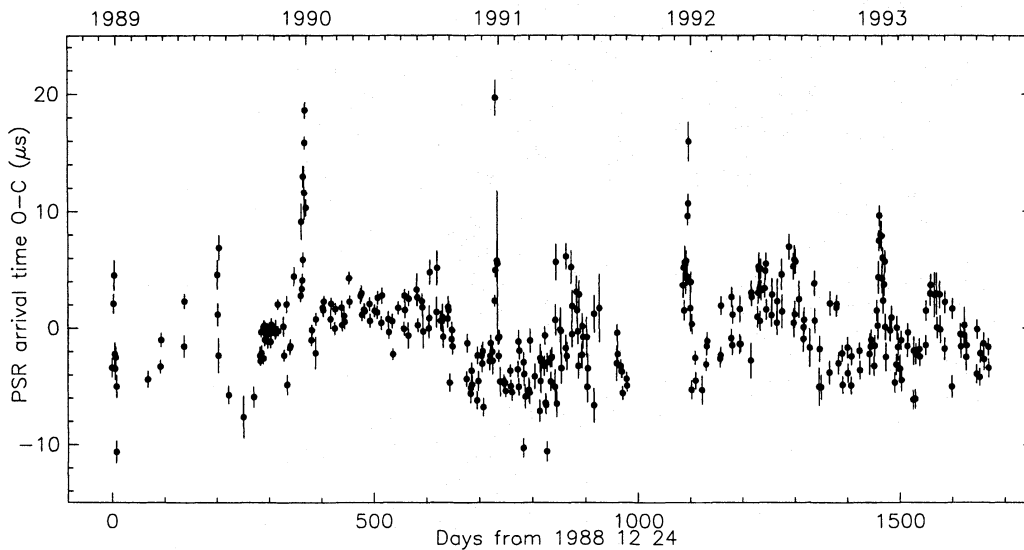


Fig. 6. Large systematic timing residuals ($20 \mu\text{s}$) are apparent at Christmas time every year when the solar corona intervenes between PSR 1821–24 and the Earth. These TOA residuals have been computed with the pulsar parameters of Table 1 which are determined from TOA's outside these periods. These excess delays are caused by the increase of the electron content along the line of sight crossing the corona plasma

persion measure delay τ_{DM} caused by the free electron density integrated along the line of sight across the solar corona. The first two propagation delays are small compared to the large excess delays measured at 1.4 GHz in Fig. 6 and 7. Consequently, these observed excess delays are essentially caused by the third perturbation τ_{DM} which is straightforwardly converted to incremental variations of DM. Following Counselman & Rankin (1972), we have used our timing observations along a single cut through the corona to fit a spherically symmetric model of its electron density $n_e = n_0(r/r_0)^{-\alpha}$. These authors show that with this model the integrated electron density along the ray path across the corona is: $\delta DM(r) = 4.0 \times 10^{-7} n_0(r/r_0)^{1-\alpha} \frac{\Gamma[(\alpha-1)/2]}{\Gamma[\alpha/2]}$ ($\text{cm}^{-3} \text{pc}$) where $\Gamma(\alpha)$ is the gamma function and r_0 is fixed to $10 R_\odot$. We used the δDM increments measured at several angular distances r during each Christmas period to search numerically n_0 and α in minimizing the χ^2 of the differences between calculated and observed δDM . The resulting n_0 and α are in Table 2 and the corresponding model is plotted in Fig. 7 with the data for each Christmas period. The electron density n_0 is maximum in December 1990 (9700 cm^{-3}) near the maximum of the solar cycle and the index is also steeper ($\alpha=2.7$) at this time. These results are consistent with the study of Counselman & Rankin (1972) conducted with timing data of the Crab Pulsar. The 1992 Christmas, farthest from the solar maximum in our data set, might be better adjusted with a slightly more complicated model for n_e which is axisymmetric and flattened at the Sun poles during solar minimum as proposed by Weisberg et al. (1976). Timing observations of PSR 1821–24 during the over a complete solar cycle might monitor this global deformation of the coronal plasma.

Table 2. Daily timing observations of PSR 1821–24 are conducted at Nançay at Christmas time every year since 1989 when the solar corona intervenes between the pulsar and the Earth. For each period, a spherically symmetric model of the electron density ($n_e = n_0(r/r_0)^{-\alpha}$) is fitted to the timing data acquired along a single cut across the solar corona

	1989	1990	1991	1992
α	1.5 ± 0.8	2.7 ± 1.0	2.6 ± 0.7	1.4 ± 0.4
$n_e \text{ cm}^{-3}$	6800 ± 1800	9700 ± 1300	7300 ± 1000	5200 ± 900

7. Conclusion

We have discussed the consequences of the apparent second period derivative determined for the millisecond pulsar PSR 1821–24 with the dense and precise timing observations conducted at Nançay at 1.4 GHz since 1989. The main improvement for the analysis expected in the future is the measurements of the variations of the Ionised Interstellar Medium Dispersion Measure. We have started dense dual frequency observations of PSR 1821–24 at 1.4 GHz and 1.7 GHz since early 1992 to attempt to monitor DM. By limiting our data set to the period between 1990.0 and 1991.2 when the DM variations seem to be minimum, the post-fit residuals rms drops to $1.6 \mu\text{s}$.

Another improvement in our analysis might be by solving for an apparent third period derivative for PSR 1821–24. Looking along the axis of Fig. 2 helps one to see another possible systematic trend, a quasi- t^4 behaviour in the TOA residuals. We recall that the quasi-cubic term in the post-fit residual of PSR 1937+21 was hinted by this technique by Rawley et al. (1987) before it was fully recognised! High-order period deriva-

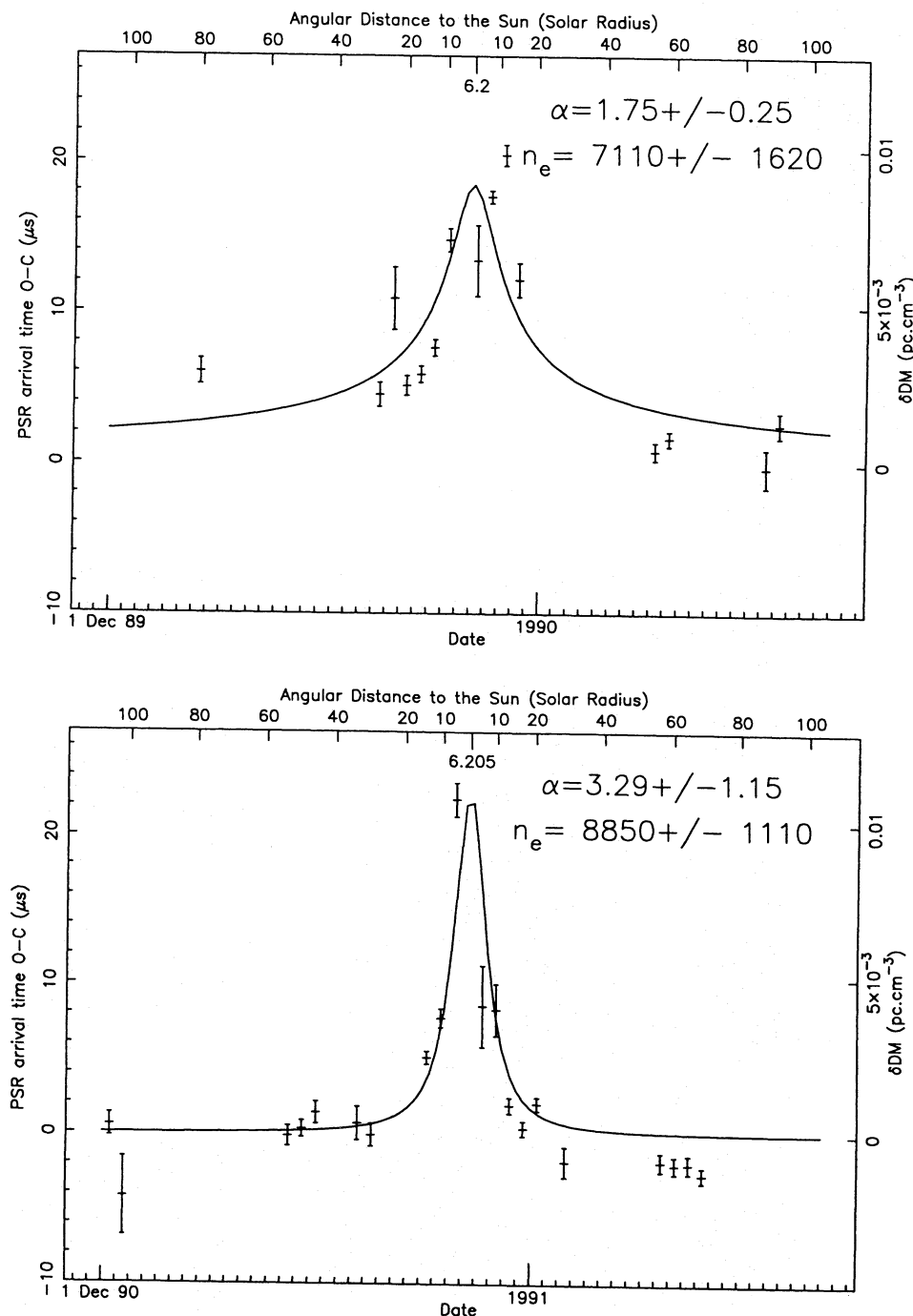


Fig. 7. Close-up of the Christmas periods observed in 1989, 1990 and 1992. The solid curve is the best fit of the spherically symmetric model of the electron density ($n_e = n_0(r/r_0)^{-\alpha}$) in the solar corona

tives (till 6th order) were solved by Arzoumanian et al. (1994) to represent the long term instabilities of some of the classical pulsars used in their study.

Acknowledgements. We thank G. Fréon and the Laboratoire Primaire du Temps et Fréquence (LPTF) at the Observatoire de Paris, for daily UTC corrections between the station clock at Nançay and the conventional UTC time scale. We are thankful to Victoria Kaspi, Zaven Arzoumanian and Roseanna diStefano for comments and discussion. We are grateful to Andrew Lyne for drawing our attention to Faraday

Rotation as a limit in timing observations when linear polarization is observed.

This paper is dedicated to the memory of Gabriel Bourgois, who died accidentally on February 22, 1993. He has had a long term commitment to the Nançay radiotelescope, which he used for many years to conduct his personal research on interplanetary scintillations. His interest in the propagation in random media led him quite naturally to get involved in the timing of millisecond pulsars, as a tool to study the interstellar medium. He actively participated in the design of the instrumentation, of the reduction method, and in the observations of this program. We deeply miss him as a scientist, and as a friend.

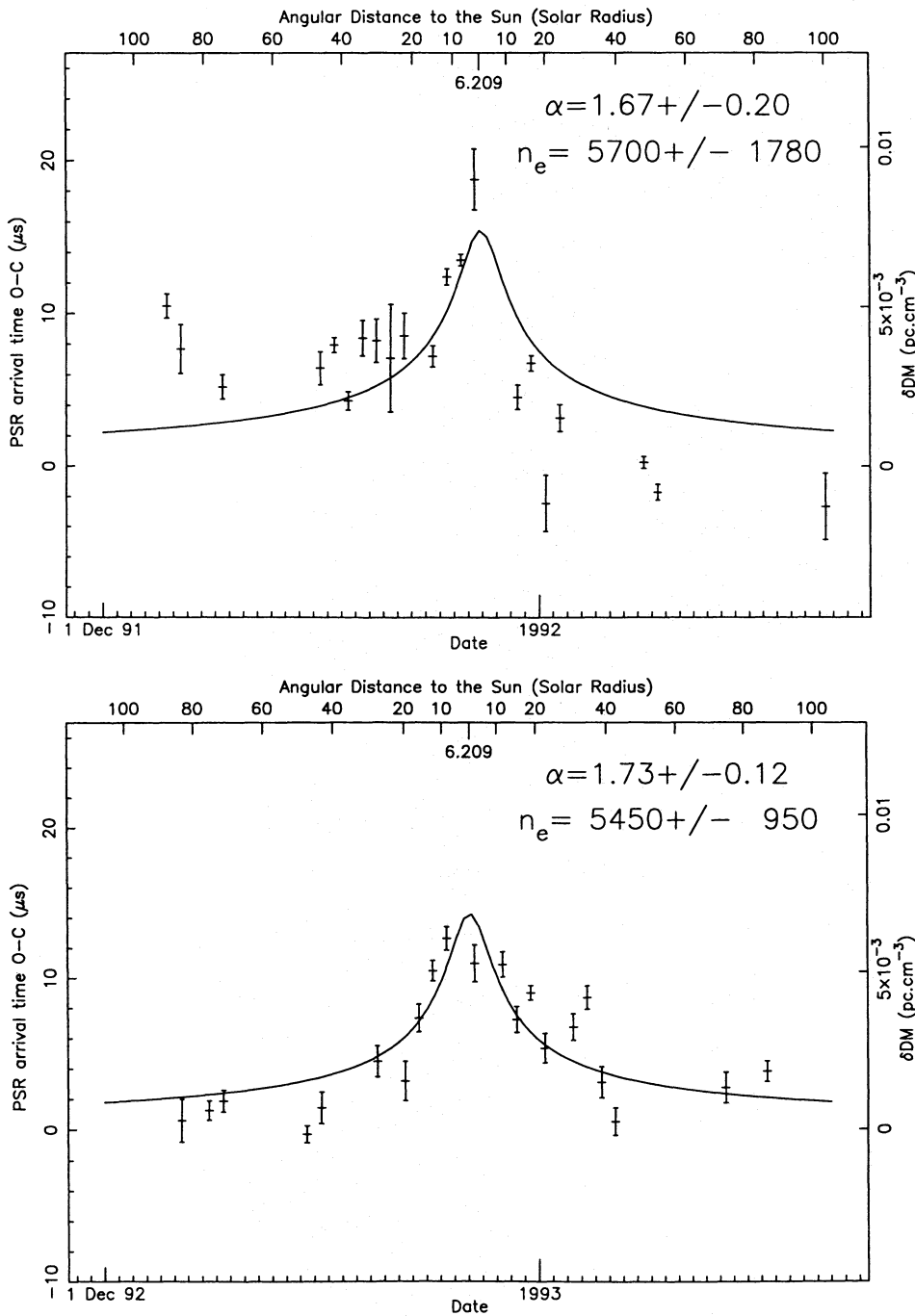


Fig. 7. (continued)

References

- Alcaino G., 1981, A&AS 44, 191
 Allan D., Hellwig H., Kartaschoff P., Vanier J., Vig J., Winkler G.M.R., Yannoni N.F., 1990, in Sullivan D.B. et al. (eds.) NIST Technical Note 1337. US Department of Commerce, Boulder, p. TN139
 Alpar M.A., Cheng A.F., Ruderman M.A., Shaham J., 1982, Nat 300, 728
 Aoki S., Soma M., Kinoshita H., Inoue K., 1983, A&A 128, 263
 Arzoumanian Z., Nice D.J., Taylor J.H., Thorsett S.E., 1994, ApJ 422, 671
 Backer D.C., 1993, in J.A. Phillips S.E. Thorsett S.R. Kulkarni (eds.) Planets around Pulsars. ASP Conf. Ser. 36, 11
 Backer D.C., Hama S., VanHook S., Foster R.S., 1993, ApJ 404, 636
 Bartel N., Cappallo R., Whitney A., Chandler J., Ratner M., Shapiro I., Tang G., 1990, in Backer D.C. (eds.) Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology. Center for Particle Astrophysics, Berkeley, p. X1
 Blaquièrre A., 1953a, Ann. Radioélec. 8(31), 36
 Blaquièrre A., 1953b, Ann. Radioélec. 8(32), 153
 Blandford R.D., Narayan R., Romani R.W., 1984, JA&A 5, 369
 Blandford R.D., Romani R., Applegate J.H., 1987, MNRAS 225, 51P

- Cognard I., Bourgois G., Lestrade, J-F., Biraud F., Aubry D., Darchy B., Drouhin J.-P., 1995, *A&A* 296, 169
- Cognard I., Bourgois G., Aubry D., Darchy B., Drouhin J.-P., Lestrade, J-F, 1993, in Davis R.J., Booth R.S. (eds.) *Sub-arcsecond Radio Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 418
- Colin J., 1993, private communication
- Cordes J.M., Pidwerbetsky A., Lovelace R.V.E., 1986, *ApJ* 310, 737
- Cordes J.M., Wolszczan A., Dewey R.J., Blaskiewicz M., Stinebring D.R., 1990, *ApJ* 349, 245
- Counselman C.C., Rankin J.M., 1972, *ApJ* 175, 843
- Davis M.M., Taylor J.H., Weisberg J.M., Backer D.C., 1985, *Nat* 315, 547
- Erickson W.C., 1964, *ApJ* 139, 1290
- Foster R.S., Backer D.C., Taylor J.H., Goss M., 1988, *ApJ* 326, L13
- Foster R.S., Backer D.C., 1990, *ApJ* 361, 300
- Fruchter A.S., Gunn J.E., Lauer T.R., Dressler A., 1988, *Nat* 334, 686
- Kaspi V.M., Taylor J.H., Ryba M.F., 1994, *ApJ* 428, 713
- Lesage P., Audoin C., 1979, *Radio Science* 14, 521
- Lyne A.G., Brinklow A., Middleditch J., Kulkarni S.R., Backer D.C., Clifton T.R., 1987, *Nat* 328, 399
- Lyne A.G., Manchester R.N., 1988, *MNRAS* 234, 477
- Newhall X.X., Standish E.M., Williams J.G., 1983, *A&A* 125, 150
- Peterson C.J., King I.R., 1975, *AJ* 80, 427
- Rawley L.A., Taylor J.H., Davis M.M., Allan W.W., 1987, *Sci* 238, 761
- Rees R.F., Cudworth K.M., 1991, *AJ* 102, 152
- Romani R.W., Narayan R., Blandford R., 1986, *MNRAS* 220, 19
- Ryba M.F., 1991, *High Precision Timing of Millisecond Pulsars*, Princeton PhD Thesis
- Standish E.M., 1982a, *A&A* 114, 297
- Standish E.M., 1982b, *Celest. Mech.* 26, 181
- Standish E.M., 1986, in Eichhorn H.K., Leacock R.J. (eds.), *Astrometric Techniques*. Reidel, Dordrecht p. 677
- Standish E.M., 1993, *AJ* 105, 2000
- Stinebring D.R., Ryba M.F., Taylor J.H., Romani R.W., 1990, *Phys. Rev. Letters* 65, n 3, 285
- Taylor J.H., 1990, in Backer D.C. (eds.) *Impact of Pulsar Timing on Relativity and Cosmology*. Center for Particle Astrophysics, Berkeley, p.D2
- Thorsett S.E., 1991, *Observing Millisecond and Binary Pulsars*, Princeton Ph D. Thesis
- Thorsett S.E., Arzoumanian Z., Taylor J.H., 1993, *ApJ* 412, L33
- Weisberg J.M., Rankin J.M., Payne R.R., Counselman C.C., 1976, *ApJ* 209, 252