



**HAL**  
open science

## Pulsars millisecondes et métrologie du temps

François Taris

► **To cite this version:**

François Taris. Pulsars millisecondes et métrologie du temps. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 1996. Français. NNT: . tel-02095273

**HAL Id: tel-02095273**

**<https://hal.science/tel-02095273>**

Submitted on 10 Apr 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT  
DE  
L'OBSERVATOIRE DE PARIS

en

ASTRONOMIE FONDAMENTALE,  
MECANIQUE CELESTE ET GEODESIE

*Présentée par*

François TARIS

*Sujet de la thèse*

**Pulsars millisecondes et métrologie du temps**

Soutenue à l'Observatoire de Paris, le 12 novembre 1996, devant le jury composé de :

Mme Estelle ASSEO	Rapporteur
Mr François BARLIER	Président
Mr François BIRAUD	Examineur
Mme Nicole CAPITAINE	Examineur
Mr Michel GRANVEAUD	Directeur de Thèse
Mr Paul PAQUET	Rapporteur
Mr Gérard PETIT	Examineur

**THESE DE DOCTORAT  
DE  
L'OBSERVATOIRE DE PARIS**

11 AVR. 1997

en

**ASTRONOMIE FONDAMENTALE,  
MECANIQUE CELESTE ET GEODESIE**

*Présentée par*

**François TARIS**

*Sujet de la thèse*

**Pulsars millisecondes et métrologie du temps**

Soutenu à l'Observatoire de Paris, le 12 novembre 1996, devant le jury composé de :

Mme Estelle ASSEO

Rapporteur

Mr François BARLIER

Président

Mr François BIRAUD

Examineur

Mme Nicole CAPITAINÉ

Examineur

Mr Michel GRANVEAUD

Directeur de Thèse

Mr Paul PAQUET

Rapporteur

Mr Gérard PETIT

Examineur



*A Edith*

## TABLE DES MATIERES

### Remerciements

### Introduction

<b>I</b>	<b>Rappels de métrologie du temps et généralités.....</b>	<b>p.1</b>
I.1	Les échelles de temps.....	p.1
I.1.1	Etapes dans la réalisation d'une échelle de temps.....	p.1
I.1.2	Notions générales sur les échelles de temps: échelles de temps astronomique et atomique.....	p.2
I.1.2.1	Temps universel.....	p.2
I.1.2.2	Temps sidéral et Temps des éphémérides.....	p.6
I.1.2.3	Temps atomique.....	p.8
I.1.2.4	Echelles de temps pour les théories dynamiques et pour les éphémérides.....	p.10
I.2	Statistique des oscillateurs.....	p.13
I.2.1	Caractérisation du bruit dans le domaine temporel.....	p.13
I.2.2	Caractérisation du bruit dans le domaine fréquentiel.....	p.15
I.2.3	Modèle de bruit en loi de puissance.....	p.16
I.2.3.1	Modélisation.....	p.16
I.2.3.2	Les différents types de bruits.....	p.17
I.3	Notion d'exactitude, de stabilité et de précision.....	p.24
I.3.1	Exactitude d'une mesure.....	p.24
I.3.2	Stabilité d'un oscillateur.....	p.26
I.3.2.1	Stabilité d'un oscillateur.....	p.26
I.3.2.2	La variance d'Allan.....	p.27

I.3.2.2.1	Variance d'Allan dans le domaine temporel.....	p.27
I.3.2.2.2	Relation entre les domaines temporel et fréquentiel. Représentation graphique de la variance d'Allan.....	p.29
I.3.3	Précision.....	p.31
I.3.4	Méthode de différentiation de la précision et de l'exactitude.....	p.32
I.4	Les étalons atomiques de fréquences.....	p.33
I.4.1	Aspects théoriques.....	p.33
I.4.1.1	Les étalons à césium.....	p.33
I.4.1.2	Autres horloges atomiques.....	p.35
I.4.2	Les étalons atomiques actuels et leurs performances.....	p.36
I.4.3	Les étalons atomiques à venir et leur performances.....	p.38
I.5	Exemple de calcul d'une échelle de temps atomique: le Temps Atomique International (TAI).....	p.39
I.6	Les comparaisons d'horloges à distances.....	p.45
I.6.1	Méthodes « historiques ».....	p.45
I.6.1.1	Comparaison par télévision.....	p.45
I.6.1.2	Comparaison par transport d'horloges.....	p.47
I.6.1.3	Comparaison par LORAN-C.....	p.47
I.6.2	Méthodes utilisant des satellites.....	p.48
I.6.2.1	Le Global Positionning System (GPS).....	p.48
I.6.2.2	Comparaison d'horloges par la méthode bidirectionnelle.....	p.50
I.6.2.3	L'expérience LASSO.....	p.51
I.7	Notions générales sur les pulsars.....	p.52
I.7.1	Les pulsars classiques.....	p.52

1.7.2 Les pulsars millisecondes.....p.54

## **II Observation des pulsars millisecondes à la station de radioastronomie de Nançay.....p.58**

II.1 Description du radiotélescope et du système d'acquisition des temps d'arrivés (TOA) des impulsions.....p.58

II.1.1 Le radiotélescope.....p.58

II.1.2 Dispositif d'observation des pulsars.....p.60

II.1.2.1 Dispersion du signal due au milieu interstellaire.....p.60

II.1.2.2 Le dédisperseur.....p.61

II.1.2.2.1 Système actuel.....p.61

II.1.2.2.2 Modification du système actuel.....p.69

II.2 Dépouillement, réduction et analyse des données de chronométrage.....p.71

II.2.1 Obtention des temps d'arrivée observés.....p.71

II.2.2 Modèle d'analyse des données de chronométrage.....p.73

II.2.3 Ajustement des paramètres du pulsar.....p.75

II.2.4 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 à Nançay.....p.78

II.3 Etalonnages de la liaison TV par transport d'un récepteur GPS.....p.81

II.3.1 Généralités.....p.81

II.3.2 Rappel de la méthode des vues communes.....p.82

II.3.3 Etalonnage de la liaison OP/Nançay réalisé entre le 15 juin et le 2 juillet 1993.....p.84

II.3.4 Etalonnage de la liaison OP/Nançay réalisé entre le 8 janvier et le 27 février 1994.....p.87

II.3.5 Estimation de l'exactitude de la liaison OP/Nançay.....p.90

II.4	Remplacement du système de comparaison d'horloges par télévision par le système de comparaison par GPS.....	p.90
II.4.1	L'horloge atomique à rubidium de Nançay.....	p.90
II.4.2	Comparaison des horloges de Nançay et de Paris par GPS.....	p.92
II.4.2.1	Avantages du système GPS par rapport à la télévision.....	p.92
II.4.2.2	Obtention des données GPS.....	p.93
II.4.2.3	Analyse des données GPS.....	p.94
II.4.3	Comparaison des différences de phase UTC(Nançay)-UTC(OP) obtenues par la télévision et par le GPS.....	p.100
II.4.4	Résultats des chronométrages de PSR1937+21 obtenus en comparant l'horloge à rubidium de Nançay à l'horloge à césium de Paris par les systèmes TV et GPS.....	p.101
II.4.5	Stabilité de l'horloge à rubidium de Nançay obtenue à partir du transfert de temps par télévision directe et par la méthode des vues communes GPS.....	p.102
II.5	Tentatives d'observations des pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00 à Nançay.....	p.104
II.5.1	Choix des pulsars et préparation des observations.....	p.104
II.5.2	Résultats des observations.....	p.108
II.5.3	Eléments de réponse à la non observation des pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00.....	p.116
II.6	Influence d'un parasite ou de la dédispersion sur le rapport signal à bruit d'une observation.....	p.117
II.6.1	Présentation succincte des satellites GLONASS.....	p.118
II.6.2	Préparation des observations.....	p.118
II.6.3	Résultat de la première série d'observations.....	p.120
II.6.4	Résultat de la seconde série d'observations.....	p.122
<b>III</b>	<b>Stabilité des résidus de chronométrage et exactitude de la détermination des paramètres des pulsars observés à Nançay.....</b>	<b>p.125</b>



III.1 Stabilité de PSR1937+21 et PSR1821-24 observés à Nançay par rapport à différentes références de temps.....p.125

III.1.1 Utilisation des résidus après ajustement des paramètres.....p.125

III.1.1.1 Introduction.....p.125

III.1.1.2 Choix des références de temps.....p.126

III.1.1.3 Méthode de calcul employée.....p.131

III.1.1.4 Résidus de chronométrage des pulsars PSR1821-24 et PSR1937+21 obtenus à Nançay en fonction de différentes références de temps.....p.134

III.1.1.5 Analyse des courbes de stabilité des pulsars observés à Nançay par rapport au TAI.....p.140

III.1.1.6 Etude de la stabilité de PSR1937+21 et de PSR1821-24 par rapport à différentes références de temps.....p.143

III.1.1.7 Calculs des paramètres des pulsars en fonction des différentes références de temps.....p.148

III.1.1.8 Evolution de l'écart type des résidus en fonction du temps.....p.151

III.1.1.9 Etude comparée des stabilités des pulsars PSR1821-24, PSR1855+09 et PSR1937+21.....p.152

III.1.1.10 Conclusions.....p.156

III.1.2 Utilisation des résidus avant l'ajustement des paramètres.....p.158

III.1.2.1 Effet de l'ajustement des paramètres des pulsars.....p.158

III.1.2.2 Stabilité des résidus de chronométrage avant l'ajustement des paramètres du pulsar.....p.176

III.1.2.2.1 Stabilité de PSR1937+21.....p.177

III.1.2.2.2 Echelle de temps pulsar.....p.178

III.1.2.2.3 Conclusions.....p.180

III.1.2.3	Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 avant l'ajustement de ses paramètres en fonction de différentes références de temps.....	p.180
III.1.2.4	Durée pendant laquelle l'ajustement des paramètres peut être effectué.....	p.182
III.1.3	Conclusions.....	p.193
III.2	Précision et exactitude de la détermination des paramètres de PSR1937+21.....	p.193
III.2.1	Introduction.....	p.194
III.2.2	Détermination de la précision des paramètres.....	p.195
III.2.2.1	Introduction.....	p.195
III.2.2.2	Remarques concernant la précision et l'exactitude de la détermination des paramètres.....	p.196
III.2.2.3	Détermination de la précision des paramètres.....	p.197
III.2.3	Méthode permettant d'estimer l'exactitude des paramètres.....	p.207
III.3	Conclusions.....	p.209

## **Conclusions et perspectives.....p.211**

**Table des figures**

**Table des tableaux**

**Bibliographie**

**Annexe**

**Glossaire des abréviations**

## REMERCIEMENTS

Je veux tout d'abord remercier les deux personnes qui ont permis, par leur aide et leur soutien sans limites, que cette thèse voit le jour. I. Cognard, avec une patience et une gentillesse que je n'aurais pas eue si j'avais été à sa place, m'a expliqué le fonctionnement des logiciels de réduction et d'analyse des données de chronométrage des pulsars à Nançay. Il a toujours répondu à mes questions avec bonne humeur, malgré sa charge de travail, qu'il se trouve en France ou en post doc aux Etats Unis. Sans lui, ce travail n'aurait pas existé. P. Uhrich est l'autre artisan de ce travail de thèse. Il a accepté de m'aider malgré ses occupations fort accaparantes et bien que le chronométrage des pulsars ne soit pas tout à fait sa spécialité ! Lui aussi a répondu à toutes mes questions concernant les concepts de précision, d'exactitude et de stabilité avec une patience à laquelle je rends hommage. Sans lui non plus ce travail n'aurait pas été mené à son terme.

Mes remerciements vont également à M. Granveaud, mon directeur de thèse, pour m'avoir proposé de réaliser ce travail et pour m'avoir fait bénéficier de toute l'aide matérielle dont j'ai pu avoir besoin durant ces années de préparation. Merci également à tout le personnel du LPTF pour son accueil et particulièrement à P. Blondé pour son aide en informatique, R. Tourde et G. Fréon pour les discussions que nous avons eu sur le GPS et sur la métrologie du temps. Je n'oublie pas non plus E. De Clercq que je suis allé solliciter plus d'une fois avec mes questions sur les étalons atomiques de fréquence et B. Juompan dont j'ai apprécié les connaissances qu'il a de la variance d'Allan. Un merci particulier à J. M. Munier avec qui j'ai eu de très nombreuses discussions concernant l'astronomie, la physique...ou la photographie. J'ai apprécié la sollicitude que m'ont témoigné S. Débarbat et N. Capitaine tout au long de cette thèse, ne manquant jamais de me demander comment avançait mon travail, preuve de leur intérêt pour celui-ci. Je remercie particulièrement N. Capitaine d'avoir accepté de faire partie des membres de mon jury de thèse.

J. Baby m'a permis d'utiliser les voitures du département ARPEGES pour mes nombreux déplacements à Nançay m'évitant ainsi d'utiliser le train trop fréquemment. Qu'elle trouve ici l'expression de ma gratitude. F. Biraud a accepté de diriger le travail instrumental que j'ai effectué à Nançay. J'espère ne pas l'avoir déçu et je le remercie d'avoir accepté de faire partie des membres du jury bien qu'il soit maintenant à la retraite.

Je n'oublie pas non plus le personnel de la station de Nançay qui m'a accueilli lors des séjours que j'y ai effectués. Je remercie particulièrement D. Aubry, J. P. Drouhin et B. Darchy pour

leur aide précieuse dans le domaine instrumental ainsi que les observateurs pour leur travail quotidien.

G. Zalamanski et F. Vernotte de l'Observatoire de Besançon ont été des interlocuteurs sympathiques et très compétents. J'ai apprécié les échanges que nous avons eus.

Je ne voudrais pas terminer sans remercier E. Asseo et P. Pâquet qui ont accepté la lourde tâche d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que F. Barlier qui a accepté de présider le jury.

Je remercie enfin G. Petit pour sa participation au jury en tant qu'examineur et pour les discussions critiques que nous avons eues, « à la dernière minute », de mon mémoire de thèse me faisant ainsi comprendre les maladresses et les erreurs qui s'y trouvaient.

La dernière année de ce travail de thèse n'aurait pu être menée à bien sans le soutien financier de Bureau National de Métrologie et de l'Observatoire de Paris.

## VOCABULAIRE

Les termes « préfit » et « postfit » seront très souvent employés dans cet exposé. Afin d'éviter toutes confusions je rappelle ici la convention utilisée, qui est celle du logiciel ANTIOPE à Nançay. « Postfit » est utilisé pour caractériser des résidus de chronométrage calculés après l'ajustement des paramètres à la totalité des observations disponibles. « Préfit » est utilisé pour caractériser des résidus de chronométrage calculés avec des valeurs approchées des paramètres obtenues par la méthode des moindres carrés appliquée à une partie seulement des observations disponibles. J'espère que l'on me pardonnera cette liberté de langage qui n'a pour but que d'alléger l'ensemble du texte.

## INTRODUCTION

Après avoir été définie et réalisée au cours des siècles par les astronomes, la mesure du temps est devenue, en 1964, la responsabilité des physiciens qui, grâce aux horloges atomiques, fabriquent des références de temps extrêmement stables et génèrent l'unité de temps du système international : la seconde de temps atomique. Cependant, après la découverte en 1982 par Backer (Backer et al, 1982) des pulsars millisecondes, il apparut que la mesure du temps pourrait redevenir une affaire d'astronomes. La stabilité à long terme de ces pulsars millisecondes et en particulier de PSR1937+21 semblait en effet équivalente et même meilleure que celle des meilleures horloges atomiques dans le monde (Davis et al, 1985). Dans ces conditions, une échelle de temps basée sur la rotation des pulsars millisecondes pouvait-elle remplacer la référence de temps légale internationale : le TAI (Temps atomique international) ? L'aspect métrologique des pulsars n'est que la partie émergée de l'iceberg. Le chronométrage précis des pulsars, l'obtention des temps d'arrivée des impulsions au radiotélescope, permet de tester les théories dans des domaines aussi variés que la cosmologie, la théorie de la gravitation, les recherches sur le milieu interstellaire, l'astrométrie, la détection de matière autour des pulsars...L'importance des recherches entreprises sur les pulsars à été démontrée par l'octroi en 1974 et 1993 du prix Nobel de physique respectivement à A. Hewish et J. Taylor/R. Hulse pour la découverte du premier pulsar (Hewish et al, 1968) et pour la mise en évidence (indirecte) du phénomène d'ondes gravitationnelles provenant d'un pulsar double (Hulse R., Taylor J., 1975, Taylor J., Fowler L., Mc Culloch P., 1979).

Cette thèse est plus particulièrement consacrée à l'étude des possibilités offertes par les pulsars millisecondes en métrologie du temps. Ce travail s'appuie sur des données d'horloges atomiques ou de références de temps, et sur les datations de signaux pulsars effectuées à l'Observatoire de Paris, auquel est rattaché la station de radioastronomie de Nançay.

La première partie de ce document est consacrée à des rappels concernant la métrologie du temps, la statistique des oscillateurs et les pulsars millisecondes. L'étude des différents types de bruits présents dans les oscillateurs, ainsi qu'un rappel sur la variance à deux échantillons, dite variance d'Allan, font l'objet d'un traitement détaillé. Les pulsars millisecondes peuvent en effet être considérés comme des oscillateurs, au même titre que les étalons atomiques de

fréquence. L'étude statistique des bruits par la variance d'Allan permet de comprendre le comportement de ces oscillateurs et de quantifier leurs performances.

Afin de rattacher les mesures de chronométrage aux meilleures références de temps atomique, il convient également d'aborder les différentes méthodes de comparaisons d'horloges à distance, et en particulier le cas du système de radionavigation GPS.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à l'observation des pulsars millisecondes à la station de radioastronomie de Nançay. Après une brève description du radiotélescope et du système d'acquisition des temps d'arrivée des impulsions, les méthodes de dépouillement, de réduction et d'analyse des données de chronométrage en usage à Nançay depuis 1989 sont décrites. C'est depuis cette date que le BNM-LPTF effectue le raccordement de l'horloge atomique à rubidium de Nançay à l'horloge atomique à césium de Paris. Ce raccordement s'est effectué jusqu'en 1995 grâce à la méthode de télévision directe. Cette méthode a définitivement été remplacée en 1996 par le GPS. Les résultats obtenus à la suite de deux campagnes d'étalonnage sont exposés, ainsi que les résultats liés au changement de système de comparaisons d'horloges. L'installation d'un récepteur de signaux du GPS m'a en effet permis d'améliorer le raccordement de l'horloge atomique à rubidium de Nançay à l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris, et par suite au TAI. Mes tentatives d'observations des pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00 sont également détaillées, ainsi que certaines observations concernant l'influence d'un parasite ou du système de dédispersion sur le rapport signal/bruit du spectre d'un pulsar.

La dernière partie de ce travail est consacrée à l'étude de la stabilité des résidus de chronométrage et à l'exactitude de la détermination des paramètres des pulsars observés à Nançay. Actuellement la stabilité d'un pulsar est obtenue en calculant l'écart-type d'Allan de ses résidus de chronométrage après l'ajustement des paramètres. C'est la méthode des astrophysiciens qui est tout d'abord examinée. La stabilité des résidus de PSR1937+21 et de PSR1821-24 a été calculée en fonction de différentes références de temps afin d'étudier leur influence éventuelle sur la stabilité à long terme de ces pulsars. Une attention toute particulière a été portée sur le cas de TAI car c'est à cette référence qu'est rapporté, à Nançay, le chronométrage routinier des pulsars. C'est donc par rapport à TAI qu'une étude concernant la variation de l'écart-type des résidus en fonction du temps est entreprise. Le chapitre concernant la stabilité des pulsars calculée avec des paramètres après ajustement se termine par une étude comparée des stabilités des pulsars observés à Nançay avec les stabilités de PSR1855+09 et de PSR1937+21 tels qu'ils sont observés à Arécibo.

La stabilité des résidus de chronométrage est alors abordée sous un angle nouveau, ce qui conduit, après une nouvelle étude de la stabilité des résidus de chronométrage en fonction de diverses références de temps, à des résultats originaux.

A la fin de ce mémoire, certains éléments concernant la précision et l'exactitude de la détermination des paramètres sont également présentés. Enfin, je propose une méthode qui devrait permettre de déterminer l'exactitude de ces paramètres.



# **I RAPPELS DE METROLOGIE DU TEMPS. GENERALITES**

## **I.1 Les échelles de temps**

### **I.1.1 Etapes dans la réalisation d'une échelle de temps**

La réalisation d'une échelle de temps est en tous points comparable à celle d'un système de référence (J. Kovalevsky, I. Mueller, B. Kolaczek, 1988, N. Capitaine, 1992). La première étape consiste à passer en revue les propriétés théoriques que doit vérifier une échelle de temps idéale. Ces propriétés sont au nombre de cinq: pérennité, accessibilité, universalité, stabilité et exactitude (M. Granveaud, 1987).

Une échelle de temps joue un rôle essentiel de mémoire en assurant à tout instant la datation d'événements. Il faut toutefois remarquer que cette mémoire est limitée dans le passé à l'origine de l'échelle qui correspond au premier événement noté du processus. D'autre part, les progrès techniques permettent d'affiner la description des événements et leur datation. Ces progrès peuvent même conduire à la définition de nouvelles échelles de temps. Si donc on peut dater un événement dans deux échelles de temps dont l'une est la continuation de l'autre on dira que l'ensemble de ces échelles a la propriété de pérennité. Autrement dit, la pérennité permet d'assurer la datation d'événements sans interruption sur des durées très longues. Les qualités suivantes d'une référence idéale sont l'accessibilité et l'universalité qui sont des concepts très liés. Une référence quelconque n'est en effet accessible que si elle peut être rattachée à une référence universelle, unanimement reconnue et utilisée par toute la communauté scientifique. Pérennité, accessibilité et universalité sont des qualités générales d'une échelle de temps. Mais le scientifique s'intéresse aussi à la stabilité et à l'exactitude d'une échelle de temps. Ces deux notions seront développées en détail au paragraphe I.4. La deuxième étape est constituée par le choix du phénomène pour la réalisation d'échelles de temps uniformes. Une échelle de temps est une succession ininterrompue d'événements ou de configurations d'un système évolutif appelé « horloge ». La donnée primaire choisie pour réaliser une échelle de temps uniforme est, soit une certaine « horloge » dont l'état peut être décrit d'une façon rigoureuse et complète en fonction du

paramètre  $t$  (temps uniforme), soit un étalon matérialisé par un phénomène physique de durée élémentaire invariable. Le premier cas correspond aux temps dynamiques (TE) et le second aux temps naturels (TAI). Les principales échelles de temps qui peuvent ainsi être construites sont le Temps Universel, le Temps atomique, le Temps des pulsars et le temps des éphémérides. Une échelle de temps naturelle doit être comparée régulièrement à une échelle de temps dynamique afin d'évaluer les éventuelles divergences qui pourrait apparaître entre elles et de chercher alors à les modéliser. La troisième étape permet de définir des échelles de temps (UT0,UT1,UT2,ET...) après avoir fixé un certain nombre de constantes intervenant dans la réduction des observations. L'étape suivante concerne la réalisation des échelles de temps définies dans les étapes précédentes. Elle s'effectue par la réduction réelle d'un ensemble d'observations. On réalise ainsi par exemple le Temps Atomique International (TAI) par un traitement global du temps donné par un ensemble d'horloges atomiques réparties dans le monde. On réalise de même UT1 à partir d'un ensemble d'observations des paramètres d'orientation de la Terre. La dernière étape concerne l'extension des échelles primaires précédemment élaborées. On peut ainsi construire les échelles UTC et TT à partir de TAI...

## **I.1.2 Notions générales sur les échelles de temps: échelles de temps astronomique et atomique**

### **I.1.2.1 Temps universel**

Il existe de très nombreuses échelles de temps que nous allons passer en revue dans ce chapitre. Elles sont toutes basées sur un processus évolutif auquel on peut attacher un caractère périodique. Dans le cas des échelles de temps astronomiques il s'agit du mouvement des corps céleste (Soleil, Terre, Planètes...) alors que dans le cas des échelles de temps atomiques il s'agit d'un phénomène atomique (transition entre deux niveaux d'énergie d'un atome).

Le phénomène le plus intuitif qui soit est l'alternance des jours et des nuits. C'est donc le mouvement du Soleil dans le ciel (autrement dit le mouvement de la Terre sur elle même composé avec son mouvement autour du Soleil) qui a d'abord servi à la mesure du temps. Cela s'est traduit par l'élaboration des premiers cadrans solaires. Ils donnent

ce que l'on appelle le temps solaire vrai local qui sera d'un usage courant jusqu'à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle. C'est par définition l'angle horaire du Soleil vrai c'est à dire l'angle dièdre entre le plan du méridien local et le plan passant par le Soleil et l'axe de rotation de la Terre. Cependant le temps solaire vrai n'est pas un temps uniforme. La notion d'uniformité sera définie plus loin avec la stabilité. Il comprend les inégalités de l'ascension droite du Soleil dues à l'excentricité de l'orbite terrestre (équation du centre) et à l'inclinaison de l'orbite terrestre par rapport à l'équateur (réduction à l'équateur). La somme de ces inégalités porte le nom d'équation du temps (figure 1). Ces irrégularités peuvent atteindre 30 minutes au cours de l'année sur le temps solaire vrai et 50 secondes sur la durée du jour solaire vrai (A. Danjon, 1959).

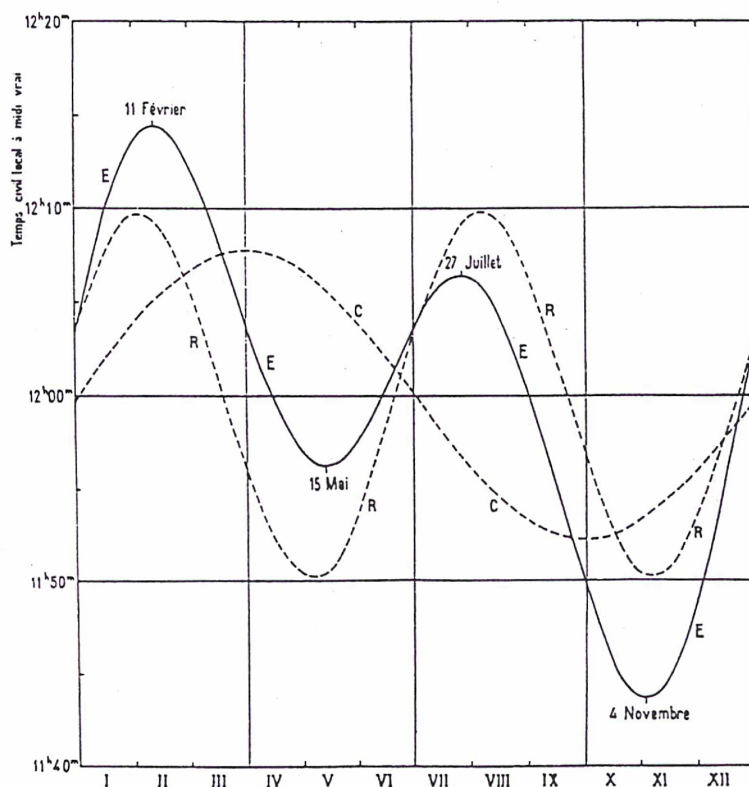


Fig. 1 Variation annuelle de l'équation du temps (courbe E). Les courbes C et R en traits interrompus correspondent respectivement à l'équation du centre et à la réduction à l'équateur (Danjon, 1959)

On définit alors un temps solaire moyen (angle horaire du Soleil moyen fictif) comme étant le temps solaire vrai auquel on ajoute l'équation du temps. Ce temps fut introduit

en France à partir de 1816. Le temps civil d'un lieu est le temps solaire moyen de ce lieu augmenté de 12 heures (midi correspond donc à 0 heure de temps solaire moyen). Le temps universel (UT) est le temps civil du méridien origine (celui de Greenwich). L'adoption de ce méridien comme méridien international du système de fuseaux horaires et du Temps Universel permet d'unifier l'heure à l'échelle internationale (conférence de Washington, 1884) et de définir ainsi une échelle de temps universelle que l'on pensait uniforme.

L'ascension droite du Soleil moyen fictif conventionnellement adopté pour mesurer le temps solaire moyen s'écrit:

$$\alpha_0 = L_0 + L_1 \cdot t + L_2 \cdot t^2$$

ou  $t$  est mesuré en siècle julien à partir du 0 janvier 1900 à midi moyen de Greenwich. Numériquement, Newcomb a trouvé pour cette relation (Newcomb, 1895)

$$\alpha_0 = 18^h 38^m 45^s 836 + 8640184,542t + 0,0929t^2$$

La relation de définition de l'angle horaire du Soleil moyen fictif est:

$$H_m = GMST - \alpha_0$$

ou GMST est le temps sidéral moyen à Greenwich (voir le paragraphe I.1.2.2).

Comme  $UT = H_m + 12^h$  on en déduit

$$GMST(UT = 0^h) = \alpha_0 - 12^h = 6^h 38^m 45^s 836 + 8640184,542t + 0,0929t^2$$

Dans cette relation  $t$  est compté en siècles juliens de TU. C'est la relation de définition du temps universel en fonction du temps sidéral. Cette formule a été révisée en 1983 par l'Union Astronomique International (UAI). On prend maintenant

$$GMST(UT1 = 0^h) = \alpha_0 - 12^h = 6^h 41^m 50^s 54841 + 8640184,812866t + 0,093104t^2 - 6,2 \cdot 10^{-6} t^3$$

t est ici mesuré en siècles juliens de 36525 jours à partir du 1 janvier 2000 à 0<sup>h</sup> UT1. La définition conceptuelle correspondante de UT est: UT est l'ascension droite moyenne (rapportée à l'équinoxe moyen) d'un « Soleil moyen fictif ».

Dès le début du XX siècle certaines irrégularités de la rotation terrestre furent mise en évidence: une variation séculaire en 1927 et une variation saisonnière en 1936 (H. Spencer Jones, 1932, 1939, N. Stoyko, 1936).

A partir de 1956 on a défini UT0 comme étant le temps universel observé localement dans un observatoire: il est donc rapporté au pôle moyen. Le temps universel UT1 repose quand à lui sur la rotation de la Terre. Il reflète les irrégularités de cette dernière. L'indice 1 précise qu'il est rapporté au pôle mobile de la Terre. La relation entre UT1 et UT s'écrit (B. Guinot, 1988a):

$$UT1 = UT - (u_x \sin \lambda_0 + u_y \cos \lambda_0) \operatorname{tg} \phi_0$$

$u_x$  et  $u_y$  sont les coordonnées du pôle alors que  $\lambda_0$  et  $\phi_0$  sont les coordonnées astronomiques de la station d'observation. La quantité (UT1 - UT) peut atteindre 20 millisecondes aux latitudes moyennes.

Le Temps Universel UT2 est défini comme étant UT1 corrigé des variations saisonnières de la rotation de la Terre. La relation conventionnelle entre UT2 et UT1 s'écrit (D. McCarthy, 1991):

$$UT2 - UT1 = 0.0220 \sin 2\pi t - 0.0120 \cos 2\pi t - 0.0060 \sin 4\pi t + 0.0070 \cos 4\pi t$$

$$t = 2000.000 + \frac{MJD - 51544.03}{365.2422}$$

A l'origine UT2 ne servait qu'à améliorer la forme UT1 du Temps Universel. De nos jours il n'est utile qu'à des fins de recherche fondamentale et n'a aucune utilité d'un point de vue civil (garde temps).

### I.1.2.2 Temps sidéral et temps des éphémérides

Au lieu de tenir compte de la révolution de la Terre autour du Soleil et de sa rotation sur elle-même on peut ne prendre en compte que l'un ou l'autre de ces effets. Dans le cas de la rotation de la Terre on introduit le temps sidéral ou plutôt des temps sidéraux à cause des irrégularités de cette dernière. Le Temps Sidéral vrai est défini comme étant l'angle horaire du point vernal vrai. Le point vernal, ou équinoxe de printemps, est le point d'intersection entre l'équateur vrai et l'écliptique. Le qualificatif vrai faisant référence aux corrections de précession et de nutation. Le temps sidéral moyen est le temps sidéral vrai auquel on a retranché les effets de nutation affectant le point vernal. Tout comme l'échelle de Temps Universel, l'échelle de Temps Sidéral ne peut servir de référence de temps pour les raisons que l'on a indiquées plus haut.

Dans le cas de la révolution de la Terre autour du Soleil on introduit le Temps des Ephémérides (TE). Il est donc par définition, affranchi des irrégularités de la rotation terrestre. L'astronome américain Newcomb a analysé les observations du Soleil de 1680 à 1895 et en a déduit une expression de la longitude apparente moyenne du Soleil (Newcomb, 1895):

$$L = 279^{\circ}41'27''54 + 129602768,13t + 0,0929t^2$$

où  $t$  est compté en siècles juliens de 36525 jours de temps moyen. En figeant cette relation,  $t$  devient par définition le temps des éphémérides,  $TE = f^{-1}(L)$ . Au temps  $t_0$  fixé la longitude du Soleil vaut  $L(t_0)$ . Le temps  $t$  au bout duquel la longitude du Soleil a augmenté de  $\xi$  (à partir de  $L(t_0)$ ) se déduit de:

$$t = L^{-1}[L(t_0) + \xi]$$

Il faut donc résoudre

$$1,089(t^2 - t_0^2) + 129609768,13(t - t_0) - \xi = 0$$

Soit

$$at^2 + bt + c = 0$$

Avec

$$a = 1''089 / (\text{siècle julien})^2$$

$$b = 129602768''13 / (\text{siècle julien})$$

$$c = -(at_0^2 + bt_0 + \xi)$$

D'où

$$t = t_0 + \frac{\xi}{b} - 2a \frac{\xi}{b^2} t_0 + \dots$$

$$t = t_0 + (9,999786417 \cdot 10^{-3} - 1,680483769 \cdot 10^{-10} t_0)$$

L'année tropique est par définition la durée nécessaire pour que la longitude moyenne apparente croisse de  $360^\circ$ . L'année tropique vaut donc

$$9,999786417 \cdot 10^{-3} - 1,680483769 \cdot 10^{-10} t_0$$

Soit encore, puisqu'il y a 36525 jours dans un siècle julien

$$365,242198781 - 0,000006138 t_0$$

Elle dépend de l'origine des longitudes que l'on choisit (ou de l'instant  $t_0$ ). En particulier si  $t_0 = 0$  on a pour la durée de l'année tropique:

$$365,242198781 \text{ jours moyens}$$

L'instant origine  $t_0$  (origine du Temps des Ephémérides) est le 0 janvier 1900 à midi moyen de Greenwich (soit le 31 décembre 1899 à 12h TE). A cette date la longitude moyenne du Soleil vaut  $279^\circ 41' 27'' 54$ .

La seconde des éphémérides, unité légale du SI de 1960 à 1967 est une fraction spécifiée de l'année tropique à la date origine: 1 seconde de TE correspond à  $1/31556925,9747$  de l'année tropique pour le 0 janvier 1900 à 12h TE. Cette unité, très difficile à réaliser, a été très rapidement remplacée, dans le Système International, par la seconde basée sur une transition atomique. La figure 2 représente les variations du Temps Universel par rapport au Temps des Ephémérides.

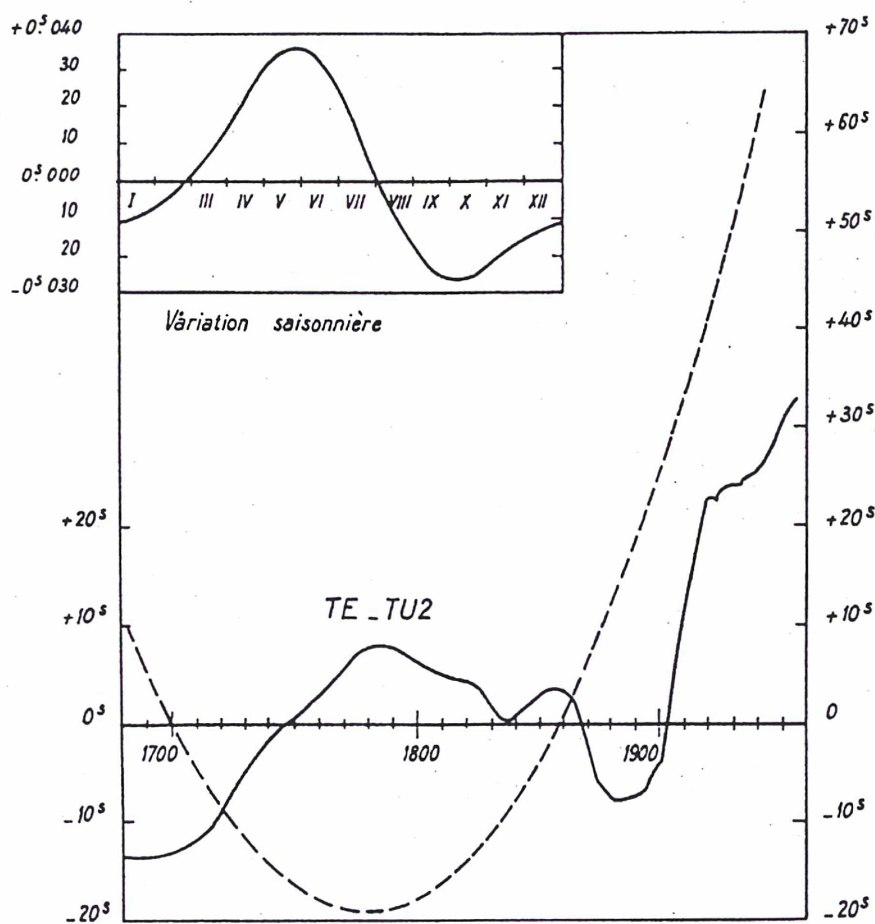


Fig. 2 Différence TE-TU2 en secondes (traits pleins) de 1680 à 1955. En trait interrompu, la partie séculaire de cette différence. En haut à gauche, la variation saisonnière du temps terrestre TU1 (Danjon, 1959)

### I.1.2.3 Temps atomique

Jusqu'en 1960 l'unité de temps, la seconde, était définie comme étant une certaine fraction ( $1/86400$ ) du jour solaire moyen. De 1960 à 1967 la seconde était



définie comme la  $1/31556925.9747$  partie de l'année tropique pour le 0 janvier 1900 à  $12^h$  TE. Cette définition fournit une durée de la seconde qui est plus stable que la durée déduite du temps moyen mais elle est difficile à déterminer du point de vue observationnel. En 1967 une définition basée sur un phénomène atomique fut adoptée. *La seconde du SI a été définie comme la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.* La durée de la seconde a été déterminé par Markowitz (Markowitz et al., 1958) par rapport à la seconde des éphémérides. A partir de 1956, de nombreuses échelles de temps atomique furent établies dans bon nombre de laboratoires (B. Guinot, P. Seidelmann, 1988). Certains organismes, comme le Bureau International de l'Heure (BIH), calculèrent des échelles atomiques qui étaient des moyennes des lectures de plusieurs horloges atomiques . En 1971, l'échelle du BIH fut choisie comme référence internationale et renommée pour la cause « Temps Atomique International » (TAI). L'origine du TAI a été arbitrairement choisie de telle façon que le TAI et l'UT1 soit en continuité de phase le 1 janvier 1958 à  $0^h$ . D'abord obtenu comme une moyenne des lectures de différents étalons fonctionnant dans quelques laboratoires, le TAI, à partir de 1969 devient vraiment international en intégrant des données d'horloges provenant du monde entier. C'est également en 1969 que l'algorithme de calcul du TAI fut modifié afin d'utiliser les lectures des horloges individuelles. En 1977, le CCDS recommande que la fréquence du TAI soit ajustée quand cela serait nécessaire par comparaison aux fréquence délivrées par des étalons atomiques de laboratoire: l'un au National Bureau of Standards (NBS), le deuxième au National Research of Council (NRC) et le dernier au Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). Actuellement l'instabilité de la seconde du TAI est estimée, pour des temps de moyennage allant d'un mois à un an, à  $1.10^{-14}$  au plus. Sur des intervalles plus longs, l'instabilité ne peut être meilleure que l'exactitude des meilleurs étalons atomiques de fréquences c'est à dire quelques  $10^{-15}$ . L'échelle de temps TAI est établie à partir des lectures des temps propres d'un ensemble d'horloges, subissant des corrections pour les termes relativistes afin de convertir ce temps propre en un temps-coordonnée dans un référentiel géocentrique. TAI peut donc être considéré comme une échelle de temps-coordonnée et non comme un temps propre. C'est une échelle de temps-coordonnée dans un référentiel géocentrique. Une horloge particulière, synchronisée sur le TAI dans le système terrestre, peut être considérée comme marquant un temps propre modifié, c'est à dire tel

que les effets relativistes permettant de convertir le temps propre en temps-coordonnée aient été appliqués (B. Guinot, 1988).

Comme le Temps Universel se décale lentement par rapport au TAI on a construit une autre échelle de temps qui possède les qualités d'un temps atomique et qui respecte l'alternance des jours et des nuits. C'est le Temps Universel Coordonné (UTC), c'est à dire « coordonné », sous entendu, au UT1. L'UTC est tel que la quantité (UTC-TAI) soit un nombre entier de secondes et que  $|UT1-UTC|$  soit toujours inférieur à 0,9s. L'introduction d'une seconde intercalaire est décidée par l'International Earth Rotation Service (IERS). La figure 3 donne les écarts entre TAI et UT1 depuis 1955 ainsi que les sauts de secondes effectués afin d'obtenir UTC (T. Quinn, 1991).

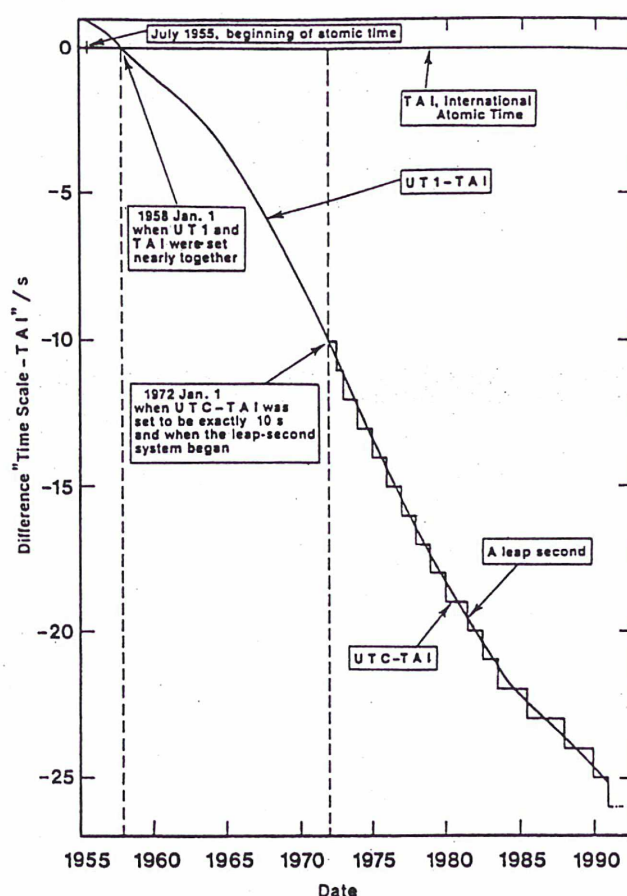


Fig.3 Différence entre TAI et UT1 depuis 1955 et l'insertion d'une seconde intercalaire pour obtenir UTC (Quinn, 1991)

#### I.1.2.4 Echelles de temps pour les théories dynamiques et pour les éphémérides

Afin d'utiliser les qualités métrologiques du TAI et pour prolonger le temps des éphémérides qui était alors la meilleure approximation du temps idéal de la physique il

fut décidé, lors de l'assemblée générale de l'UAI à Grenoble en 1976 que (Recommandation 5):

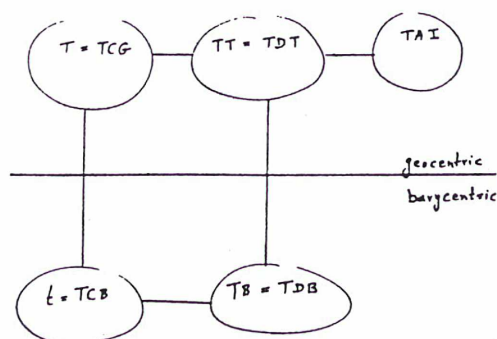
- (a) at the instant of 1977 January 01d 00h 00m 00s TAI, the value of the new time scale for apparent geocentric ephemerides be 1977 January 1,0003725d exactly;
- (b) the unit of this time scale be a day of 86400 SI seconds at mean sea level;
- (c) the time scales for equations of motion referred to the barycenter of the solar system be such that there be only periodic variations between these time scales and that for the apparent geocentric ephemerides;
- (d) no time step be introduced in the International Atomic Time.

En 1979 une autre résolution de l'UAI donna le nom de Temps Dynamique Terrestre et Temps Dynamique Barycentrique à ces nouvelles échelles de temps. L'adjectif «dynamique» a souvent été mal compris. Il ne s'agit pas d'échelles de temps construites à partir du mouvement des corps célestes mais pour ces derniers. Guinot et Seidelmann (B. Guinot, P. Seidelmann, 1988) ont alors proposé de renommer ces échelles de temps en TT et TB pour «Temps Terrestre» et «Temps Barycentrique» respectivement. TCG caractérise le temps propre d'une horloge au géocentre en supposant qu'elle ne subit pas le potentiel gravitationnel de la Terre. De même TCB caractérise le temps propre d'une horloge au barycentre du système solaire, en supposant qu'elle ne subit pas le potentiel gravitationnel des corps du système solaire. La recommandation 5 spécifie en particulier que l'on peut prendre comme représentation du Temps Terrestre

$$TT(TAI) = TAI + 32,184s$$

D'après le CCDS (1980), le TAI est une échelle de temps-coordonnée dans un repère de référence géocentrique avec comme unité d'échelle la seconde du SI telle qu'elle est réalisée sur le géoïde en rotation. TAI devrait en fait être non dimensionné, comme tout temps «coordonnée», mais on peut effectuer un changement d'échelle en multipliant l'intervalle unitaire du TAI par un coefficient s'exprimant en secondes du SI par unité de graduation du temps coordonné. Il est à noter que la réalisation ci dessus du Temps Terrestre n'est *qu'une réalisation parmi d'autres*. Il existe également une réalisation de TT effectuée par le BIPM en 19XX et que l'on note TT(BIPMXX) (B. Guinot, 1988b).

La constante 32,184s correspond à la différence entre TE et UT2 le 1 janvier 1958 à 0h TU. Elle permet d'assurer la continuité entre TE et TT. De cette façon TT est le prolongement de TE tout comme UTC est le prolongement de UT1. Le schéma ci dessous (M. Soffel, 1992) résume les différentes relation qui existe entre TT, TB, TCG (Temps Cordonnée Géocentrique) et TCB (Temps Cordonnée Barycentrique).



$$TT = k_e \cdot TCG$$

$$TT = TAI + 32,184s + O(4)$$

$$TCB = TCG + \frac{1}{c^2} \int_{t_0}^t (w_{ext}(\bar{z}_e) + \frac{1}{2} \bar{v}_e^2) dt + \bar{v}_e^2 (\bar{x} - \bar{x}_e) + O(4)$$

$$TB = TT + \frac{1}{c^2} [A_p(t) + \bar{v}_e (\bar{x} - \bar{z}_e) + O(4)]$$

$$TCB = TB + 1,550505 \cdot 10^{-8} \frac{JD - 2443144.5}{86400}$$

L'avant dernière équation a été intégrée par Fairhead et Bretagnon (L. Fairhead, P. Bretagnon, 1990). Ils trouvent un développement de la forme :

$$TB - TT = C_0 TT^2 + \sum_i A_i \sin(\omega_{ai} TT + \phi_{ai}) + TT \sum_i B_i \sin(\omega_{bi} TT + \phi_{bi}) \\ + TT^2 \sum_i C_i \sin(\omega_{ci} TT + \phi_{ci}) + TT^3 \sum_i D_i \sin(\omega_{di} TT + \phi_{di})$$

avec des amplitudes  $A_i$ ,  $B_i$  et des arguments  $\omega_i TT + \phi_i$  correspondant aux différents termes périodiques intervenant dans le mouvement de la Terre autour du Soleil.

Dans cette formule TT est exprimé en millier d'années depuis le 1 janvier 2000 (J2000,0) alors que la différence TB-TT est quant à elle exprimée en microsecondes. Quant aux autres coefficients ils se trouvent dans la référence citée. Cette formule assure une exactitude de la transformation TB-TT d'au moins 100 ns.

## I.2 Statistique des oscillateurs

### I.2.1 Caractérisation du bruit dans le domaine temporel

Le signal délivré par un oscillateur idéal de fréquence nominale  $\nu_0$  peut être modélisé par la relation

$$V(t) = V_0 \sin 2\pi\nu_0 t$$

Cependant, un oscillateur réel subit des perturbations, de nature déterministe ou aléatoire, qui affectent son amplitude et sa phase. Ainsi on peut exprimer le signal qu'il délivre par (J. Rutman, 1978, F. Vernotte, 1991)

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \sin[2\pi\nu_0 t + \phi(t)]$$

ou  $\varepsilon(t)$  représente le bruit d'amplitude et  $\phi(t)$  le bruit de phase. Dans la plupart des oscillateurs, le bruit d'amplitude est généralement négligeable et on a

$$V(t) = V_0 \sin[2\pi\nu_0 t + \phi(t)]$$

Cependant, les fluctuations de phase peuvent aussi être caractérisées par la fréquence instantanée de ce signal qui est définie par:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 t + \phi(t)] = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$$

que l'on peut écrire

$$v(t) = v_0 + \Delta v(t)$$

avec

$$\Delta v(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$$

ou  $\Delta v(t)$  est un processus aléatoire appelé bruit de fréquence.

Bien sur, dans les bons oscillateurs

$$|\Delta v(t)| \ll v_0$$

La quantité la plus utilisée dans le domaine du temps-fréquence est certainement l'écart de fréquence instantané normalisé

$$y(t) = \frac{\Delta v(t)}{v_0}$$

Le principal intérêt de cette quantité est le fait qu'elle soit sans dimension, ce qui présente deux avantages:

- d'une part cette quantité reste inchangée quelles que soient les multiplications ou divisions de fréquence que l'on peut faire subir au signal de l'oscillateur;
- d'autre part, on peut ainsi comparer les signaux provenant d'oscillateurs travaillant à des fréquences très différentes.

Il est parfois intéressant d'introduire le paramètre

$$x(t) = \frac{\phi(t)}{2\pi v_0}$$

qui est l'écart de temps instantané mesuré entre le signal d'un oscillateur idéal et le signal réel qu'il délivre.

L'écart de fréquence instantané normalisé est relié au bruit de phase par la relation

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{dx(t)}{dt}$$

Tout comme  $\Delta\nu(t)$ , l'écart de fréquence instantané normalisé n'est pas une grandeur observable. On ne peut ainsi en connaître que la valeur moyenne sur un intervalle de temps  $\tau$  commençant à l'instant  $t_k$ , que l'on appelle habituellement échantillon  $\overline{y}_k$ , suivant la relation

$$\overline{y}_k = \langle y(t) \rangle_{t_k, \tau} = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} y(t) dt$$

Ainsi, pour étudier les fluctuations de fréquence d'un oscillateur, on étudie généralement une séquence de N échantillons  $\overline{y}_k$  consécutifs, N étant un nombre suffisamment grand pour pouvoir effectuer des traitements statistiques de manière significative.

## I.2.2 Caractérisation du bruit dans le domaine des fréquences

Si on considère que le bruit de fréquence est un processus stationnaire alors la densité spectrale des fluctuations de fréquence  $S_{\Delta\nu}(f)$  est définie comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de ces fluctuations

$$S_{\Delta\nu}^{(TS)}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\Delta\nu}(\tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau$$

avec

$$R_{\Delta\nu}(\tau) = \langle \Delta\nu(t) \cdot \Delta\nu(t - \tau) \rangle$$

Les crochets dénotent la moyenne de la quantité qu'ils contiennent alors que « (TS) » indique une densité spectrale « Two Sided » c'est à dire définie sur  $]-\infty, +\infty[$ . C'est une

quantité utile pour les calculs théoriques mais expérimentalement on préfère utiliser la densité spectrale unilatérale qui est le double de la densité spectrale bilatérale.

$$S_{\Delta v}(f) = 2S_{\Delta v}^{(TS)}(f)$$

la fréquence  $f$  appartenant à l'intervalle  $]0, +\infty[$ . On peut déduire de cette densité spectrale la densité spectrale d'écart de fréquence instantané normalisé qui joue un rôle très important dans le domaine des fréquences. On a en effet

$$y(t) = \frac{\Delta v(t)}{v_0}$$

D'où

$$S_y(f) = \frac{1}{v_0^2} S_{\Delta v}(f)$$

La densité spectrale d'écart de fréquence instantané normalisé est proportionnelle à la densité spectrale de fluctuations de fréquence.

### I.2.3 Modèle de bruits en loi de puissance

#### I.2.3.1 La modélisation

Pour rendre compte de tous les types de bruits pouvant perturber un oscillateur réel, on utilise très souvent un modèle de bruit en lois de puissances. On considère alors que la densité spectrale  $S_y(f)$  peut être la somme de cinq types de bruits indépendants, chaque type de bruits correspondant à une loi de puissance différente:

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^{\alpha=+2} h_{\alpha} f^{\alpha}, \alpha \text{ entier}$$



On considère généralement que les exposants inférieurs à  $\alpha = -2$  et supérieurs à  $\alpha = 2$  ne correspondent pas à des types de bruits présent dans les oscillateurs. Cependant, certains phénomènes déterministes, comme les dérives, peuvent introduire des dépendances de  $S_y(f)$  différentes ( $\alpha = -3$ ,  $\alpha = -4$ ). L'avantage de ce modèle en lois de puissance, outre sa simplicité, réside dans le fait que chacun des cinq types de bruits correspond, dans un oscillateur, à une cause physique qui lui est propre (Vernotte, 1991). Les relations de cause à effet évoquées ici sont cependant relativement mal connues du fait de l'incertitude sur les coefficients  $h_\alpha$ . Le tableau 1 résume les différents types de bruits du modèle en lois de puissance dans le cas d'un oscillateur classique.

$S_y(f)$	Nom du bruit	Origine
$h_{-2} f^{-2}$	Marche aléatoire de fréquence	Environnement
$h_{-1} f^{-1}$	Bruit de scintillation de fréquence	Résonateur
$h_0$	Bruit blanc de fréquence	Bruit thermique
$h_1 f$	Bruit de scintillation de phase	Bruit électronique
$h_2 f^2$	Bruit blanc de phase	Bruit blanc externe

Tab. 1 Les différents types de bruits présent dans les oscillateurs (Vernotte, 1991)

### I.2.3.2 Les différents types de bruits

Afin d'illustrer la paragraphe précédent, une méthode de simulation des différents types de bruits présent dans un oscillateur va être décrite (F. Vernotte, 1991). Elle conduira à l'obtention d'échantillons d'écart de fréquence instantané normalisé qu'il sera facile de convertir en échantillons de phase.

La première étape de la méthode consiste à générer une série de  $N$  points à distribution aléatoire (blanche) et gaussienne. Pour cela on utilise deux nombres aléatoires  $r_1$  et  $r_2$  à distribution rectangulaire sur  $[0;1]$  (J.P. Nougier, 1989). Les nombres  $x$  et  $y$  tels que

$$x = \sigma \sqrt{-2Lnr_2} \cos 2\pi r_1$$

$$y = \sigma \sqrt{-2Lnr_2} \sin 2\pi r_1$$

sont alors à distribution gaussienne.

La deuxième étape consiste à générer tous les autres types de bruits à partir du bruit blanc gaussien qui vient d'être obtenu. La densité spectrale étant la norme au carré de la transformée de Fourier de la séquence d'échantillons temporels, en multipliant par  $f^{\alpha/2}$  la transformée de Fourier de cette séquence, on pourra obtenir la séquence temporelle d'un bruit en  $f^\alpha$  par transformée de Fourier inverse. L'algorithme de calcul utilisé se décompose de la façon suivante

- i calcul des échantillons de bruit blanc gaussien
- ii transformée de Fourier de ces derniers
- iii filtrage en  $f^{\alpha/2}$
- iiii transformée de Fourier inverse des échantillons de fréquence

Il faut donc commencer par calculer la transformée de Fourier des échantillons de bruit blanc gaussien. La transformée de Fourier discrète de N échantillons s'écrit

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{\frac{2i\pi nk}{N}}, h_k \equiv h(t_k), t_k = k\Delta$$

Ici, à cause des propriétés de périodicité et de parité du spectre, on doit calculer:

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} h_k \cos \frac{2\pi nk}{N} + i \sum_{k=0}^{N-1} h_k \sin \frac{2\pi nk}{N}, n \in (0; \frac{N}{2})$$

$$H_n = \sum_{k=0}^{N-1} h_k \cos \left[ \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) \right] + i \sum_{k=0}^{N-1} h_k \sin \left[ \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) \right], n \in \left( \frac{N}{2} + 1; N - 1 \right)$$

Passons maintenant au filtrage. Pour simuler des échantillons de fréquence d'un bruit en  $f^\alpha$  à partir des échantillons de fréquence d'un bruit blanc gaussien, il faut décomposer cette opération en deux parties:

$$H_j = H_j \left( \frac{j}{N} \right)^{\frac{\alpha}{2}}, 0 \leq j \leq \frac{N}{2}$$

$$H_j = H_j \left| \frac{1}{2} - \frac{j}{N} \right|^{\frac{\alpha}{2}}, \frac{N}{2} + 1 \leq j \leq N - 1$$

En ce qui concerne les fréquences basses ( $\alpha < 0$ ) la première relation ne peut être utilisée pour  $j=0$ . Il faut donc forcer à 0 la valeur du premier échantillon de fréquence et, implicitement, introduire une fréquence de coupure basse.

La dernière étape consiste à calculer la transformée de Fourier inverse des échantillons filtrés. Elle s'écrit

$$h_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N/2} \left( \alpha_n \cos \frac{2\pi nk}{N} + \beta_n \sin \frac{2\pi nk}{N} \right) + i \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N/2} \left( \beta_n \cos \frac{2\pi nk}{N} - \alpha_n \sin \frac{2\pi nk}{N} \right)$$

$$h_k = \frac{1}{N} \sum_{n=\frac{N}{2}+1}^{N-1} \left[ \alpha_n \cos \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) + \beta_n \sin \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) \right]$$

$$+ i \sum_{n=\frac{N}{2}+1}^{N-1} \left[ \beta_n \cos \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) - \alpha_n \sin \frac{2\pi k}{N} \left( \frac{N}{2} - n \right) \right]$$

$k$  étant dans l'intervalle  $[0; N-1]$ .  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  sont les parties réelles et imaginaires des échantillons filtrés, ces dernières devant bien sur être nulles. Les figures 4 à 8 représentent des échantillons de phase et de fréquence obtenus par la méthode précédente des cinq types de bruits présent dans les oscillateurs classiques

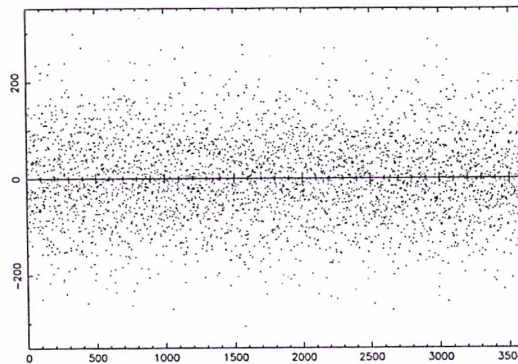


Fig. 4 Echantillons d'écart de fréquence instantané normalisé d'un bruit blanc de phase

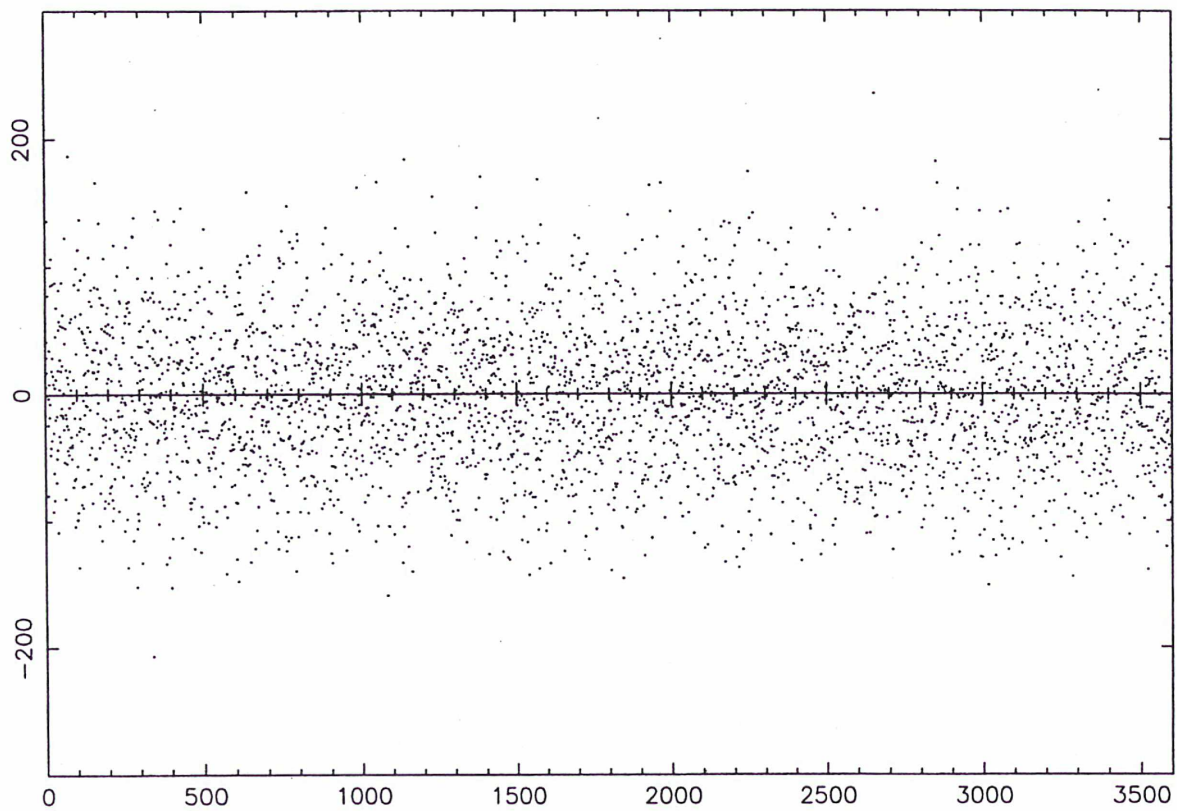


Fig. 4<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit blanc de phase

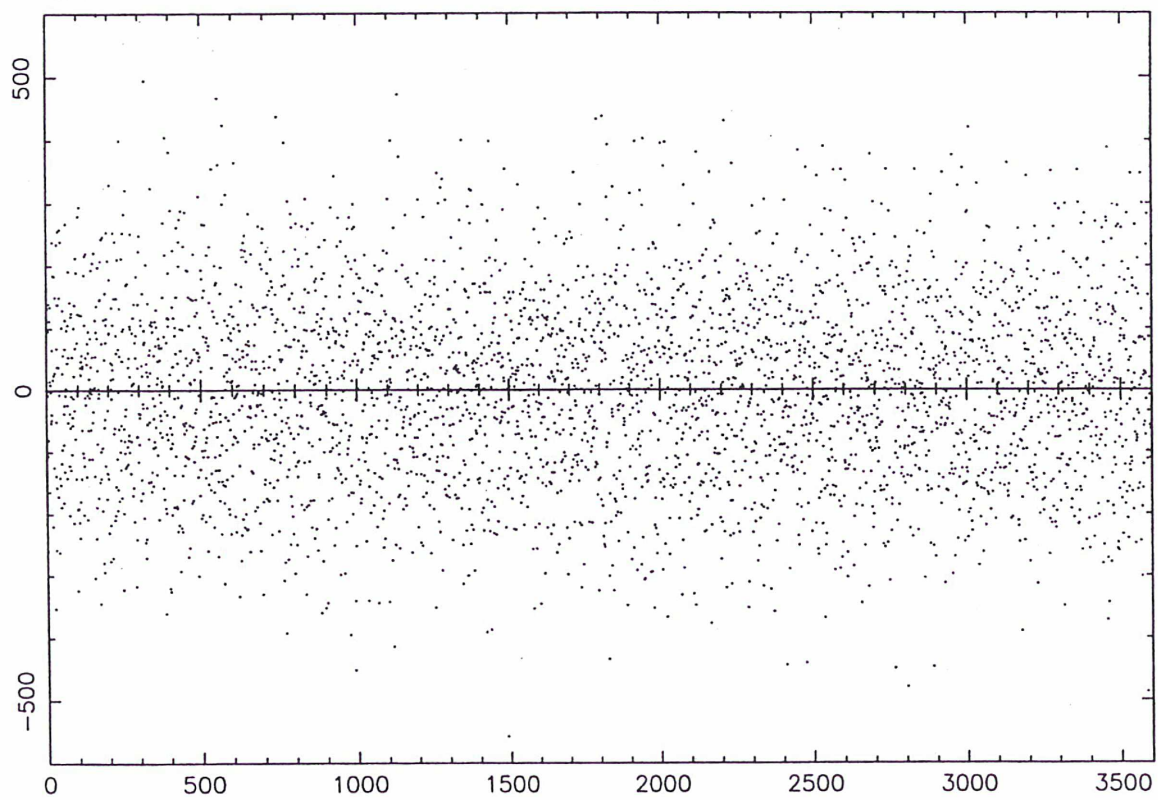


Fig. 5 Echantillons d'écart de fréquence instantané normalisé d'un bruit de scintillation de phase

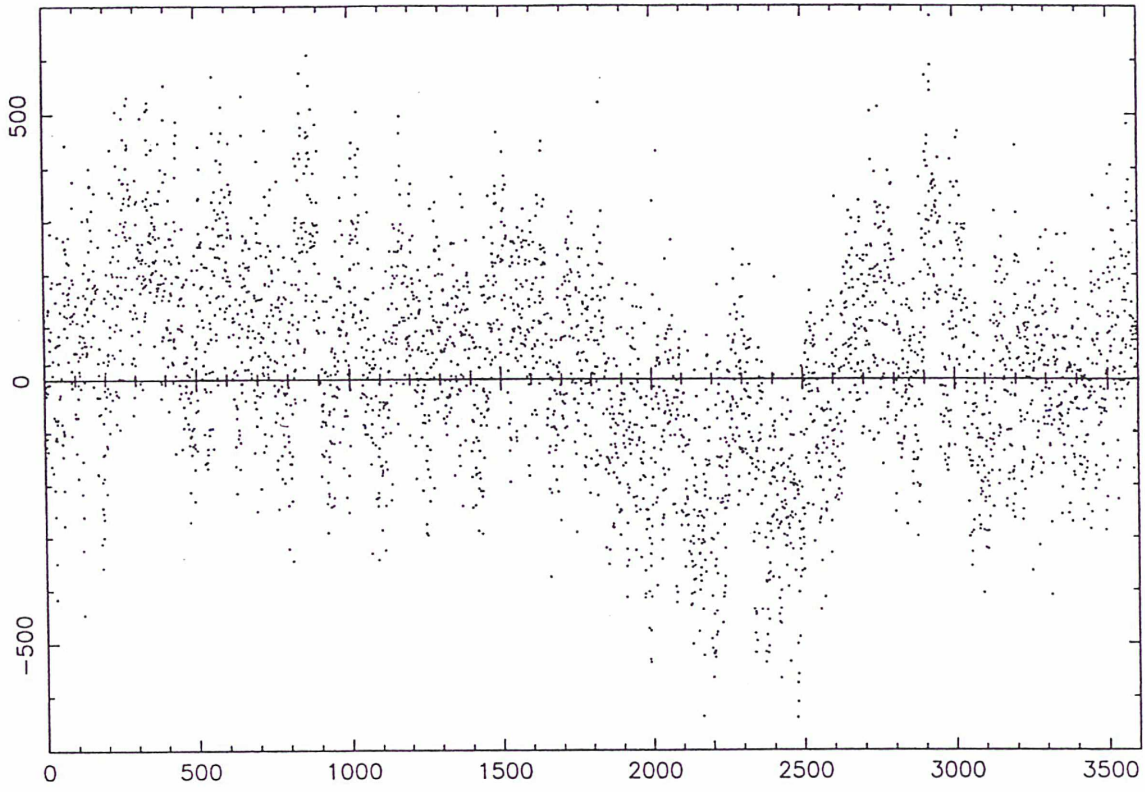


Fig. 5<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit de scintillation de phase

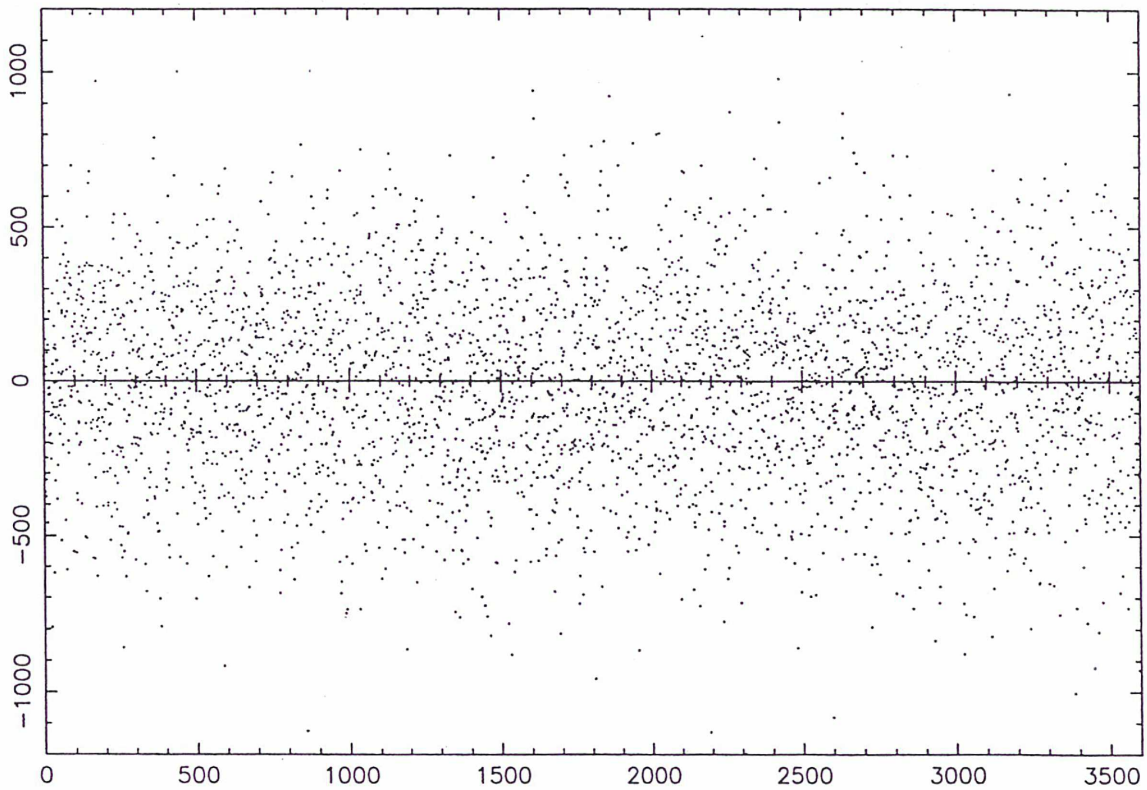


Fig. 6 Echantillons d'écart de fréquence instantané normalisé d'un bruit blanc de fréquence (marche aléatoire de phase)

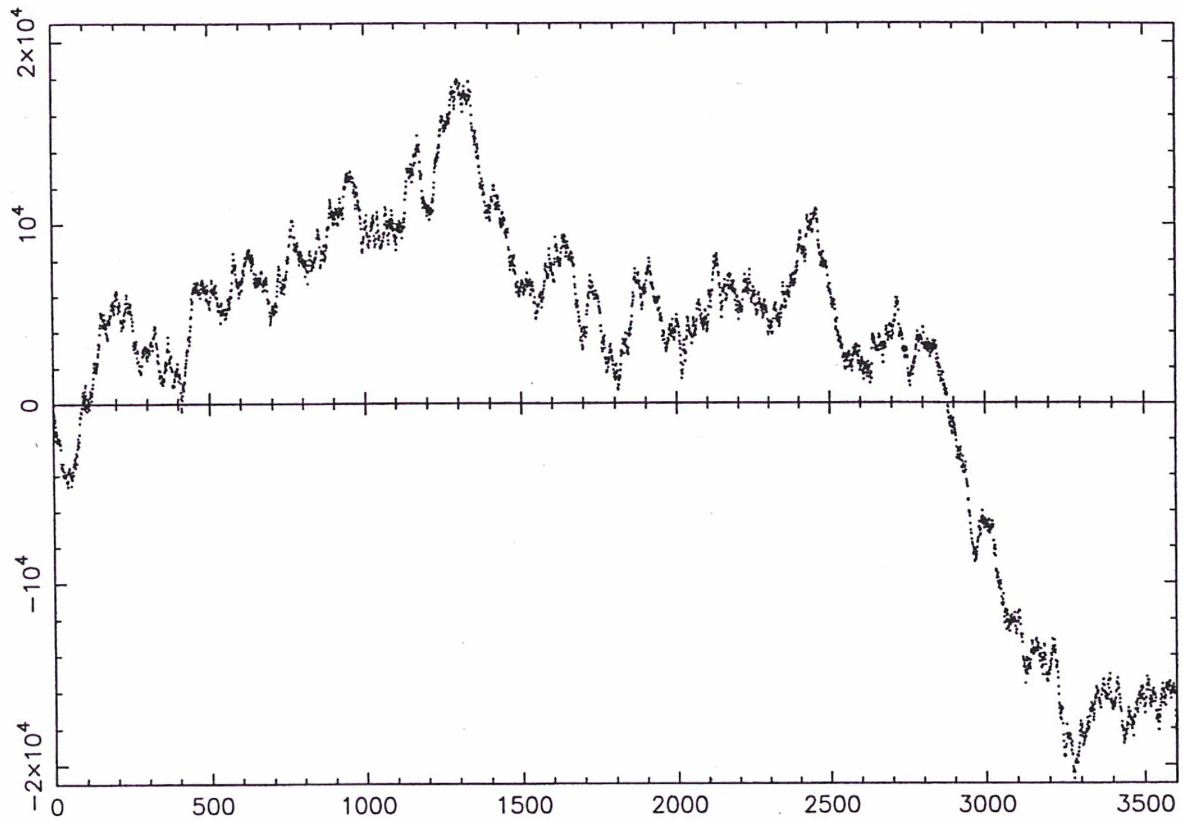


Fig. 6<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit blanc de fréquence (marche aléatoire de phase)

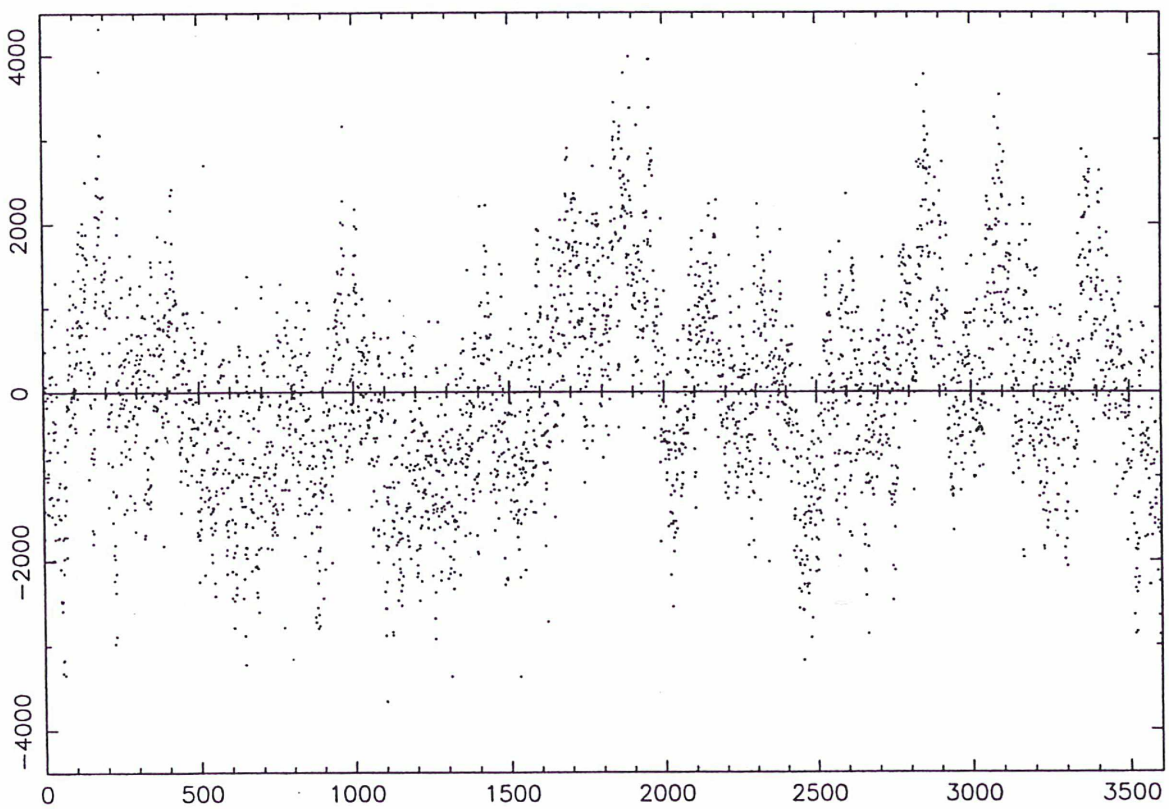


Fig. 7 Echantillons d'écart de fréquence instantané normalisé de bruit de scintillation de fréquence

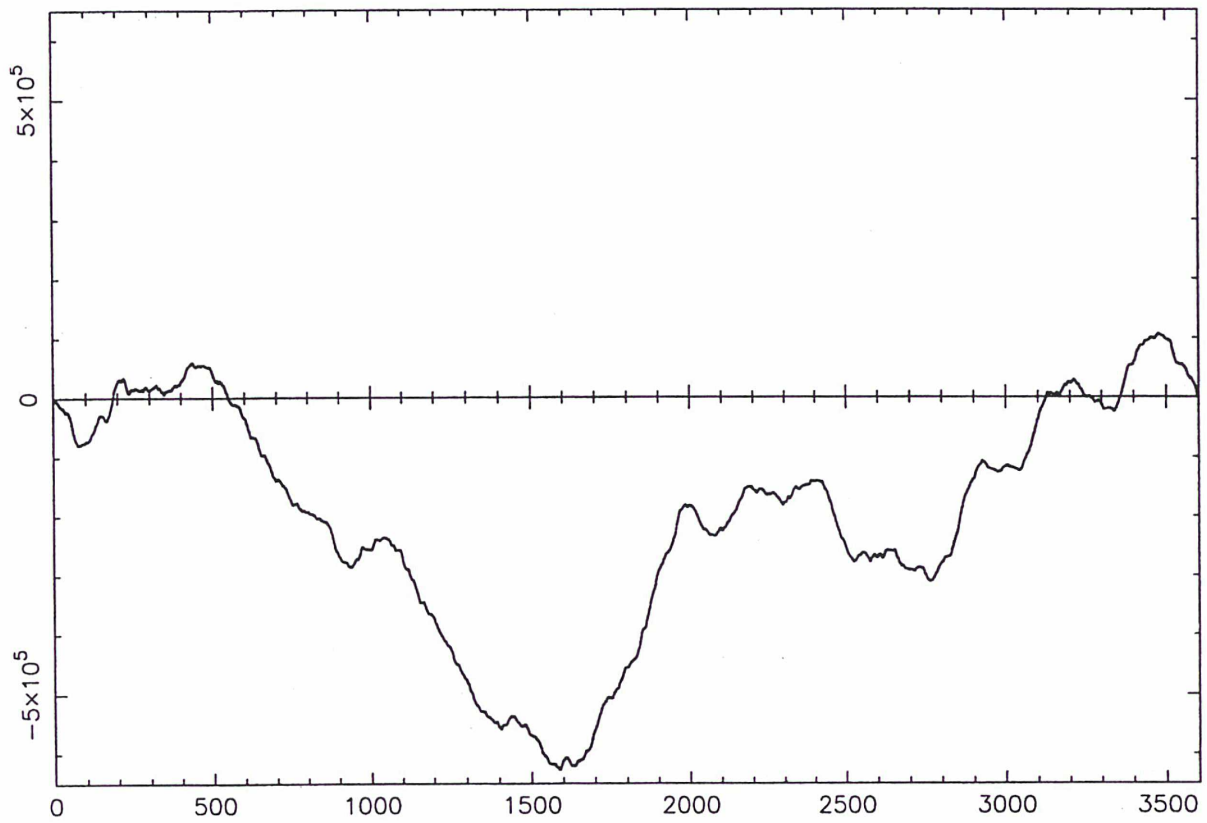


Fig. 7<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit de scintillation de fréquence

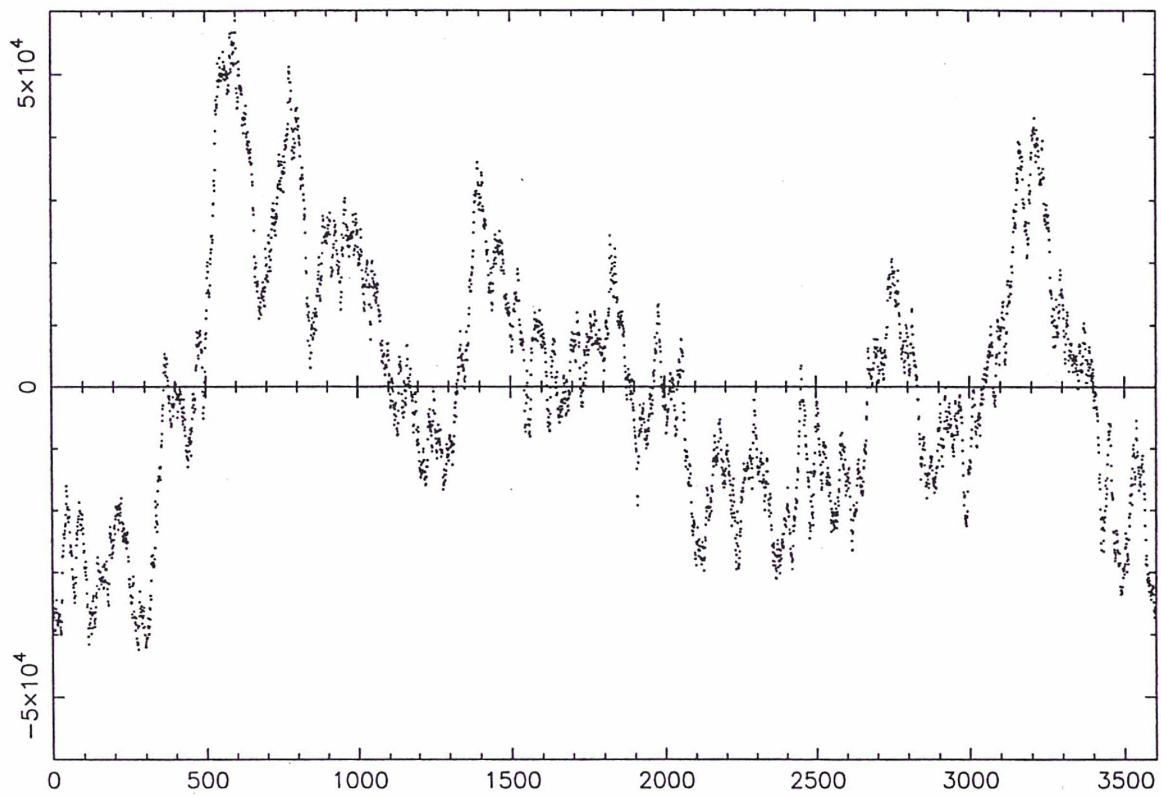


Fig. 8 Echantillons d'écart de fréquence instantané normalisé d'un bruit de marche aléatoire de fréquence

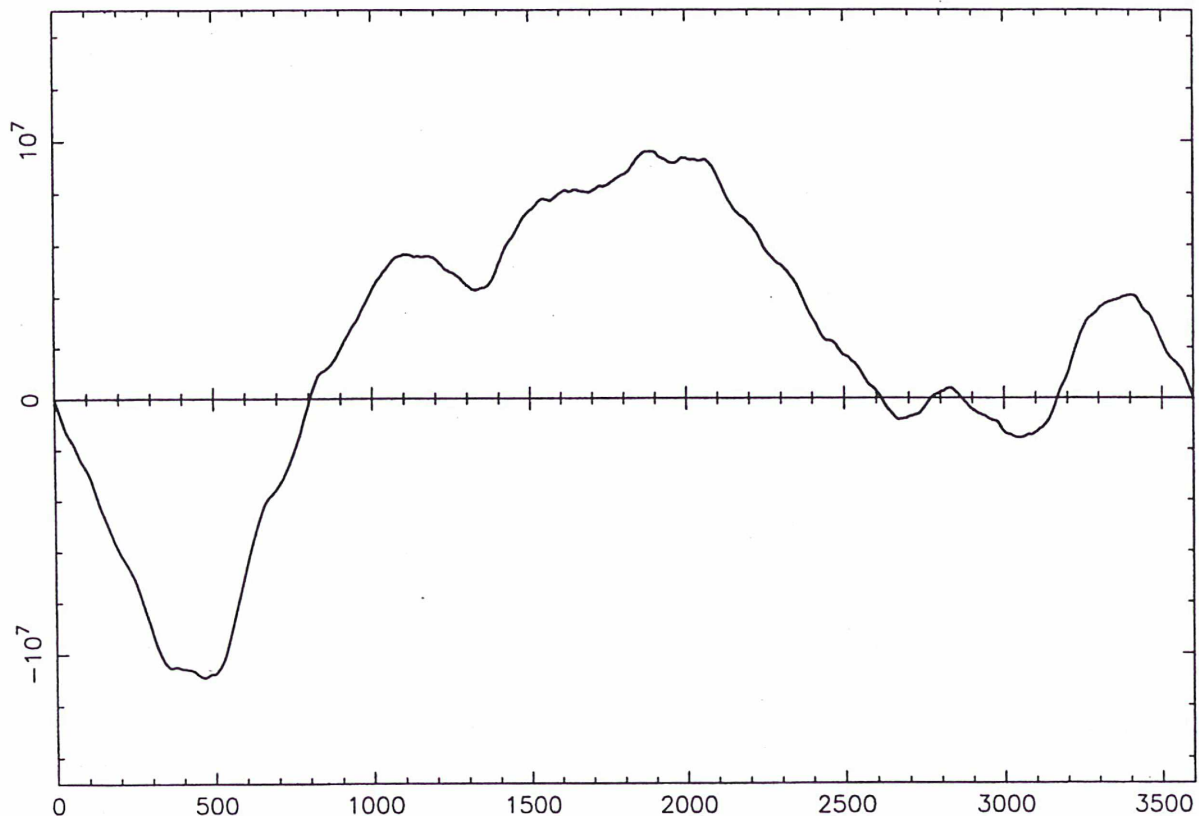


Fig. 8<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit de marche aléatoire de fréquence

### I.3 Notion d'exactitude, de stabilité et de précision

#### I.3.1 Exactitude d'une mesure

D'après le l'UIT, « l'exactitude est le degré de conformité d'une valeur mesurée ou calculée par rapport à sa définition ». Cette définition académique appelle quelques remarques car les notions d'exactitude et de précision sont bien souvent confondues. En particulier l'exactitude d'une mesure est constante au cours du temps, c'est à dire que lorsque l'on répète cette mesure  $n$  fois, *dans les mêmes conditions expérimentale, avec le même appareil de mesure*, on doit retrouver la même valeur de l'exactitude pour les  $n$  mesures effectuées. L'exactitude, ou plutôt *l'inexactitude, d'une mesure est une donnée qui ne change que lorsqu'une modification est apporté soit aux conditions expérimentales soit à l'appareil de mesure lui même*. Il faut, afin de déterminer l'exactitude, faire un bilan de toutes les causes qui ont une influence directe ou indirecte sur la mesure. Chacune des causes référencée précédemment apporte alors sa contribution sous forme d'une incertitude qui est attachée à la mesure. L'exactitude



finale s'obtiendra alors en sommant quadratiquement toutes les incertitudes. On comprend, dès lors, que l'exactitude ne varie pas si on ne modifie pas les conditions expérimentales ou le système de mesure lui même. Remarquons encore que pour pouvoir mesurer l'exactitude d'un processus, il faudrait pouvoir comparer les résultats obtenus à ceux obtenus à l'aide d'un processus de bien meilleure qualité (en général, on considère au moins un facteur 10) dans la restitution du phénomène observé. En métrologie du temps fréquence, une telle opportunité est rare (sauf dans le cas de la télévision et du GPS qui sera abordé plus loin). Car sinon, pourquoi ne pas utiliser directement le meilleur processus ? C'est pourquoi on parle pratiquement toujours d'estimation de l'exactitude. Les deux exemples suivant vont permettre d'illustrer les concepts dont il est question.

Le premier (G. Rovera, E. de Clercq, A. Clairon, 1994) a trait au calcul de l'exactitude de l'étalon primaire de fréquence du LPTF (Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences). Il s'agit d'un étalon primaire à jet de césium pompé optiquement (voir le paragraphe I.4.1). Le tableau 2 résume les différentes causes qui contribuent à l'inexactitude sur le Hertz fabriqué par cet étalon ainsi que les incertitudes correspondantes. Le résultat,  $1,1 \cdot 10^{-14}$  est comparable à l'exactitude annoncée par les laboratoires de métrologie qui ont des étalons primaires (excepté la PTB). Il a été pris en compte par le BIPM pour l'estimation de l'intervalle unitaire de TAI à partir de mai 1993.

Origine du biais de fréquence	Valeur relative du déplacement $\times 10^{14}$	Incertitude relative $\times 10^{14}$
Champ C	24 020	0,3
Doppler 2 <sup>nd</sup> ordre	- 35	3
Phase dans la cavité	128	8
Désaccord de la cavité	- 6,6	1,5
Transitions voisines	$\pm 0,3$	0,3
Effets inexpliqués	-	6
Électronique	-	3
$\sqrt{\sum x^2}$	-	11

Tab. 2 Effets systématiques et incertitudes en valeurs relatives à puissance micro-onde optimale

Le second exemple concerne le GPS et plus particulièrement la méthode des vues communes. L'estimation de l'exactitude de la liaison LPTF/CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) présentée dans le tableau 3 a été réalisée lors d'une expérience conduite en 1993 par le LPTF (LPTF, 1993). Comme dans le cas de l'étalon primaire de fréquence, toutes les causes d'incertitudes y sont représentées, la somme quadratique indiquant l'exactitude d'une vue commune. On constate encore une fois que l'exactitude ne varie pas au cours du temps. Autrement dit, le fait d'effectuer un nombre de mesures de plus en plus grand ne va pas améliorer sa valeur. Elle ne dépend que des conditions de mesures et du système qui sert à les effectuer.

Erreur de l'horloge satellite	0.0	[disparaît (Vues Comunes), y compris SA]
Coordonnées d'antennes LPTF	0.5	[incertitude maximale de 15cm]
Coordonnées d'antennes CNES	0.5	[incertitude maximale de quelques cm]
Coordonnées satellite	2.0	[estimation maximale (liaison = 800km)]
Retards ionosphériques	6.0	[modèle STANAG (E1 > 30°)]
Retards troposphériques	2.0	[modèle STANAG (E1 > 30°)]
Etalonnage récepteurs	1.0	[voir chapitre 1]
Logiciels récepteurs	1.0	[2 types différents]
Multitrajets	2.0	[sites relativement dégagés]
Raccordements UTC LPTF	1.0	
Raccordements UTC CNES	1.0	[sous réserve]
Bruit des récepteurs (mesures 13mn)	3.0	[bruit court-terme (mesures physiques)]
<hr/>		
Exactitude d'une Vue Commune	7.8	[somme quadratique]

Tab. 3 Bilan d'erreur pour chaque vue commune GPS

### I.3.2 Stabilité d'un oscillateur. Variance d'Allan

#### I.3.2.1 Stabilité d'un oscillateur

Le CCIR (Comité consultatif international des radiocommunications) dans sa recommandation n°686 définit l'instabilité de fréquence comme un changement de fréquence spontané causé par l'environnement au cours d'un intervalle de temps donné. Dans le domaine fréquentiel, la mesure des instabilités de fréquences est la densité spectrale unilatérale de puissance des instabilités de fréquence. Dans le domaine

temporel, la mesure des instabilités de fréquence est l'écart type à deux échantillons de la fluctuation relative de fréquence (écart type d'Allan).

### I.3.2.2 La variance de Allan

#### I.3.2.2.1 Domaine temporel

Puisque dans le domaine temporel les instabilités de fréquence sont mesurées par l'écart type d'Allan, il est utile d'effectuer quelques rappels à son sujet (F. Vernotte, 1991, B. Juompan, 1994). On montre que la valeur de la variance la plus probable lorsque N est fini correspond à l'estimateur suivant

$$\sigma^2(N, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[ \bar{y}_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j \right]^2$$

*Cet estimateur est un estimateur non biaisé (estimateur dont l'espérance est égale à la valeur vraie) pour le bruit blanc de fréquence. C'est pour cette raison, bien qu'il soit biaisé pour d'autres types de bruits (bruit blanc de phase par exemple), que cet estimateur a été choisi. De plus, comme le nombre N intervient dans les résultats donnés par cet estimateur, le sous comité IEEE (Institut of Electrical and Electronics Engineers) pour la stabilité de fréquence a décidé, afin d'une part d'uniformiser les méthodes de mesures des oscillateurs, et d'autre part de limiter la sensibilité de l'estimateur aux basses fréquences, d'utiliser cet estimateur en choisissant N=2. On a ainsi défini la variance à deux échantillons ou variance de Allan*

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left[ \bar{y}_i - \frac{1}{2} (\bar{y}_1 + \bar{y}_2) \right]^2 \right\rangle$$

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (\bar{y}_1 - \bar{y}_2)^2 \right\rangle$$

Le choix de cet estimateur de la variance vraie étant en grande partie arbitraire, d'autres estimateurs, nommés eux aussi variances par extension, ont été définis (variance de Hadamard, de Picinbono...). L'article de Rutman peut être consulté pour de plus amples

informations. Un estimateur efficace de la moyenne est la moyenne arithmétique. L'expression précédente de la variance d'Allan devient alors

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2$$

puisque pour N valeurs de  $\bar{y}_i$ , on a N-1 différences.

Comme

$$\bar{y}_i = \frac{x_i - x_{i-1}}{\tau_0}$$

il vient

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{N-1} \frac{1}{\tau_0^2} \sum_{i=1}^{N-1} (x_{i+1} - 2x_i + x_{i-1})^2$$

Les fréquences élémentaires  $y_i$  peuvent être moyennées de trois façons différentes: moyennage sans recouvrement, moyennage avec recouvrement et moyennage en boucle. D'après ses simulations, Vernotte (Vernotte, F., 1991) recommande l'emploi de la deuxième méthode. En effet, elle conduit aux résultats les plus stables, pour un temps de calcul raisonnable. De plus, aucune hypothèse de périodicité n'est formulée (moyennage en boucle). Enfin, c'est la méthode universellement admise dans les laboratoires de Temps/Fréquence. Comme le montre la figure 9 (Vernotte, 1991) la fenêtre de moyennage glisse par pas successifs.

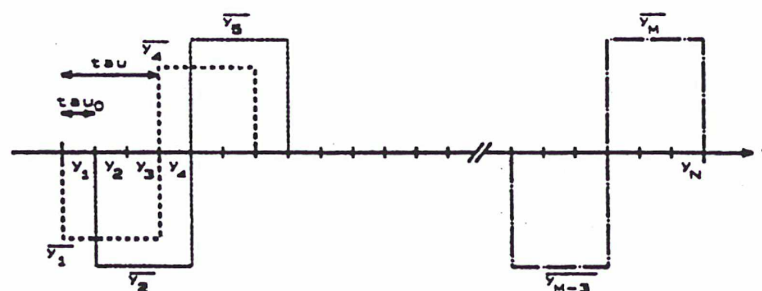


Fig. 9 Séquence de calcul de la variance de Allan obtenue par moyennage avec recouvrement (dans cet exemple  $\tau=3.\tau_0$ )

Les échantillons  $\bar{y}_k$  sont plus nombreux (N-p+1) et conduisent à des résultats numériquement plus stables que dans le cas du moyennage sans recouvrement. Pour un nombre fini N de fréquences élémentaires on obtient N-2p+1 couples-différences. D'où

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{N+1-2p} \sum_{i=1}^{N+1-2p} (\bar{y}_{i+p} - \bar{y}_i)^2$$

$$\bar{y}_i = \frac{x_{i+p-1} - x_{i-1}}{p\tau_0}$$

Il vient alors

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{N+1-2p} \frac{1}{p^2\tau_0^2} \sum_{i=1}^{N+1-2p} (x_{i+2p-1} - 2x_{i+p-1} + x_{i-1})^2$$

Cette variance est parfois dénommée AVAR dans la littérature récente: c'est la variance d'Allan dite « classique » ou « simple ».

Enfin, dans le cas du moyennage glissant, des formules empiriques ont été élaborées qui permettent de calculer l'incertitude sur la variance d'Allan. Le calcul de l'incertitude est détaillée, par exemple, dans la thèse de B. Juompan (Juompan B., 1994).

### **I.3.2.2.2 Relation entre les domaines temporel et fréquentiel. Représentation graphique de la variance d'Allan**

On peut démontrer que la relation entre la variance d'Allan et la densité spectrale de puissance s'écrit

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{+\infty} S_y(f) \frac{2 \sin^4 \pi \tau f}{\pi \tau f} df$$

Or on a vu qu'expérimentalement les mesures de densité spectrale s'accordent bien avec un modèle en loi de puissance

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^{\alpha=+2} h_{\alpha} f^{\alpha}, \alpha \text{ entier}$$

L'intégration de cette équation, pratiquement entre 0 et  $f_h$ ,  $f_h$  étant une fréquence de coupure haute telle que  $\pi\tau f_h \gg 1$ , donne la correspondance entre les domaine temps et fréquence. Le tableau 4 résume cette correspondance.

Type de bruit	$S_y(f)$	Variance de Allan $\sigma_y^2(\tau)$
Bruit blanc de phase	$h_2 f^2$	$\frac{3h_2 f_h}{4\pi^2 \tau^2}$
Bruit de scintillation de phase	$h_1 f$	$\frac{h_1 [1,038 + \text{Log} 2\pi f_h \tau]}{4\pi^2 \tau^2}$
Bruit blanc de fréquence	$h_0$	$\frac{h_0}{2\tau}$
Bruit de scintillation de fréquence	$\frac{h_{-1}}{f}$	$2h_{-1} \text{Log} 2$
Marche aléatoire de fréquence	$\frac{h_{-2}}{f^2}$	$\frac{2\pi^2 h_{-2} \tau}{3}$

Tab. 4 Résultats théoriques donnés par la variance d'Allan pour les différents types de bruits (Vernotte, 1991)

La figure 10 représente les pentes caractéristiques associées aux cinq types de bruit présents dans les oscillateurs lorsqu'ils sont indépendants, l'échelle étant bilogarithmique.

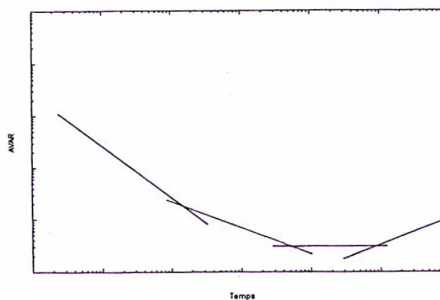


Fig.10 Pente caractéristique des différents types de bruits présent dans un oscillateur

A chaque types de bruit correspond une droite de pente caractéristique théorique. Seuls les bruits blanc de phase et de scintillation de phase ne sont pas discernables. On peut cependant les séparer à l'aide de la variance d'Allan modifiée. Cette variance possède également la propriété d'être un estimateur sans biais en présence de bruit blanc de phase, mais à l'inverse de la variance d'Allan elle est biaisée en présence de bruit blanc de fréquence (F. Vernotte, 1991, B. Juompan, 1994).

### I.3.3 Précision

Comme indiqué dans le paragraphe précédent la notion de précision est bien souvent confondue avec la notion d'exactitude. D'après la recommandation 686 du CCIR, la précision est définie comme le degré de concordance (d'accord mutuel) dans une série de mesures individuelles. La précision apparaît ainsi comme la caractérisation d'un ensemble de mesures d'une même grandeur faites avec un mode opératoire, des instruments et des conditions bien spécifiées (FORTEF, 1994). *Elle ne caractérise pas un appareil ou une méthode* (par exemple, elle ne caractérise pas un étalon primaire). Il est habituel, chaque fois que cela est possible, de répéter une mesure et d'en déduire une valeur- généralement la moyenne, après avoir écarté les valeurs aberrantes- et un écart type qui est l'écart type à la moyenne d'une valeur particulière. Ce dernier, divisé par la racine carré du nombre d'échantillon, est l'écart type de la moyenne. C'est bien souvent ce dernier écart type que l'on définit comme étant la précision de la série de mesures, qui est donc le résultat d'un calcul sur les mesures effectuées (Uhrich, 1996). L'objectif de cette opération est claire: obtenir une meilleure estimation que celle donnée par une valeur unique. Si les différentes mesures sont indépendantes (non corrélées), l'estimation obtenue comme moyenne est optimale. En métrologie Temps/Fréquence, les signaux des horloges représentatifs de l'écoulement du temps varient eux mêmes dans le temps. *Pour calculer correctement la précision d'une série de mesures faites avec une horloges, il est nécessaire de choisir la durée de la série de façon que le signal de l'horloge ait peu varié pendant la série de mesures.* Une propriété caractéristique de la précision est qu'elle est très vite inférieure à l'exactitude lorsque le nombre de données que l'on utilise augmente. En toute rigueur il faudrait introduire, à ce stade, des définitions concernant les incertitudes de type A (aléatoires ou déduites d'une série de mesures) et de type B (systématiques ou estimées d'après des effets physiques), sachant

que l'exactitude résulterait de la somme quadratique de ces deux types d'incertitudes. Autrement dit, la précision devrait être une des composantes du bilan des incertitudes, et donc logiquement toujours inférieure à l'exactitude. Il en est ainsi à la seule condition que la précision ait été déterminée avec un nombre suffisant de mesures tel que cette dernière soit la plus petite possible. Dans la pratique, le problème ne se pose que rarement, étant donné que l'on ne travaille que sur des données lissées, ou dont on a extrait une moyenne. La précision est alors le résultat d'une division par la racine carrée du nombre d'échantillons : sauf exception, une ou plusieurs incertitudes (de types B) sont alors bien supérieures à la précision (considérée comme incertitude de type A), que l'on peut donc négliger dans le bilan des incertitudes.

### **I.3.4 Méthode pour différencier la précision de l'exactitude**

Ainsi donc, la mesure d'une quantité quelconque peut être exacte mais imprécise, précise mais inexacte ou encore exacte et précise.

Le premier cas n'amène que peu de commentaires car l'exactitude est alors « noyée » dans l'incertitude des mesures. Ce cas se rencontre au début de l'étude d'un phénomène, le facteur  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  intervenant dans le calcul de l'écart type n'étant pas suffisamment petit (le nombre d'observations n'étant pas suffisamment grand) pour que les mesures soient qualifiées de précises.

Le deuxième cas est lui beaucoup plus intéressant car source de nombres de confusions. Il permet donc de bien expliciter la différence entre les notions de précision et d'exactitude. Lorsque le nombre  $N$  d'observations est suffisamment grand l'écart type des mesures devient, lui, très petit. On a alors affaire à une mesure extrêmement précise. Mais, dans le même temps, l'exactitude, elle, n'a pas variée puisque les conditions de mesures et l'appareillage sont restés les mêmes. La précision est alors bien inférieure à l'exactitude. On a donc des mesures avec des incertitudes parfois négligeables mais qui peuvent être très éloignées de la valeur réelle. On voit alors le danger qu'il y a confondre précision et exactitude. Une approche pratique de ce problème consiste à voir si les mesures, compte tenu des incertitudes, sont compatibles entre elles. Si tel n'est pas le cas, alors on peut affirmer que les incertitudes en question correspondent à de la précision...le problème reste alors entier pour la détermination de la différence entre les



mesures et la valeur vraie c'est à dire l'exactitude. Si au contraire, les mesures, compte tenu des incertitudes, restent compatibles entre elles alors soit on est ramené au premier cas (pas assez d'observations donc l'exactitude est noyée par le manque de précision des mesures) soit alors on a bien affaire à de l'exactitude. Ces simples remarques permettront de montrer que les incertitudes obtenues sur les paramètres des pulsars lors de leur chronométrage correspondent à de la précision et non à de l'exactitude.

## I.4 Les étalons atomiques de fréquences

### I.4.1 Aspects théoriques

#### I.4.1.1 Les étalons à césium

Comme il a déjà été dit la définition de la seconde est basée depuis 1967 sur un phénomène atomique: c'est la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133. La structure hyperfine de cet atome est représentée sur la figure 11.

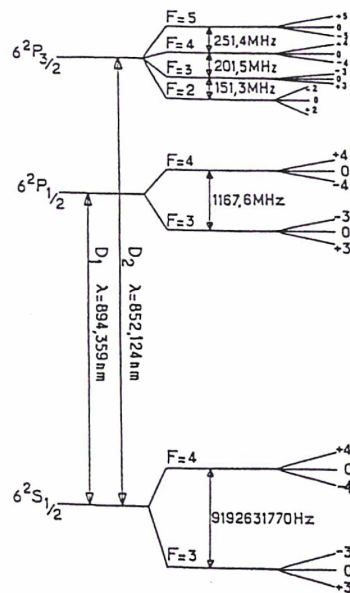


Fig. 11 Niveaux d'énergie de l'atome de césium 133 (Belkhalfi-Bouzid, 1992)

On y voit également la transition à  $\nu_0 = 9192631770$  Hz qui sert de définition à la seconde atomique. Afin d'obtenir la transition voulue il convient d'abord d'effectuer une inversion de population soit « classiquement » par déflexion à l'aide d'un champ magnétique inhomogène (expérience de Stern et Gerlach) soit « moins classiquement » par pompage optique (Kastler, 1950). Dans le cas de la déflexion magnétique des aimants de préselection (Delcourt, 1982, Lewis, 1991) vont dévier les atomes qui se trouvent dans l'état  $F=4$ , car les moments magnétiques de ces deux types d'atomes sont opposés ( figure 12).

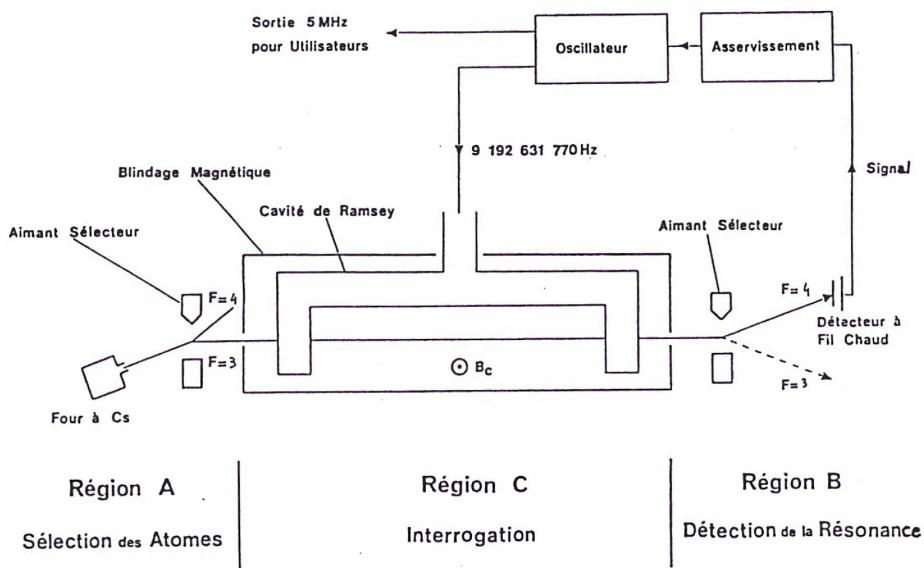


Fig. 12 Schéma de principe d'un étalon atomique de fréquence (Belkhalfi-Bouزيد, 1992)

Les uns iront dans la cavité tandis que les autres seront absorbés par une plaque de graphite. A leur entrée dans la cavité les atomes sont donc tous dans le même état quantique, par exemple  $F=3$ . Ils vont alors interagir avec une onde dont la fréquence est très proche de  $\nu_0$ . Ce faisant ces atomes vont alors passer dans l'état  $F=4$  et ce d'autant plus que la fréquence de l'onde est proche de  $\nu_0$ . A la sortie de la cavité il y a donc deux types d'atomes dans les états  $F=3$  et  $F=4$ . De même qu'à l'entrée de la cavité, on place à la sortie de celle-ci un champ magnétique fortement inhomogène qui va trier les atomes. Ceux qui n'ont pas interagi avec la micro-onde (état  $F=3$ ) sont rejetés hors de la cavité alors que les autres sont envoyés vers un détecteur constitué d'un fil chaud ( $\cong 1000^\circ\text{C}$ )

et d'une plaque portée à un potentiel négatif par rapport à ce fil. Au contact du fil les atomes de césium s'ionisent. Les ions  $\text{Cs}^+$  sont alors attirés par la plaque. Il suffit donc de mesurer le courant qu'ils produisent. Plus celui ci sera élevé, plus il y aura d'atomes de césium qui auront interagi avec l'onde dans la cavité, et plus la fréquence de cette onde sera proche de  $\nu_0$ . Un asservissement permet de maintenir le courant des ions  $\text{Cs}^+$  à son maximum ce qui garantit que la fréquence de l'onde dans la cavité est égale à  $\nu_0$ . En pratique, la cavité où se produit l'interaction entre l'atome de césium et la micro-onde est une cavité dite de Ramsey. Elle est moins sensible aux inhomogénéités du champ magnétique et elle augmente le temps d'interaction des atomes avec la micro-onde. La figure 13 (franges de Ramsey) représente la proportion d'atomes ayant changé de niveau en fonction de la fréquence envoyée dans la cavité. La largeur à mi-hauteur du pic central est de l'ordre de quelques dizaines de Hz à 100 Hz dans un étalon primaire.

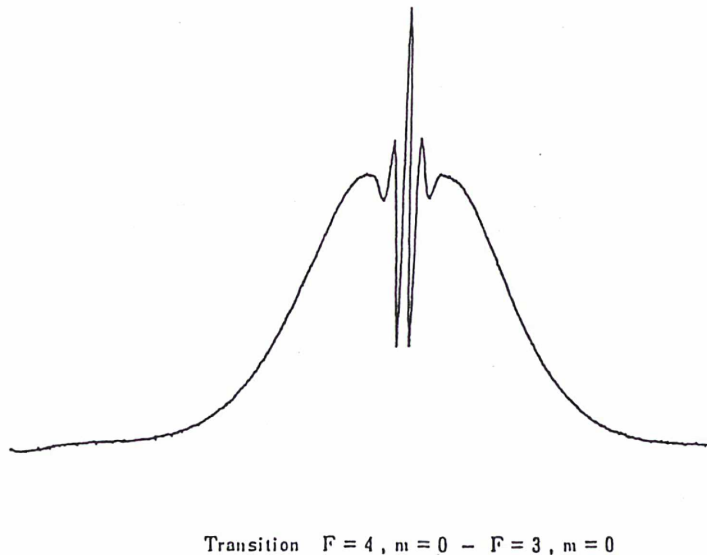


Fig. 13 Franges de Ramsey (Belkhalfi-Bouزيد, 1992)

#### I.4.1.2 Autres horloges atomiques

Les deux autres types d'horloges les plus répandues, à part les étalons à césium, sont les masers à hydrogène atomique et les horloges à rubidium. Comme dans le cas du césium on utilise un phénomène de transition atomique entre deux états hyperfins dont on a levé la dégénérescence par l'application d'un champ magnétique faible. Dans le cas des masers il s'agit des niveaux hyperfins ( $F=1; m_f=0$ ) et ( $F=0; m_f=0$ ) de l'état

fondamental.  $^2S_{1/2}$ . La transition s'effectue à une fréquence de 1420405751 Hz. D'un point de vue technique les masers s'apparente aux horloges à césium. On crée une inversion de population par déflexion magnétique. Les atomes qui ont ainsi été préparés pénètrent dans une enceinte fermée située au milieu d'une cavité hyperfréquence. En compensant les pertes dues aux collisions des atomes avec les parois de l'enceinte, l'énergie électromagnétique produite, de l'ordre du picowatt, permettra d'asservir un oscillateur à quartz par le biais d'une boucle de couplage. En ce qui concerne les horloges à rubidium la transition se situe entre les états ( $F=2; m_f=0$ ) et ( $F=1; m_f=0$ ) du niveau fondamental  $^5S_{1/2}$  à une fréquence de 6834.685 MHz. L'inversion de population est cette fois créée par pompage optique. Ce procédé a été proposé par Kastler en 1950. Il met en jeu le niveau fondamental du rubidium et un niveau excité  $^5P_{3/2}$ . Les atomes se trouvant à l'état fondamental dans le niveau hyperfin ( $F=1; m_f=0$ ) sont excités pour passer au niveau excité  $^5P_{3/2}$ . Par la suite, et ce par émission spontanée, les électrons de  $^5P_{3/2}$  vont retomber sur  $^5S_{1/2}$  ( $F=1; m_f=0$ ) ou ils se partagent également les niveaux hyperfins ( $F=2; m_f=0$ ) et ( $F=1; m_f=0$ ). Les électrons qui ont abouti sur  $^5S_{1/2}$  ( $F=1; m_f=0$ ) sont alors de nouveau excités et repartent sur le niveau  $^5P_{3/2}$ . C'est la reprise du mécanisme précédent. Le niveau  $^5S_{1/2}$  ( $F=1; m_f=0$ ) se dépeuple progressivement au profit de  $^5S_{1/2}$  ( $F=2; m_f=0$ ) et on crée ainsi l'inversion de population désirée. Si la fréquence de l'onde électromagnétique injectée dans la cavité est égale à 6834.685 Mhz les atomes repartent sur le niveau  $^5S_{1/2}$  ( $F=1; m_f=0$ ). Ils redeviennent alors sensibles aux photons qui ont créé le pompage optique. L'absorption résultante est alors mesurée par une cellule photoélectrique dont le signal de sortie asservit un synthétiseur à quartz.

#### **I.4.2 Les étalons atomiques actuels et leur performance**

Le tableau 5 (Juompan B., 1994) donne les performances de quelques étalons de fréquence.

Caractéristique	Césium		Maser	Rubidium
	Haute performance	Performance standard	Hydrogène (actif)	
Stabilité sur 1 s	$5 \times 10^{-12}$	$1 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-13}$	$3 \times 10^{-11}$
Stabilité sur $10^3$ s	$3 \times 10^{-13}$	$2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-15}$	$1 \times 10^{-12}$
Stabilité sur $10^4$ s	$3 \times 10^{-14}$	$2 \times 10^{-13}$	$2 \times 10^{-15}$	
Dérive			$2 \times 10^{-16}/\text{an}$	$< 4 \times 10^{-11}/\text{mois}$
Exactitude	$\pm 1 \times 10^{-12}$	$\pm 1 \text{ à } 5 \times 10^{-12}$	$\pm 2 \times 10^{-12}$	
Reproductibilité	$\pm 5 \times 10^{-13}$	$\pm 2 \times 10^{-12}$		
Sensibilité à la $t^\circ$	$< 3 \times 10^{-13}/0-55^\circ\text{C}$	$< 5 \times 10^{-13}/0-55^\circ\text{C}$	$3 \times 10^{-14}/^\circ\text{C}$	$< 3 \times 10^{-11}/-25-65^\circ\text{C}$
#au champ magn.	$< 2 \times 10^{-13}/2 \times 10^4 \text{T}$	$< 2 \times 10^{-13}/2 \times 10^4 \text{T}$	$< 2 \times 10^{-13}/1 \times 10^4 \text{T}$	$< 3 \times 10^{-11}/1 \times 10^4 \text{T}$
# à la pression	$< 1 \times 10^{-13}/0-13 \text{km}$	$< 1 \times 10^{-13}/0-13 \text{km}$	$< 1 \times 10^{-13}/\text{mBar}$	$< 1 \times 10^{-11}/\text{mBar}$
Consommation	60 W	60 W	100 W	13 W
Encombrement	30 dm <sup>3</sup>	30 dm <sup>3</sup>	500 dm <sup>3</sup>	1 dm <sup>3</sup>
Masse	30 kg	30 kg	50 à 200kg	1,5 kg
Prix approximatif	550 kF	450 kF	0,5 à 2,5 MF	60 kF

Tab. 5 Performances de quelques étalons de fréquence

Elles sont basées sur des considérations empiriques et sur les spécifications des constructeurs. Les césiums notés « haute performance » sont les horloges HP5071A (Hewlet Packard) alors que les césiums de « performance standard » sont les HP5061A ou les FTS4040. Le tableau 6 (de Clercq E., 1996) donne quand à lui les performances de quelques étalons primaires de laboratoire. La rubrique de ce tableau intitulée « largeur de raie » correspond à la largeur à mi hauteur du pic central des franges de Ramsey. Elle est proportionnelle à la vitesse moyenne des atomes dans le jet et inversement proportionnelle à la distance entre les deux bras de la cavité, ou encore, ce qui revient au même, elle est proportionnelle à l'inverse du temps de séjour des atomes dans la cavité. Plus  $\Delta f$  est petit plus la fréquence envoyée dans la cavité est proche de  $\nu_0$ .

	Exactitude	$\Delta f$ (Hz)
JPO	$11 \cdot 10^{-14}$	100
NIST 7	$1,0 \cdot 10^{-14}$	65
PTB Cs2	$1,5 \cdot 10^{-14}$	60
FO1	$0,3 \cdot 10^{-14}$	1

Tab. 6 Performances de quelques étalons primaires de fréquence

Les étalons LPTF-JPO et NIST-7 sont des étalons à pompage optique (Rovera G.D., de Clercq E., Clairon A., 1994, Drullinger et al., 1991) alors que PTB-Cs2 est un étalon à déflexion magnétique (Bauch A., 1987). Le cas de la fontaine est très différent (LPTF, 1993, Clairon A., 1995). Elle est constituée de trois régions distinctes: une source

d'atomes froids, une région où règne le champ C et où a lieu l'interaction micro-onde et enfin la zone de détection. La source d'atomes froids (Clairon A. et al, 1992) est constituée de 6 lasers indépendants qui capturent et refroidissent les atomes de césium dans une cellule où règne une faible pression. Les atomes sont alors envoyés dans la cavité avec une vitesse très faible, de l'ordre de 100 fois inférieure aux vitesses atteintes dans les étalons à pompage ou à déflection. Grâce à l'action de la gravité les atomes repassent une seconde fois dans la cavité et subissent à nouveau l'interaction micro-onde. Ils arrivent alors dans la troisième zone de la fontaine où deux faisceaux lasers détectent, par fluorescence, les atomes qui se trouvent dans les niveaux  $F=3$  et  $F=4$  (Clairon A. et al, 1991). La figure 14 représente, à des fins de comparaisons, les courbes de stabilité de divers étalons à césium commerciaux ou de laboratoire et d'un rubidium.

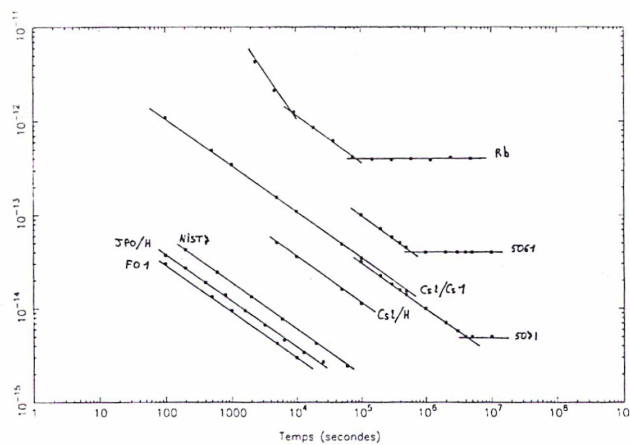


Fig. 14 Stabilité comparée de divers étalons atomiques de fréquence

### I.4.3 Les étalons atomiques à venir et leurs performances

Vessot (Vessot, 1991) a résumé les performances potentielles des futurs étalons atomiques tel que les masers cryogéniques à hydrogène, les fontaine à césium, les pièges à ions mercure... Les variances d'Allan prédites sont résumées sur la figure 15. Ses analyses montrent qu'il serait possible d'obtenir des stabilités de l'ordre de  $10^{-16}$  à  $10^{-17}$  pour des temps de moyennage de l'ordre de quelques centaines de jours.

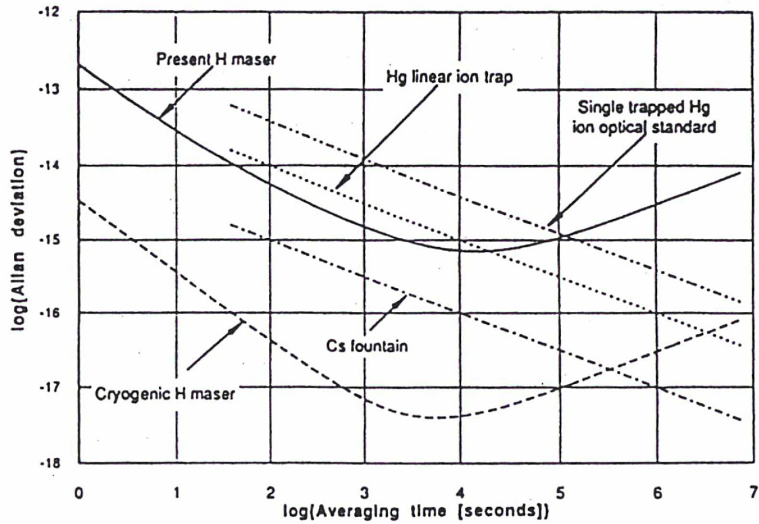
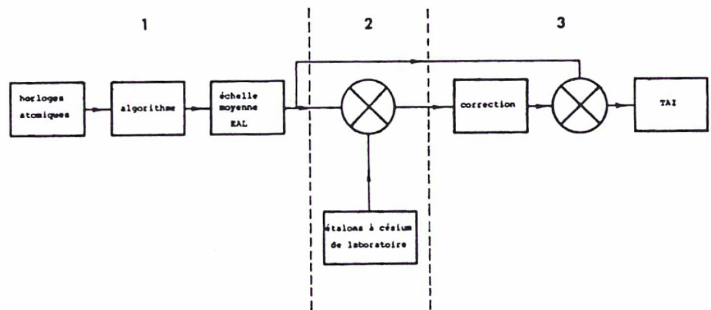


Fig. 15 Stabilité des étalons atomiques de fréquence du futur (Vessot, 1991)

### I.5 Exemple de calcul d'une échelle de temps atomique: le TAI

Depuis 1988, la section temps du BIPM est officiellement chargée d'établir le TAI qui est la référence mondiale de temps scientifique. Le TAI résulte d'un algorithme qui lui assure stabilité et exactitude comme l'indique le schéma suivant (Granveaud M.,1987)

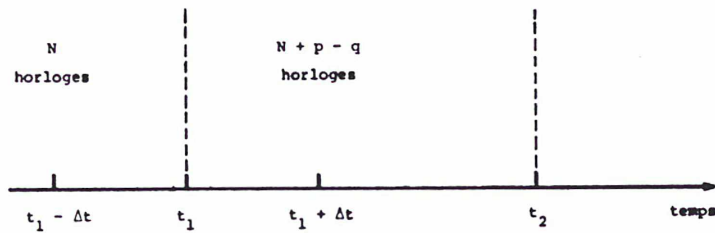


La stabilité est obtenue par la mise en commun d'un large ensemble d'horloges atomiques fonctionnant dans les laboratoires métrologiques. En 1995, environ 200 horloges et 50 laboratoires participent au TAI. Ils possèdent essentiellement des étalons à césium commerciaux mais aussi quelques masers à hydrogène et des étalons de laboratoires. L'exactitude du TAI résulte d'un asservissement de la durée unitaire sur les meilleures réalisations de la seconde par les étalons et horloges de laboratoire.

Soit  $ECH(t)$  l'expression mathématique de la référence  $E$  calculée comme une moyenne des lectures de  $N$  horloges

$$ECH(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i(t), t \leq t_1$$

ou  $H_i(t)$  est la lecture de l'horloge  $i$  à la date  $t$ . Supposons que  $p$  nouvelles horloges soient introduites et  $q$  retirées à la date  $t_1$ .



Pour  $t_1$  et les dates postérieures à  $t_1$ , la moyenne des données des  $(N+p-q)$  horloges donne

$$ECI(t) = \frac{1}{N + p - q} \sum_{i=1}^{N+p-q} H_i(t), t \geq t_1$$

En général on a

$$ECH(t_1) \neq ECI(t_1)$$

$$\left. \frac{d}{dt} ECH(t) \right|_{t_1} \neq \left. \frac{d}{dt} ECI(t) \right|_{t_1}$$

On dit que la référence est continue en temps et en marche si on peut calculer  $A$  et  $B$  tels que

$$ECH(t) = ECI(t) + A + B(t - t_1)$$

avec

$$ECH'(t_1) = ECH(t_1)$$

$$\left. \frac{d}{dt} ECH(t) \right|_{t_1} = \left. \frac{d}{dt} ECH(t) \right|_{t_1}$$



On en déduit que

$$ECI(t_1) + A = ECH(t_1)$$

soit encore

$$\begin{aligned} A &= ECH(t_1) - ECI(t_1) = ECH'(t_1) - ECI(t_1) \\ &= \frac{1}{N+p-q} (N+p-q) ECH'(t_1) - \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} H_i(t) \end{aligned}$$

et donc

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} [ECH'(t_1) - H_i(t_1)] \\ &= \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [H_j(t_1) - H_i(t_1)] \right] \end{aligned}$$

On trouve encore que

$$\begin{aligned} \left. \frac{d}{dt} ECH(t) \right|_{t_1} &= \left. \frac{d}{dt} ECI(t) \right|_{t_1} + B = \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left. \frac{d}{dt} H_i(t) \right|_{t_1} + B \\ &= \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left. \frac{d}{dt} ECH(t) \right|_{t_1} \end{aligned}$$

Le coefficient B s'écrit donc

$$B = \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left. \frac{d}{dt} [ECH'(t) - H_i(t)] \right|_{t_1}$$

On en déduit donc l'expression de ECH'(t)

$$ECH'(t) = \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} H_i(t) + \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N H_j(t) - H_i(t) \right] \\ + \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \frac{d}{dt} [ECH'(t) - H_i(t)]_{t_1} \cdot (t - t_1)$$

Finalement on a

$$ECH'(t) = \frac{1}{N+p-q} \sum_{i=1}^{N+p-q} \left[ H_i(t) + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N H_j(t_1) - H_i(t_1) + \frac{d}{dt} [ECH'(t) - H_i(t)]_{t_1} \cdot (t - t_1) \right]$$

Cette équation est une équation récurrente car  $ECH'(t)$  apparaît des deux cotés de l'égalité. Pour la résoudre on est amené à faire une prédiction de la quantité

$$\frac{d}{dt} [ECH'(t) - H_i(t)]_{t_1}$$

Pour l'instant cette fréquence prédite pour  $t$  entre  $t_1$  et  $t_2$  est prise constante sur cet intervalle de deux mois. On suppose qu'elle est égale à la fréquence obtenue sur l'intervalle précédent en ajustant les données de l'horloge  $i$  par la méthode des moindres carrés (en fait on prend la pente de la droite obtenue). Des études sont en cours au LPTF pour remplacer cette méthode par une méthode de prédiction statistique (ARIMA pour Auto Regressive Integrated Moving Average) dans le cas du Temps Atomique Français (TAF).

La valeur de  $ECH'(t)$  déduite par ce procédé est une moyenne simple. Appelons  $P_i(t)$  le poids de la  $i^{\text{ème}}$  horloge au temps  $t$ . En effectuant cette fois ci une moyenne pondérée on obtient

$$ECH'(t) = \frac{1}{\sum_{j=1}^{N+p-q} P_j(t)} \sum_{i=1}^{N+p-q} P_i(t) \left[ H_i(t) + ECH(t_1) - H_i(t_1) + (t - t_1) \frac{d}{dt} [ECH'(t) - H_i(t)]_{t_1} \right]$$

soit finalement, en appelant  $p_i(t)$  le poids normalisé de la  $i^{\text{ème}}$  horloge au temps  $t$

$$ECH'(t) = \sum_{i=1}^{N+p-q} p_i(t) \left[ H_i(t) + ECH(t_1) - H_i(t_1) + (t - t_1) \frac{d}{dt} [ECH(t) - H_i(t)]_{t_1} \right]$$

On peut aussi introduire un poids  $p_i(t)$  qui pondère les données actuelles et qui caractérise le fonctionnement à court terme ainsi qu'un poids  $p_i'(t)$  qui pondère la prédiction de marche et qui caractérise le fonctionnement à long terme.

Voyons tout d'abord les horloges qui fonctionnent depuis au moins un an. Les marches moyennes d'une horloge notée  $B_1 \dots B_6$  en ns/j.  $B_6$  est la marche d'une horloge dans l'intervalle de temps pour lequel on détermine  $ECH'(t)$ . La variance à six échantillons des  $B_i$  s'écrit

$$\sigma^2(6, \tau = 2 \text{ mois}) = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^6 \left[ B_i - \frac{1}{6} \sum_{j=1}^6 B_j \right]^2$$

On pose alors

$$w_1 = \frac{1000}{\sigma^2(6,2)}$$

et on prend

$$\begin{aligned} w_2 &= w_1 & \text{si} & \quad w_1 \leq 1000 \\ w_2 &= 100 & \text{si} & \quad w_1 \geq 100 \end{aligned}$$

Considérons maintenant des horloges dont le fonctionnement n'atteint pas un an et pour lesquelles  $N$  échantillons

$$B_{6-N+1}, B_{6-N+2}, \dots, B_6 \quad 3 \leq N \leq 5$$

sont disponibles. La variance à 6 échantillons est alors donnée par

$$\sigma^2(6,2) = \frac{6}{N} \sigma^2(N,2)$$

On en déduit alors le poids  $w_2$  par les formules données plus haut. Si  $N$  vaut 1 ou 2 alors  $w_2$  est pris égal à zéro. Le poids final est attribué après un test de détection d'un comportement anormal.

Si le nombre  $N$  d'échantillons vaut 1 ou 2 le poids  $w$  prend une valeur nulle. Si  $N$  est compris entre 3 et 6 on procède de la façon suivante. On calcul d'abord

$$\bar{B} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N-1} B_{6-N+i}$$

$$S_1^2 = \frac{6}{N} \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^{N-1} (B_{6-N+i} - \bar{B})^2$$

$S_1^2$  est une estimation de la variance à 6 échantillons. On prend alors

$$\begin{aligned} S &= S_1 && \text{si } S_1 \geq 3.16 \text{ ns/j} \\ S &= 3.16 \text{ ns/j} && \text{si } S_1 < 3.16 \text{ ns/j} \end{aligned}$$

On calcule alors la quantité

$$R = |B_6 - \bar{B}| \cdot S^{-1}$$

$B_6$  et  $\bar{B}$  étant exprimés en ns/j. Le poids final  $w$  vaut alors zéro si  $R$  est supérieur ou égal à 3 et  $w_2$  si  $R$  est inférieur à 3.

Avec cette procédure de pondération et de sauvegarde, une horloge nouvelle reçoit un poids nul pendant une période test couvrant deux intervalles consécutifs de deux mois. L'échelle de temps ECH'(t) calculée ainsi est ce que l'on nomme EAL (Echelle Atomique Libre). Pour passer au TAI il faut effectuer des corrections de fréquences par comparaison avec des étalons primaires de laboratoire. Ces corrections de fréquences sont plus petites que les fluctuations de fréquence de l'échelle de temps pour préserver sa stabilité. Elles sont décidées par comparaison de la fréquence d'EAL avec une combinaison des fréquences des divers étalons primaires de fréquence existant dans le

monde (Azoubib et al, 1977). Les différentes corrections de fréquence effectuées depuis 1977 sont publiées dans les rapports annuels du BIPM.

L'algorithme ci dessus décrit, ALGOS, n'est bien sur pas le seul algorithme permettant de calculer une échelle de temps. L'échelle AT1 du NIST (National Institut of Standard and Technology) est une échelle moyenne déduite des mesures de phase effectuées sur une dizaine d'horloges commerciales à césium. La procédure de pondération permet d'optimiser la stabilité, l'ensemble de l'échelle de temps étant corrigée en fréquence afin d'assurer l'exactitude de son intervalle unitaire en se référant aux étalons NBS-6 et NIST-7 (Tavella, Thomas C.,1991). Un algorithme assez similaire a également été mis au point par d'autres (Braudenberger, 1976).

## **I.6 Les comparaisons d'horloges à distance**

### **I.6.1 Méthodes « historiques »**

Les trois méthodes qui vont maintenant être décrites sont des méthodes qui peuvent être qualifiées « d'historiques » dans le sens ou elles ont été très utilisées dans les laboratoires temps/fréquence il y a encore quelques années. A l'heure actuelle ces méthodes tombent en désuétude soit parcequ'elles ne peuvent rivaliser en précision ou en exactitude avec les méthodes satellites actuelles, soit parce que les progrès de la technique les condamne à plus ou moins long terme.

#### **I.6.1.1 Comparaison par télévision**

Les premières comparaisons d'horloges par télévision (TV) eurent lieu en 1965 (Tolman et al, 1967). Cette expérience mettait en jeu deux horloges situées l'une à Prague et l'autre à Potsdam (distantes de 300 Km). Le principe de la méthode est de recevoir quasi simultanément dans les deux laboratoires un signal présent dans la trame de l'image TV. En France ce signal est appelé barre B2. Il est située dans une ligne de test du retour de trame (figure 16). Cette référence est alors comparée aux sorties 1 pps des deux horloges. La différence des mesures effectuées dans les deux laboratoires donne alors la différence de lecture des horloges à une constante près. Cette constante correspond aux temps de propagation des signaux TV. Ces temps de propagation sont

dus aux parcours différents effectués par l'impulsion de télévision de l'émetteur jusqu'aux deux laboratoires (trajets des signaux dans l'air, retards dans les circuits électroniques des récepteurs, des relais, des émetteurs,...).

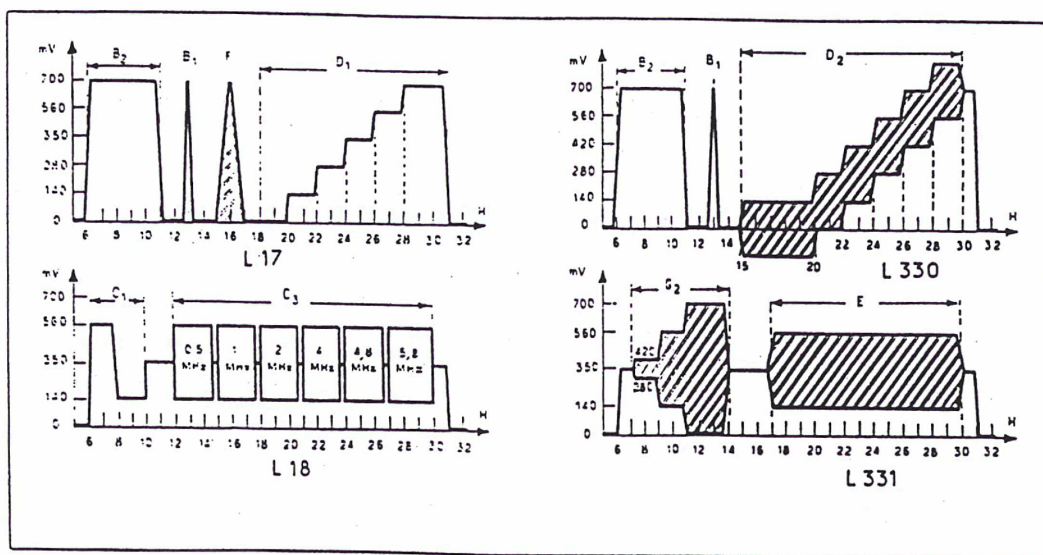


Fig. 16 Caractéristique des signaux de test des lignes 17, 18, 330 et 331 dans le retour de trame (Besson, 1986)

L'évaluation du retard dû aux trajets des signaux dans l'air se fait simplement en utilisant les coordonnées géodésiques des laboratoires ainsi que la vitesse de la lumière. Les retards propres aux récepteurs sont généralement connus par des simulations en laboratoire. Le retard global peut être estimé soit grâce à un transport d'horloge soit par un transport de récepteur GPS. L'incertitude sur les temps de trajet peut alors être abaissée à quelques dizaines de nanosecondes. La précision de mesure des liaisons TV dépend des appareils et du choix de l'impulsion servant de repère temporel. Des études menées à l'observatoire de Paris ont montrées qu'en utilisant une impulsion particulièrement bien définie et des récepteurs de réalisation sophistiquée on pouvait réduire la dispersion des mesures à quelques nanosecondes au mieux (Parcelier, Fréon, 19XX). Dans le cas particulier du raccordement de l'horloge à rubidium de la station de Nançay à l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris, la précision de lecture de la liaison TV est de l'ordre de 30 ns ( $1\sigma$ ) (Fréon, 1992). L'inexactitude des comparaisons TV est mesurée à l'aide d'un transport d'horloge. Elle peut également être estimée de façon empirique. Toujours dans le cas particulier de Nançay, l'exactitude de

la comparaison par TV est de l'ordre de 50 ns ( $1\sigma$ ). Ptacek (Ptacek, 1978) a montré qu'entre Prague et Brunswick la durée de propagation des signaux a varié de moins de 200 ns entre 1971 et 1977. Quand à la stabilité, celle ci est rarement mesurée. Tout au plus peut on dire qu'elle apporte du bruit blanc de phase pour des durées d'échantillonnage allant jusqu'à un jour au plus. La perspective d'une numérisation des signaux de télévision hertzienne réduit cependant l'intérêt de cette technique pour les signaux transitant par des relais. Des études ont été menées sur la comparaison d'horloges à l'aide des signaux de télévision directe diffusés par les satellites géostationnaires. Avec une orbitographie relativement précise, des incertitudes de l'ordre de 10 ns sont atteintes, pour des longueurs de base de quelques centaines de Km (F. Meyer et al, 1992).

### **I.6.1.2 Comparaison par transport d'horloge**

Le principe de cette méthode, en usage jusqu'à la fin des années 70, est de positionner une horloge tour à tour près des horloges à comparer. La différence de phase entre les deux horloges fixes s'obtient alors simplement en faisant la différence des décalages mesurés. Le retour de l'horloge mobile près de la première horloge fixe (bouclage) permet de s'assurer que l'horloge mobile n'a pas subi de saut de phase dus à son transport. Les différences de phase entre les horloges étant extrêmement petites on doit tenir compte des corrections relativistes dues aux variations du potentiel gravitationnel terrestre lors du transport de l'horloge et de sa vitesse de déplacement. Cependant cette technique n'est plus employée à l'heure actuelle car elle est très lourde à mettre en oeuvre. De plus les oscillateurs sont sensibles aux chocs, aux variations climatiques et à celles du champ magnétique terrestre. Enfin les transport d'horloge atomique par la voie des airs sont aujourd'hui très réglementés. Tout cela fait que la méthode a peu à peu été oubliée bien qu'elle puisse conduire à une exactitude de la comparaison des horloges de quelques dizaines de ns.

### **I.6.1.3 Comparaison par Loran-C**

Le Loran-C permet des comparaisons d'horloges avec une exactitude de 50 ns à 200 ns. La fréquence utilisée est de 100 KHz. Le signal est une succession de

trains d'onde de 1 ms chacun. Puisque ces derniers ne sont pas datés à l'émission, la comparaison d'horloges est affectée d'une ambiguïté multiple de 1 ms, que seul un étalonnage initial de la liaison permet de lever. Une impulsion émise par la station Loran-C est diffusée de deux façons: par réflexion sur les hautes couches de l'atmosphère et par propagation au sol. La qualité des mesures est souvent dégradée par l'instabilité des conditions de propagation. Toutefois, à 100 KHz, l'onde de sol arrivant environ 30  $\mu$ s avant l'onde réfléchie par l'ionosphère, la seconde est facilement dissociable de la première, ce qui réduit une composante essentielle du bruit. L'exactitude des comparaisons d'horloges terrestres est limitée par la difficulté de modéliser les réflexions successives des ondes sur le sol puis sur l'ionosphère. Aux très hautes fréquences, les réflexions ionosphériques sont supprimées et ne subsistent que les signaux se propageant en ligne directe. Ceux-ci sont toutefois de courte portée.

## **I.6.2 Méthodes utilisant les satellites**

### **I.6.2.1 Le Global Positioning System (GPS)**

La description suivante du système GPS est principalement extraite de la Thèse de B. Juompan: Métrologie des comparaisons d'horloges par satellites (Juompan, 1994). Comme tout système spatial, le GPS est constitué de trois segments. Ces derniers génèrent ou traitent des signaux ayant une structure particulière.

-Le segment spatial est composé de 24 satellites placés sur six orbites quasi circulaires ( $e=0.02$ ) inclinées à  $55^\circ$ . Orbitant à 20000 Km d'altitude, ces satellites ont une période de révolution de 12 heures sidérales. La Terre ayant quand à elle une période de rotation de 24 heures moyennes, un satellite passe au méridien d'un lieu une seule fois par jour et d'un jour au suivant, il passe au méridien de ce lieu avec une avance de  $3^m56^s$ . A ce jour, un seul satellite (n°12) du système pré-opérationnel, dit du block 1 est encore en service. Ceux du système opérationnel, dit du block 2 sont réputés plus fiables, de par la qualité de l'électronique et des horloges embarquées. Il est d'ailleurs probable que les satellites de la génération future (block-2R) mesureront leur éloignement réciproque grâce aux équipements de télémétrie embarqués.

-Le segment de contrôle est composé de cinq stations de surveillance réparties autour du globe, qui reçoivent en permanence les signaux émis par les différents satellites en



visibilité. Les données sont transmises à la station maîtresse, située à Colorado Springs, qui les traite et met à jour les messages de navigation. Ces derniers sont ensuite télé chargés à bord des satellites à partir des différentes stations du segment de contrôle. Il peut y avoir plusieurs mises à jour quotidiennes.

-Pour l'utilisateur enfin, la liaison GPS est uniquement descendante. Différents types de récepteurs assurent l'acquisition des données. Certains ne reçoivent que les signaux de la fréquence  $L_1$  (voir plus bas), d'autres ne disposent que d'un canal de réception où n'utilisent pas la connaissance explicite des codes de modulation. Il existe des récepteurs destinés aux applications en géodésie (TurboRogue SNR 8000), en navigation ou en métrologie du temps (AOA TTR-4P, AOA TTR-6A). Ils ont tous des modes de fonctionnement très semblables.

Les satellites du block 2 sont équipés chacun de deux horloges à césium, l'une servant de secours. Deux ondes porteuses polarisées circulairement à droite sont dérivées de la fréquence fondamentale  $f=10.23$  MHz

$$L_1 = 154.f = 1575,42 \text{ MHz}$$

$$L_2 = 120.f = 1227,60 \text{ MHz}$$

Ces porteuses cohérentes sont modulées en phase par deux séquences de codes binaires pseudo-aléatoires qui appartiennent à la famille des codes de Gold:

Le code P (Precise) de fréquence 10.23 MHz

Le code C/A (Coarse Acquisition) de fréquence 1.023 MHz

Alors que le code P module les deux porteuses  $L_1$  et  $L_2$ , le code C/A n'est pour l'instant disponible que sur la porteuse de fréquence  $L_1$ . Depuis le 1<sup>er</sup> février 1994, le code P est crypté sous la forme d'un code Y, uniquement accessible à des utilisateurs agréés. Le message GPS se compose de trames de 1500 bits, représentant 30 secondes. Chaque trame est subdivisée en cinq sous trames de 10 mots, d'une durée de 0.6 seconde chacun. Les trois premières sous trames qui contiennent principalement les coefficients de correction d'horloge et les paramètres des orbites, ne varient généralement d'une trame à l'autre qu'à l'occasion des mises à jour. Les sous trames 4 et 5 comprennent chacune 25 pages se déroulant sur 25 trames consécutives. Ces pages contiennent essentiellement

les almanachs (éphémérides approchées utilisées pour l'accrochage du satellite), les paramètres du modèle ionosphérique et les paramètres du raccordement du temps du GPS à UTC(USNO, Master clock). Rappelons que UTC(USNO, Master clock) est maintenu à moins de 100 ns près de UTC.

Enfin, à la discrétion de l'opérateur du système, le message radio diffusé peut être volontairement dégradé. Aussi distingue-t-on deux types de service. Le Standard Positioning System (SPS) et le Precise Positioning System (PPS). Tandis que le premier est disponible à tous sur le code C/A, l'accès au second est limité aux utilisateurs agréés, au moyen soit d'un cryptage du code P en un code confidentiel Y (Anti Spoofing: A/S), soit d'une dégradation volontaire de la qualité du message radiodiffusé (Selective Availability: SA). La SA peut porter sur les coefficients de correction d'horloge (SA horloge) ou sur les paramètres des éphémérides (SA éphémérides). A ce jour, seule la SA horloge est mise en oeuvre.

### 1.6.2.2 Comparaison d'horloges par la méthode bidirectionnelle

Le principe de la comparaison d'horloges par la technique du « Deux voies » est la suivante. Une première station émet un signal en direction d'un satellite qui va servir de relais pour ce signal vers la seconde station. Un compteur d'intervalle de temps se déclenche au départ du signal. La seconde station émet elle aussi un signal en direction de la première station via le satellite. A l'arrivée de ce signal le compteur d'intervalle de temps est stoppé. La première station mesure donc, dans sa propre référence de temps, la durée qui sépare l'émission du signal vers la seconde station de la réception du signal émis par cette dernière. La seconde station, quand à elle, mesure la durée qui sépare l'émission du signal vers la première station de la réception du signal émis par celle ci, cela dans sa propre référence de temps. On montre alors (Juompan, 1994) que l'équation classique de transfert de temps à deux voies s'écrit

$$\begin{aligned}
 Réf_1 - Réf_2 = & \frac{1}{2} \left[ (I_{TIC_1} - I_{TIC_2}) - (\varepsilon_{Tx_2} + \varepsilon_{dat_{Tx_2}}) - (T_{21} - T_{12}) - (\varepsilon_{Rx_1} - \varepsilon_{Rx_2}) \right] \\
 & + \frac{1}{2} \left[ 2C_{12} + (\varepsilon_{dat_{Tx_1}} + \varepsilon_{Tx_1}) \right]
 \end{aligned}$$

Avec

$Réf_1 - Réf_2$  : différence entre les lecture des horloges 1 et 2

$\varepsilon_{Tx_1}$  : retard dans la chaîne d'émission de la station 1

$T_{21}$  : temps de propagation géométrique affecté du retard atmosphérique de 2 à 1

$\varepsilon_{Rx_1}$  : retard dans la chaîne de réception de la station 1

$C_{12}$  : biais dû à l'effet Sagnac

$\varepsilon_{dat_{Tx_1}}$  : retard de la chaîne de déclenchement du compteur d'intervalle de temps de la station 1

Les sessions de comparaison d'horloges durent environ 2 minutes (durée pour laquelle il a été démontré que le bruit d'observation était un bruit blanc de phase) et sont caractérisées par des écarts types de l'ordre de 0.8 ns. L'exactitude de la comparaison est estimée à 1.7 ns, mais peut descendre à 20 ns en raison de la sensibilité des modems (modulateur-démodulateur) aux conditions environnementales et à cause d'autres instabilités difficiles à modéliser.

### **1.6.2.3 Transfert de temps par tir LASER. L'expérience LASSO**

LASSO, Laser Synchronisation from Stationary Orbit, est une expérience de transfert de temps utilisant un lien laser avec un satellite géostationnaire (Friedelance, 1994, Friedelance, Veillet, 1995). Le but est de synchroniser des horloges se trouvant sur des bases intercontinentale. L'expérience repose sur des stations au sol qui émettent des impulsions laser courtes en direction du satellite. Les stations enregistrent la date de départ de chaque impulsion et la date de retour après réflexion sur le satellite. L'équipement LASSO, monté sur le satellite Météosat 3/P2, enregistre la date d'arrivé du signal lumineux à son bord et un panneau de rétroreflecteurs renvoie vers la Terre une partie des photons reçus. Connaissant la date de départ et la date d'écho à la station on en déduit l'intervalle de temps mis par la lumière pour aller de la station au satellite, soit la date d'arrivée de l'impulsion laser au satellite dans l'échelle de temps de la station. En comparant la date d'arrivée de l'impulsion du satellite, mesurée dans l'échelle de temps de la station et celle mesurée dans l'échelle de temps du satellite on en déduit le décalage entre l'horloge au sol et l'horloge du satellite. Lorsque l'on a ce décalage pour deux

stations, au même instant, on connaît le décalage entre les horloges des stations au sol. Il s'écrit

$$\Delta_{12} = (d_2 - d_1) + \frac{s_1 + r_1}{2} - \frac{s_2 + r_2}{2} + (\tau_1 - \tau_2) - (C_1 - C_2)$$

Avec

$d_1$ : Temps d'arrivé à bord du satellite des impulsions laser émises par la station 1

$s_1$ : Temps de départ de la station 1 des impulsions laser

$r_1$ : Dates d'échos à la station 1

$\tau_1$ : Effet Sagnac

$C_1$ : Retards instrumentaux à la station 1

La précision de la comparaison obtenue est de l'ordre de 100 ps, l'exactitude étant potentiellement meilleure que la ns.

## **I.7 Notions générales sur les pulsars**

### **I.7.1 Les pulsars classiques**

Ce n'est qu'en 1967 que l'existence des pulsars fût démontrée par des radioastronomes anglais de Cambridge (Hewish et al, 1968). Le concept d'étoile à neutrons, en effet, date des années trente (Oppenheimer, Volkoff, 1939, Landau avant ça?). Les pulsars apparaissent à la fin de la vie d'une étoile. "Vivre " pour une étoile signifie consommer son hydrogène pour le transformer en hélium. L'étoile appartient alors à ce que l'on appelle la séquence principale du diagramme de Hertzsprung/Russel. Durant cette phase les forces gravitationnelles tendent à contracter l'étoile alors que les forces de pression radiative tendent au contraire à la dilater. Lorsque les réserves d'hydrogène sont totalement épuisées l'étoile n'a d'autre possibilité que de transformer l'hélium en carbone puis le carbone en oxygène...etc. Cet équilibre subtil entre la force de gravitation et la force de pression radiative engendré par les réactions thermonucléaires va subsister jusqu'à la production du fer. Si la masse initiale de l'étoile est suffisamment importante celle ci va exploser. On assiste alors au phénomène de

supernova. Les couches externes sont alors éjectées et il ne reste plus au centre du nuage de gaz en expansion qu'une petite sphère de neutrons. On peut en effet montrer théoriquement que seule la dégénérescence quantique des neutrons est apte à contrebalancer la contraction gravitationnelle. Cette étoile à neutrons tourne sur elle-même très rapidement (plusieurs fois par seconde) et possède un champ magnétique intense ( $10^{12}$  Gauss). Elle mesure une dizaine de kilomètres de diamètre pour une masse équivalente à celle du Soleil. Dans sa rotation, l'étoile émet un rayonnement radio confiné en deux faisceaux opposés partant des pôles magnétiques (figure 17).

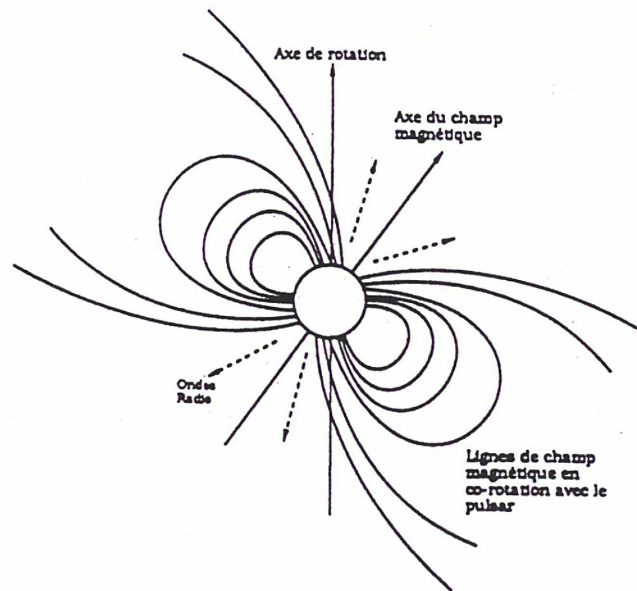


Fig. 17 Magnétosphère d'un pulsar (Fairhead, 1989)

Si l'axe magnétique ne coïncide pas avec l'axe de rotation, ces faisceaux radio, en tournant, balayent l'espace et provoquent les pulsations brèves et périodiques détectées par les radioastronomes: c'est le phénomène pulsar. L'origine de cette émission est encore mal comprise. On sait seulement qu'elle est liée à une perte d'énergie rotationnelle. Le spectre d'émission indique qu'il s'agit d'électrons dont la vitesse est proche de la vitesse de la lumière et qui spiralent le long des lignes de champ magnétique, mais le processus détaillé apparaît extrêmement complexe. Grâce au catalogue de 558 pulsars de Taylor (Taylor, Manchester, Lyne, 1993) on peut constater que les périodes des pulsars classiques s'échelonnent d'environ 0.01s à 5s mais que toutes augmentent légèrement avec le temps. Cette augmentation est une conséquence du fort champ magnétique. Celui-ci, en effet, freine la rotation du pulsar en dissipant une

partie de son énergie rotationnelle. La mesure de la période et de sa dérivée est fondamentale pour déterminer l'ordre de grandeur du champ magnétique ainsi que l'âge caractéristique ( $P / 2\dot{P}$ ) du pulsar. On a pu déterminer ainsi que les pulsars rapides se révèlent aussi les plus jeunes avec le plus fort champ magnétique, en plein accord avec la théorie de formation des étoiles à neutrons dans les explosions de supernovae.

### **1.7.2 Les pulsars millisecondes**

Cette interprétation a été bousculée en 1982 avec la découverte de PSR 1937+21, le premier pulsar milliseconde (Backer et al, 1982). Jusque là, le pulsar le plus rapide connu était PSR 0531+21, avec une période de 33 ms, situé dans la nébuleuse du crabe. Cette nébuleuse correspond au reste d'une explosion de supernova observée par les astronomes Chinois en 1054. Le pulsar du Crabe confirme le lien qui existe entre les pulsars et les supernovae et c'est bien aussi le plus jeune de tous puisqu'il n'a que 942 ans. La plus grande surprise apparut lorsque les astronomes purent mesurer le taux de ralentissement du pulsar milliseconde. Ce pulsar ultrarapide ne se ralentit pratiquement pas: sa période de rotation ne varie que de 0.003 ns par an. Du même coup, l'âge caractéristique du pulsar milliseconde est très élevé, près de 300 millions d'années, comparé à l'âge moyen des autres pulsars, environ 5 millions d'années. On doit également en conclure que le champ magnétique de PSR1937+21 est anormalement faible, environ 1000 fois plus faible que celui des pulsars ordinaires, et donc que peu d'énergie rotationnelle est perdue. Si ce pulsar a eu, dans le passé, un champ magnétique intense et que celui ci s'est affaibli avec le temps, il est effectivement très vieux. Mais alors pourquoi tourne-t-il aussi vite? L'étrangeté des pulsars millisecondes se comprend bien lorsque l'on examine la répartition des périodes et des champs magnétiques de tous les pulsars observés. On peut alors reconstituer l'histoire d'un pulsar. Sur la figure 18 un pulsar classique naît approximativement au centre et en haut du diagramme. Il a une petite période, un fort taux de ralentissement ainsi qu'un champ magnétique intense. Puis comme sa vitesse de rotation diminue, il évolue rapidement vers la droite du diagramme où il passera l'essentiel de son temps avant de disparaître vers le bas de ce dernier. On ne sait pas exactement pourquoi il cesse d'émettre, mais c'est vraisemblablement une conséquence de la faible rotation et du faible champ

magnétique. Le groupe qui se place en bas à gauche de la figure 18 est celui des pulsars millisecondes.

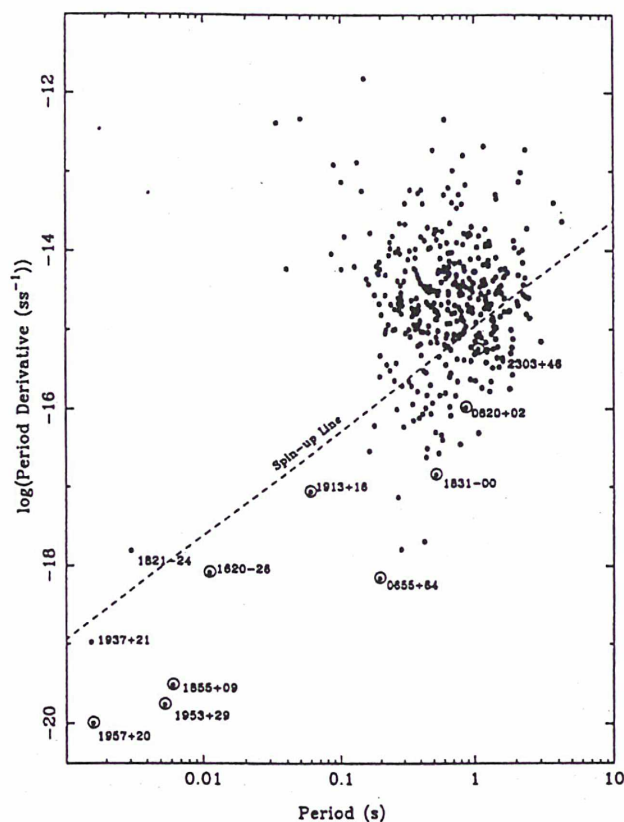


Fig. 18 Diagramme  $P / \dot{P}$  (Lyne et Graham-Smith, 1990)

On pense aujourd'hui que cette classe particulière de pulsar est obtenue par "recyclage" d'une étoile à neutrons. Dans cette théorie, une vieille étoile à neutrons doit appartenir à un système binaire, c'est à dire être liée gravitationnellement à une autre étoile. Cette étoile à neutrons, née de l'explosion d'une supernova, a d'abord été un pulsar actif puis s'est lentement affaibli. Sa rotation est devenue plus lente et son champ magnétique a chuté jusqu'à atteindre  $10^9$  G environ. Finalement elle a cessé de pulser. Son compagnon quant à lui, doit être moins massif. C'est donc le mariage d'une étoile massive qui a rapidement évoluée avec une étoile plus légère qui brûle calmement son hydrogène. Lorsque le compagnon, devenu géante rouge, se dilate au point que son volume dépasse celui de son lobe de Roche, sa matière est transférée vers l'étoile à neutrons. Cette matière forme d'abord un disque d'accrétion. Puis, les frictions à l'intérieur de ce disque la font tomber vers la surface de l'étoile. En tombant, elle cède son moment angulaire et l'étoile se met alors à tourner de plus en plus rapidement. Le pulsar est ravivé et bouge

très vite de la droite vers la gauche de la figure 18. Cette phase de réaccélération peut être mise en évidence par l'observation des rayons X émis. Ce scénario explique bien l'existence de certains pulsars binaires dont les compagnons ont des masses élevées (1 à 1.4 masse solaire) mais beaucoup moins bien les pulsars millisecondes binaires comme PSR 1913+29 ou PSR 1855+09, qui ont des compagnons dont la masse ne dépasse pas  $0.4 M_0$ . On peut penser, en effet, que dans de tels systèmes l'étoile à neutrons pourrait ne pas provenir de l'explosion d'une supernova. Elle serait plutôt formée à partir d'une naine blanche. Une naine blanche est une étoile dont l'effondrement gravitationnel a été arrêté par la pression quantique des électrons. Une telle étoile a une masse maximale limite, appelée masse de Chandrasekhar d'environ  $1.4 M_0$ , au delà de laquelle son propre poids ne peut plus être supporté par la pression des électrons. Si un compagnon lui cède une quantité importante de matière, cette limite pourra être atteinte et même dépassée. On peut montrer (Canal, Schatzman, 1976) qu'une naine blanche pouvait s'effondrer brutalement sans explosion en une étoile à neutrons. Lors de ce processus l'étoile à neutrons acquiert une vitesse de rotation très importante et devient directement un pulsar milliseconde. Tous les scénarios de formation des pulsars millisecondes envisagent donc l'existence d'une étoile à neutrons dans un système binaire. De tels systèmes sont certes très nombreux mais pas suffisamment pour expliquer le nombre de pulsars millisecondes observés. En 1987, Lyne et ses collaborateurs (Lyne et al, 1987) ont découvert PSR 1821-24, le premier pulsar milliseconde situé dans un amas globulaire. Ce fut le début d'un grand nombre de nouvelles découvertes. La découverte initiale de Lyne fit prendre conscience aux astronomes que la densité d'étoiles au sein de ces amas est telle (près d'un million de fois plus élevée qu'au voisinage solaire) que les rencontres fortuites entre étoiles ne sont plus du tout négligeables. Il se peut alors qu'une vieille étoile à neutrons - ou une naine blanche - soit capturée dans l'orbite d'une étoile de faible masse. Toutes les conditions sont alors réunies pour le recyclage d'un pulsar. Près des deux tiers des pulsars millisecondes connus ont été découverts dans des amas globulaires. Tous ces scénarios ne peuvent cependant pas expliquer l'existence des pulsars millisecondes isolés comme par exemple PSR 1937+21. Deux hypothèses semblent actuellement prévaloir. Tout d'abord la dissipation d'énergie par émission d'ondes gravitationnelles. Cet effet prédit par la relativité générale a été observé pour un pulsar binaire qui n'est pas un pulsar milliseconde. Ce pulsar binaire, PSR 1913+16, est constitué de deux étoiles à neutrons orbitant l'une autour de l'autre avec une période de 8



heures. Depuis sa découverte en 1974 (Hulse, Taylor, 1975), cette période a diminué de 1 milliseconde, à cause de la perte d'énergie par rayonnement gravitationnel. A ce rythme, les deux étoiles se rencontreront dans cent millions d'années conduisant ainsi à la formation d'une étoile à neutrons massive avec une période de rotation de quelques millisecondes. La mise en évidence de la diminution de la période orbitale et, corrélativement, la mise en évidence indirecte de l'existence des ondes de gravitation (Taylor et al, 1979) a valu à Hulse et Taylor le prix Nobel de physique 1993. Le second scénario a été imaginé à la suite de la découverte du pulsar milliseconde PSR 1509-58 dans la constellation de la Flèche (Fruchter et al, 1988). Ce pulsar est un pulsar à éclipse dans un système binaire. Toutes les 9.2 heures, ses pulsations radio sont absorbées pendant cinquante minutes, puis fortement retardées pendant quelques vingt minutes. A partir des éléments de l'orbite on déduit que ce pulsar orbite autour d'un minuscule compagnon dont la masse ne peut excéder  $0.02 M_{\odot}$  et le rayon 0.3 rayon solaire. Mais la durée et les caractéristiques de l'éclipse indique par ailleurs que le pulsar passe toutes les 9.2 heures à travers un gigantesque nuage de gaz ionisé dont le diamètre est d'environ 1.5 rayon solaire. Cette énorme atmosphère est sans doute constitué par le gaz du compagnon évaporée par l'intense rayonnement du pulsar (100 fois plus intense que le vent solaire). Celui ci est en train de détruire progressivement son compagnon et se retrouvera bientôt isolé.

Ici prend fin cette description forcément succincte des pulsars. Un tour d'horizon de nos connaissances actuelles des pulsars peut être trouvé dans les actes du congrès de la Société Astronomique du Pacifique qui s'est tenu à Aspen (Etats Unis) en 1994 (Astronomical Society of the Pacific, 1994).

## II OBSERVATION DES PULSARS MILLISECONDES A LA STATION DE RADIO-ASTRONOMIE DE NANCAY

### II.1 Description du radiotélescope et du dispositif d'observation des pulsars millisecondes

#### II.1.1 Le radiotélescope

Le grand radiotélescope à deux miroirs de Nançay est construit suivant un principe assez voisin de celui édifié par J. D. Krauss à l'Université d'Ohio (Ginat, 1966, Krauss, 1986). C'est un instrument méridien dont la partie principale est constituée par un miroir concave fixe ayant son axe principal dirigé vers le nord et sensiblement horizontal. Un miroir plan lui fait face, mobile autour d'un axe horizontal orienté est-ouest. L'inclinaison du miroir plan est réglée de manière qu'il renvoie le rayonnement radioélectrique de l'objet étudié, à sa culmination inférieure ou supérieure, dans la direction de l'axe principal du miroir concave. Ce dernier concentre les ondes en direction d'antennes réceptrices (permettant des observations sur différentes fréquences) placées à son foyer, au voisinage du sol (figure 19).

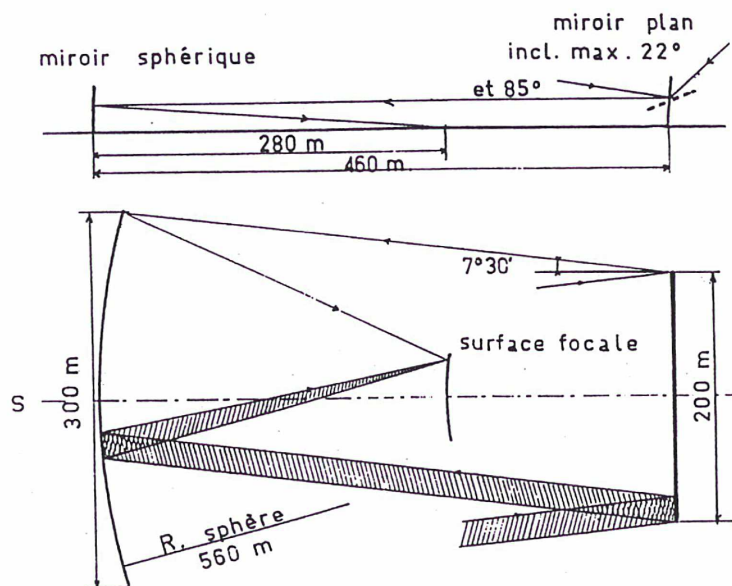


Fig. 19 Schéma du radiotélescope de Nançay (Ginat, 1966)

Les performances de l'instrument se limiteraient à l'observation méridienne dans le cas d'un miroir paraboloidal. Pour pallier à cet inconvénient, il a été fait choix d'un miroir concave sphérique. De cette manière, la latitude d'observation est portée à une demi-heure de part et d'autre de l'heure de passage au méridien local, en déplaçant l'antenne de manière qu'elle suive le déplacement de l'image de la source sur la sphère focale. Le rayon du miroir sphérique est de 560 m alors que ses dimensions dans les plans horizontaux et verticaux sont respectivement de 300 m et 35 m de longueur développée. La surface réalisée est sphérique dans le plan vertical et est une approximation polygonale de sphère à facettes de 2.5 m dans le plan horizontal. Le miroir plan, quant à lui, mesure 200 m de long pour 40 m de haut. Il se compose de dix panneaux juxtaposés de 40 m de haut pour 20 m de long, orientés face au sud et pesant chacun 40 t. Chaque élément tourne de 90° autour d'un axe horizontal et orienté est-ouest à 21 m au dessus du sol. La position horizontale qui correspond à une surface apparente nulle (vue du miroir sphérique) est une position de repos. La zone utile d'exploitation du miroir est comprise entre 30° et 90° d'inclinaison. La précision de son pointage est de l'ordre de la minute d'arc. Celle ci est obtenue grâce à un système mécanique qui permet d'asservir certains miroirs « esclaves » (n° 1, 3, 5, 8, 10) aux miroirs maîtres (n° 2, 4, 7, 9). La longueur développée du chemin de roulement sur lequel se déplacent les antennes focales est de 100 m soit 7.5° de part et d'autre du méridien. L'ensemble du radiotélescope a été construit sur deux périodes. La première de 1958 à 1960 où le cinquième de la surface totale a été réalisée et la seconde de 1962 à 1964 pour l'extension aux dimensions définitives. La période de 1962 à 1964 ayant servi à vérifier la viabilité du projet. Le radiotélescope de Nançay est capable d'observer à trois longueurs d'onde différentes: 21 cm (1420405.75 Khz) qui correspond à la transition entre les deux sous niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène, 18 cm qui correspond à plusieurs raies de structure fine et hyperfine du radical oxhydril OH et dont les deux principales sont respectivement à 1667 MHz et 1665 MHz et enfin 9 cm qui correspond à une raie moléculaire de structure fine du radical CH. Signalons enfin que le radiotélescope doit être équipé d'un nouveau système focal, au coeur du projet FORT (Foyer optimisé pour le radio télescope), qui permettra une réduction du bruit de sol et une amélioration importante en sensibilité permettant l'observation de sources plus faibles et plus lointaines. Ce projet est aussi une étape vers la conception d'un radiotélescope international beaucoup plus ambitieux à l'horizon 2010.

## II.1.2 Dispositif d'observation des pulsars

### II.1.2.1 Dispersion du signal due au milieu interstellaire

Comme on le sait le milieu interstellaire est un milieu dispersif autrement dit les fréquences constituant une onde électromagnétique n'arrivent pas toutes en même temps au foyer du radiotélescope. La relation qui lie la fréquence  $\nu$  d'une onde électromagnétique ( en MHz) au retard  $t$  de cette dernière ( en s) par rapport à une onde de fréquence infinie s'écrit

$$t = \frac{k \cdot DM}{\nu^2}, \text{ avec } k = \frac{e^2}{8\pi^2 c \epsilon_0 m_e} = 4,14879 \cdot 10^3 \text{ cm}^3 \text{ pc}^{-1} \text{ MHz}$$

$e$  est la charge de l'électron,  $m_e$  sa masse,  $\epsilon_0$  la constante diélectrique du vide et  $c$  la vitesse de la lumière.

DM est la densité électronique surfacique de la colonne de visée entre l'observateur et le pulsar

$$DM = \int_0^L N(l) dl$$

Cette intégrale est appelée mesure de dispersion (Dispersion Mesure) et est donnée en électrons par  $\text{cm}^3$  à un parsec ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$ ).

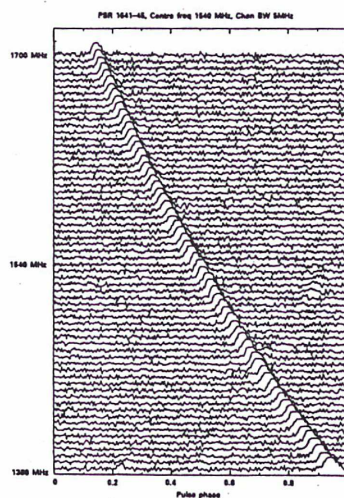


Fig. 20 Dispersion du signal d'un pulsar par le milieu interstellaire (Lyne et Graham-Smith, 1990)

La figure 20 montre l'effet de la dispersion due au milieu interstellaire sur le signal du pulsar PSR1641-45 (Lyne, Graham-Smith, 1990). A cause de cette propriété particulière du milieu interstellaire, le signal provenant d'un pulsar est « dédispersé » avant utilisation afin d'augmenter le rapport signal sur bruit.

## II.1.2.2 Le dédispenseur

### II.1.2.2.1 Système actuel

Le premier prototype de dédispenseur a été construit par F. Biraud de l'Observatoire de Paris (section de Meudon). Il a permis d'observer le pulsar rapide PSR1937+21 pour la première fois à Nançay le 13 mars 1987. La version finale du dédispenseur à une voie, mise au point par D. Aubry, J. P. Drouhin, et B. Darchy, 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, la version actuelle du dédispenseur à quatre voies, mise au point avec la participation d'I. Cognard, fonctionne depuis décembre 1991 et a permis un chronométrage régulier des deux pulsars précédents. Pour une description plus détaillée que celle qui va suivre, on pourra se référer à la Thèse d'I. Cognard (Cognard, 1993). Le principe de base est 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. Par battement, le signal résultant se trouve à fréquence fixe et peut être analysé par l'autocorrélateur de la station. Afin d'améliorer ce schéma de principe, le dédispenseur de Nançay est muni d'une boucle d'asservissement permettant de contrôler le balayage du signal. Lorsque le signal du pulsar est dédispersé il faut encore intégrer les impulsions reçues afin d'améliorer le rapport signal à bruit : dans le cas de PSR1937+21 le flux reçu sur la Terre est de l'ordre de 15 mJy à 1400 MHz. Le dédispenseur doit donc remplir deux fonctions principales. D'une part synthétiser la période apparente du pulsar et d'autre part reproduire la dérive en fréquence du signal pulsar. La synthèse de la phase se déroule de la façon suivante. On charge dans un registre additionneur de 37 bits une phase de départ  $\varphi_0$  et un incrément de phase  $\Delta\varphi$  tous deux calculés grâce à un logiciel. L'incrément  $\Delta\varphi$  est ajouté en « hardware » à chaque coups d'horloge (toutes les 100 ns) et ce pendant 209.72 ms. Ce temps correspond au temps maximum pendant lequel l'approximation linéaire de la phase reste valable. Au bout de 209.72 ms l'écart entre la phase synthétisée et la phase réelle est supérieure à  $10^{-5}$  de la période ce qui n'est plus

acceptable. On calcul donc en « software » de nouvelles valeurs de  $\varphi_0$  et de  $\Delta\varphi$ . C'est la reprise du mécanisme précédent pendant les 209.72 ms suivantes. Ce processus se répète pendant une période de 26.844 s que l'on appelle une phase. La phase numéro n est une phase « source » alors que la phase numéro n+1 est un phase « comparaison » (voir plus loin). On montre facilement (Fairhead, 1989) que l'approximation linéaire de la phase introduit une erreur, par rapport à la phase réelle, de plus de 100 ns (une période de l'horloge maîtresse) au bout de 40 s ce qui n'est plus acceptable. Le dédisperseur doit donc utiliser des valeurs différentes de  $\varphi_0$  et de  $\Delta\varphi$  toutes les 40 s. En pratique comme la période de l'horloge maîtresse est de 100 ns on prend la puissance de 2 (en unité de 100 ns) immédiatement inférieure à 40 s soit  $2^{28}$  ( $2^{29}$  est égale à 53.687 s qui est supérieur à 40s). C'est la reprise du mécanisme précédent pendant les 26.844 s suivantes et ainsi de suite pendant l'heure d'observation. Une observation typique à Nançay peut être constituée de 70 cycles pour PSR1937+21, un cycle étant la soustraction de deux phases consécutives, une source et une comparaison, afin de limiter le bruit du récepteur. Les deux phases sont légèrement décalées en fréquence afin que les signaux ne se chevauchent pas.

La synthèse du balayage en fréquence est effectuée à l'aide d'un VCO (Voltage Controlled Oscillator). Il s'agit d'un oscillateur dont la fréquence de sortie est fonction de la tension d'entrée. Le VCO du dispositif de chronométrage est commandé par une tension électrique en dent de scie. Cette tension doit obéir à la loi de dispersion

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

Une bonne approximation consiste à prendre

$$v = v_0 + v_1 t + v_2 t^2$$

avec

$$v_0 = 80 - \frac{B}{2}$$

$$v_1 = \frac{dv}{dt} = \frac{-v^3}{2.k.DM}$$

$$v_2 = \frac{d^2v}{dt^2} = \frac{3v^5}{4.k^2.DM^2}$$

Le nombre 80 vient du fait que la chaîne de moyenne fréquence comprend un oscillateur local à 80 MHz. La quantité B représente la bande de dispersion du pulsar considéré qui est l'analogie dans le domaine des fréquences de la période P dans le domaine temporel

$$B = \frac{v^3 P}{2.k.DM}$$

Le nombre digital  $v_0$  qui sera converti en une tension électrique est élaboré dans un compteur de 34 bits qui va ainsi représenter la fréquence en unité de 0.00125 Hz. Ce compteur est remis à zéro chaque fois qu'une période du pulsar est révolue. On y ajoute toutes les 100 ns une quantité  $v_1$  représentant la dérivée en unité de 0.00125 Hz/100 ns

$$v_1 = 9,64.10^{-3} \cdot \frac{v^3}{DM}$$

Pour tenir compte de la dérivée seconde, on ajoute algébriquement toutes les  $\tau$  secondes une quantité  $v_2$  qui représente la dérivée seconde en unité de 0.00125 Hz/ns/ $\tau$ . Pendant ces  $\tau$  secondes l'erreur commise en négligeant la dérivée seconde est inférieure à  $10^{-4}$  de la période. Comme plus haut on prend une durée  $\tau$  qui soit une puissance de 2 en unité de 100 ns. On montre alors que

$$v_2 = 3,486.10^{-13} \cdot 2^n \cdot \frac{v^5}{DM^2}$$

La dérive des propriétés du VCO par rapport à la température où à la tension d'alimentation, et son vieillissement progressif sont très préjudiciables à la qualité de la synthèse de la dent de scie. On peut s'en rendre compte sur la figure 21 qui représente la fréquence en sortie du VCO

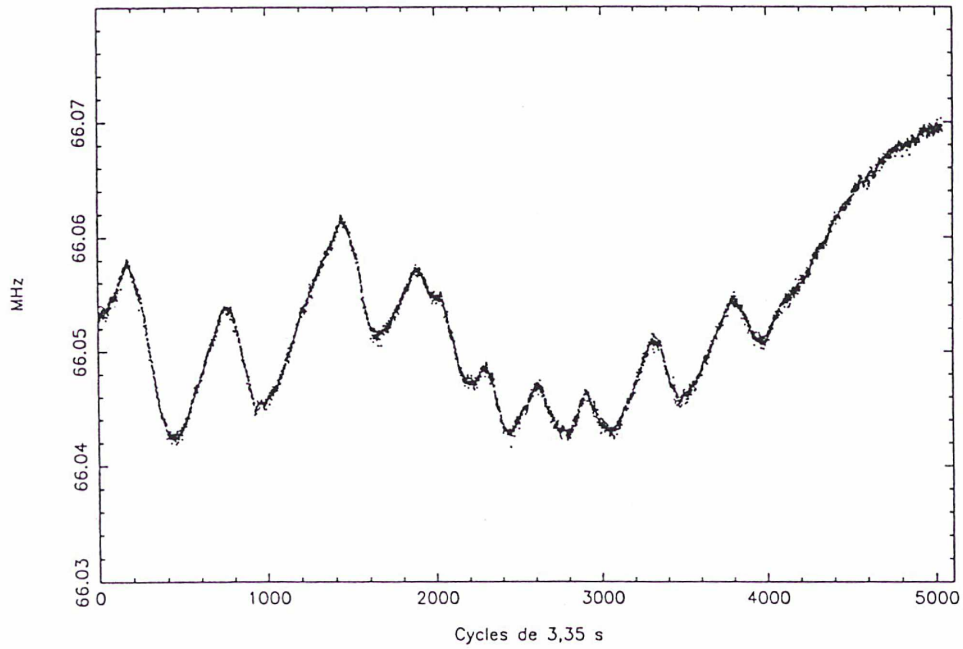


Fig. 21 Evolution de la fréquence d'un VCO au cours du temps

en fonction du temps. La tension d'entrée étant maintenue constante la fréquence générée par le VCO devrait l'être également. Il n'en est rien. La figure 22 représente la variance d'Allan des écarts de fréquence instantanés correspondant aux données de la figure 21.

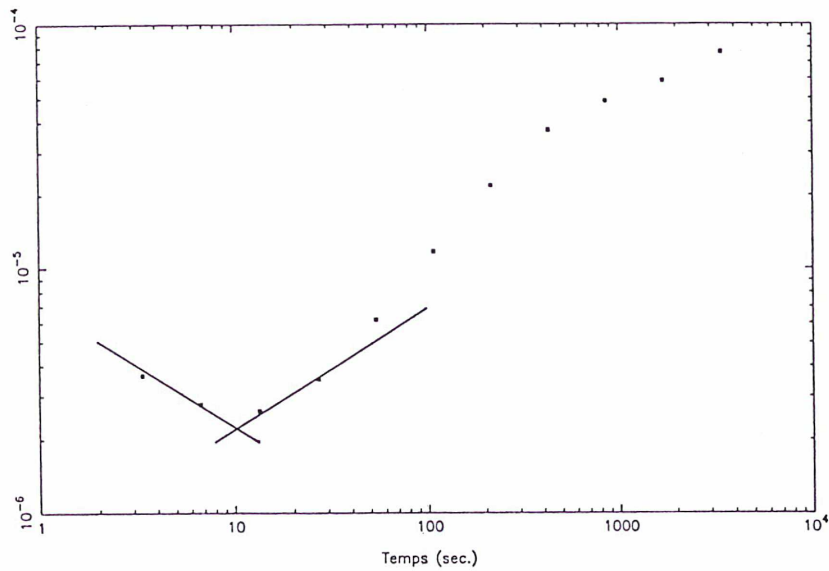


Fig. 22 Stabilité du VCO étudié

Elle permet de quantifier l'instabilité de fréquence du VCO. On constate que pour un temps de moyennage inférieur à 10 s la fréquence du VCO est affecté de bruit blanc mais que, pour



un temps de moyennage supérieur, on est en présence de marche aléatoire de fréquence. Qui plus est, on constate que pour un temps de moyennage de l'ordre de 20 minutes le signal du VCO est affecté par un phénomène périodique bien visible sur la figure 21. Ces quelques remarques montrent combien il est important d'asservir le VCO afin de s'affranchir totalement des instabilités de son signal de sortie. Le principe de l'asservissement est le suivant. Des mesures en sortie du VCO sont effectuées qui permettent, par comparaison avec des valeurs calculées, de réagir sur les ordres envoyés sur son entrée. La forme théorique de la dent de scie du VCO est

$$v(t) = v(-2t_0) + (t + 2t_0) \left. \frac{dv}{dt} \right|_{-2t_0} + \frac{1}{2!} (t + 2t_0)^2 \left. \frac{d^2v}{dt^2} \right|_{-2t_0} + \dots$$

soit

$$\begin{aligned} v(t) &= v_0 + v_1(t + 2t_0) + \frac{1}{2} v_2(t + 2t_0)^2 \\ &= (v_0 + 2v_1t_0 + 2v_2t_0^2) + (v_1 + 2v_2t_0)t + \frac{1}{2} v_2t^2 \\ &= \alpha + \beta t + \gamma t^2 \end{aligned}$$

Avec

$$\alpha = v_0 + 2v_1t_0 + 2v_2t_0^2$$

$$\beta = v_1 + 2v_2t_0$$

$$\gamma = \frac{1}{2} v_2$$

Les trois compteurs (figure 23) valent alors

$$n_1 = \int_{-2t_0}^{-t_0} (\alpha + \beta t + \gamma^2) dt = \alpha t_0 - \frac{3}{2} \beta t_0^2 + \frac{7}{6} \gamma_0^3$$

$$n_2 = \int_{-t_0}^{+t_0} (\alpha + \beta t + \gamma^2) dt = 2\alpha t_0 + \frac{1}{3} \gamma_0^3$$

$$n_3 = \int_{+t_0}^{+2t_0} (\alpha + \beta t + \gamma^2) dt = \alpha t_0 + \frac{3}{2} \beta t_0^2 + \frac{7}{6} \gamma_0^3$$

En inversant ces trois relations on trouve

$$12\alpha_0 = 7n_2 - n_1 - n_3$$

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

$$2\gamma_0^3 = n_1 - n_2 + n_3$$

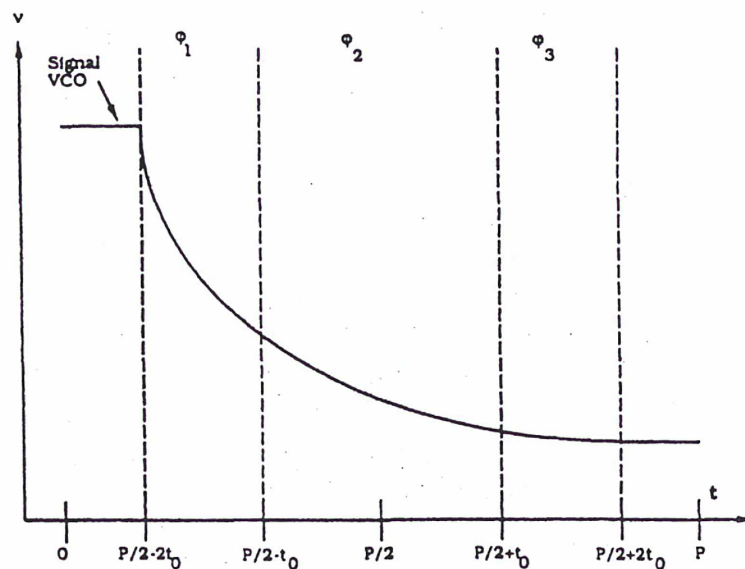


Fig. 23 Déroulement dans le temps du balayage et fenêtres de comptage pour l'asservissement. (Fairhead, 1989)

Les membres de gauche sont théoriques (on les appelle les consignes théoriques), ceux de droites mesurés (on les appelle les consignes mesurées). On pose

$$C_0 = 12\alpha t_0 = 12v_0 t_0 + 24v_1 t_0^2 + 24v_2 t_0^3$$

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

$$C_2 = 2\gamma t_0^3 = 2v_2 t_0^3$$

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

$$J_1 = n_3 - n_1$$

$$J_2 = n_1 - n_2 + n_3$$

Les tensions analogiques ( $NU_0$ ,  $NU_1$ ,  $NU_2$ ) produites par les convertisseurs D/A à partir des tensions digitales sont proportionnelles aux paramètres de la dent de scie du VCO ( $v_0$ ,  $v_1$ ,  $v_2$ ). Les gains des amplificateurs opérationnels ( $G_0$ ,  $G_1$ ,  $G_2$ ) qui synthétisent la dent de scie sont donc tels que

$$NU_0 \cdot G_0 = v_0$$

$$NU_1 \cdot G_1 = v_1$$

$$NU_2 \cdot G_2 = v_2$$

Dans la pratique ces gains sont pris égaux à 1. On en déduit alors les corrections à appliquer aux tensions injectées dans le VCO pour que les écarts « consignes théoriques » moins « consignes mesurées » soient minimum

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

Avec

$$\Delta C_i = C_i - J_i$$

Dans la pratique cette matrice est déterminée expérimentalement. La figure 24 donne un exemple de fichier contenant les matrices d'asservissement ci dessus pour les quatre voies ainsi que les valeurs des consignes théoriques et mesurées.

```

PULSAR 1937P21 LE 11/10/94 A 17:32:36
-----
DATE P.M.=941011
FILE=1937P21_14100_784_10.V1
MATRICE V1      0.000335      -0.002971      0.003857
MATRICE V1     -0.000101      0.088865     -0.240152
MATRICE V1      0.000017     -0.000813      0.038207
GAIN V1  1.00      1.00      1.00
CONSIGNES V1P1  C0= 716672316 C1= 4096551 C2= -10095
CONSIGNES V1P2  C0= 716672316 C1= 4104627 C2= -10095
FILE=1937P21_14100_784_10.V2
MATRICE V2      0.000365     -0.003280      0.004248
MATRICE V2     -0.000198      0.092692     -0.239253
MATRICE V2      0.000036     -0.000412      0.037311
GAIN V2  1.00      1.00      1.00
CONSIGNES V2P1  C0= 716672316 C1= 4096551 C2= -10095
CONSIGNES V2P2  C0= 716672316 C1= 4104627 C2= -10095
FILE=1937P21_12800_784_10.V3
MATRICE V3      0.000359     -0.003166      0.004470
MATRICE V3      0.000147      0.087915     -0.239262
MATRICE V3     -0.000016      0.000332      0.036679
GAIN V3  1.00      1.00      1.00
CONSIGNES V3P1  C0= 716672316 C1= 3064842 C2= -6057
CONSIGNES V3P2  C0= 716672316 C1= 3070899 C2= -6057
FILE=1937P21_12800_784_10.V4
MATRICE V4      0.000353     -0.002980      0.004052
MATRICE V4     -0.000168      0.082291     -0.230051
MATRICE V4      0.000023      0.000799      0.037406
GAIN V4  1.00      1.00      1.00
CONSIGNES V4P1  C0= 716672316 C1= 3064842 C2= -6057
CONSIGNES V4P2  C0= 716672316 C1= 3070899 C2= -6057
V4C  1P1J0= 716608208J1= 3058056J2= -2382NU0= 53048NU1= 265237NU2= -366
        6 11496.15 6 1187.26 6 559.70
V1C  1P1J0= 716239924J1= 4088682J2= -5288NU0= 52905NU1= 351553NU2= 184
        6 17816.78 6 321.23 6 401.06
V3C  1P1J0= 716548320J1= 3058683J2= -1782NU0= 52885NU1= 275558NU2= 260
        6 23826.55 6 186.79 6 688.75
V2C  1P1J0= 717317933J1= 4121769J2= 12196NU0= 48546NU1= 366600NU2= 592
        6 16846.05 6 1586.30 5 156.03
V4C  1P2J0= 716621143J1= 3065591J2= -1642NU0= 53029NU1= 265752NU2= -351
        5 1673.74 6 1545.55 5 367.22
V1C  1P2J0= 716263691J1= 4098039J2= -5671NU0= 52880NU1= 352346NU2= 178
        6 3059.60 6 303.38 6 391.99
V2C  1P2J0= 717341522J1= 4129309J2= 10426NU0= 48516NU1= 367683NU2= 534
        6 1550.63 6 640.43 6 951.61
V3C  1P2J0= 716581361J1= 3066052J2= -1977NU0= 52862NU1= 276252NU2= 250
        6 6470.72 6 320.82 6 699.62
V4C  2P1J0= 716687144J1= 3065210J2= -6614NU0= 53036NU1= 266630NU2= -496

```

Fig. 24 Détail d'un fichier d'asservissement

Les valeurs des  $\Delta NU_i$  n'apparaissent pas explicitement mais sont reportées d'un cycle au suivant. La figure 25 est une représentation graphique de l'asservissement sur la voie 2 du dédispenseur lors d'une observation de PSR1937+21 à 1410 MHz le 7 juillet 1993. Les symboles « S » et « C » sont mis respectivement pour « Source » et « Comparaison ».

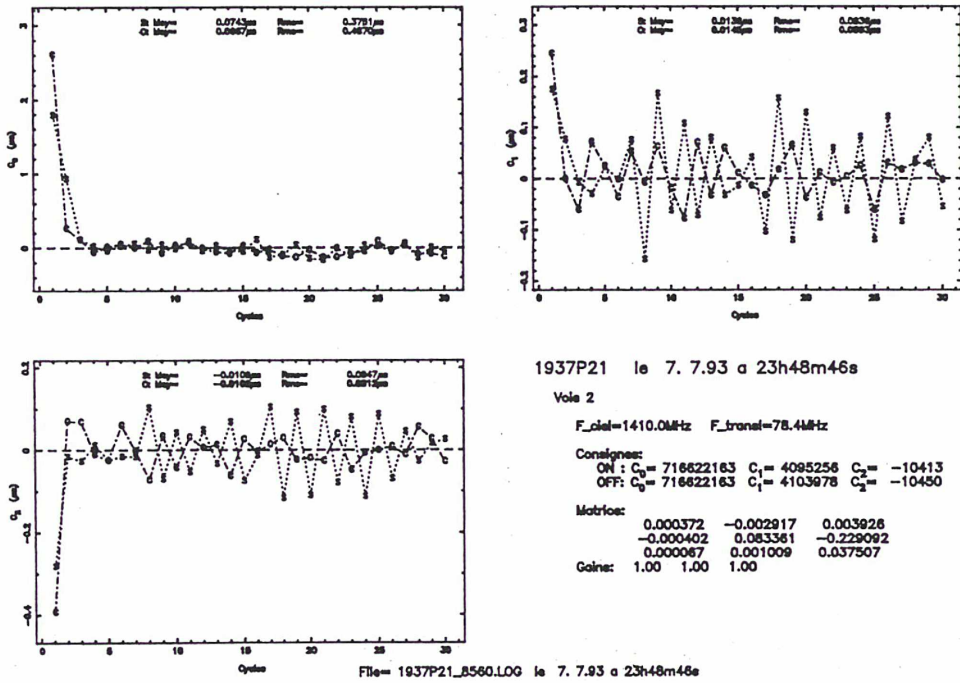


Fig. 25 Evolution de l'asservissement au cours du temps

### II.1.2.2.2 Modification du système actuel

Comme on l'a vu précédemment les VCO possèdent quelques points faibles qu'il a été facile de contourner grâce à l'asservissement. Cependant, et même en présence de ce dernier, un VCO ne pourra jamais balayer une bande de fréquence supérieure à 20 MHz. En effet, la dépendance entre la fréquence et la tension d'entrée est bien linéaire entre 73 MHz et 87 MHz avec une légère perte entre 70 MHz et 90 MHz mais plus au delà. Ceci est important pour les pulsars dont la bande de dispersion est supérieur à 20 MHz. Comme le montre la figure 26 c'est le cas d'un grand nombre de pulsars millisecondes. Une solution qui permet de s'affranchir de ce problème est l'utilisation d'un DDS (Digitally Direct Synthesizer). Son originalité tient aux faits, d'une part, que la bande balayée est dix fois plus large (200 MHz au lieu de 20 MHz) et que, d'autre part, on supprime totalement l'asservissement. En effet, au lieu de calculer une tension de départ, une pente et une courbure puis de faire varier le temps

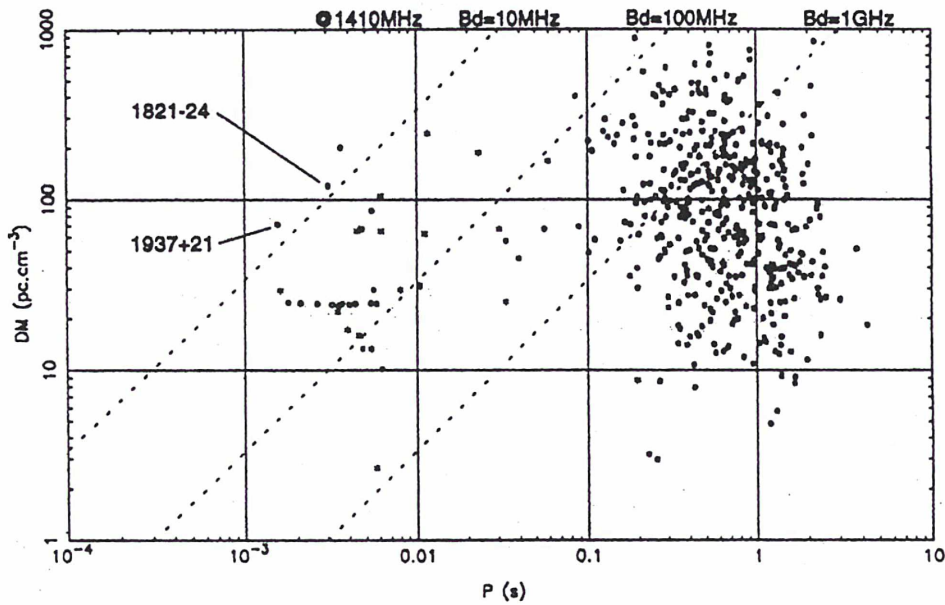


Fig. 26 Distribution des pulsars dans le plan P/DM (Cognard, 1993)

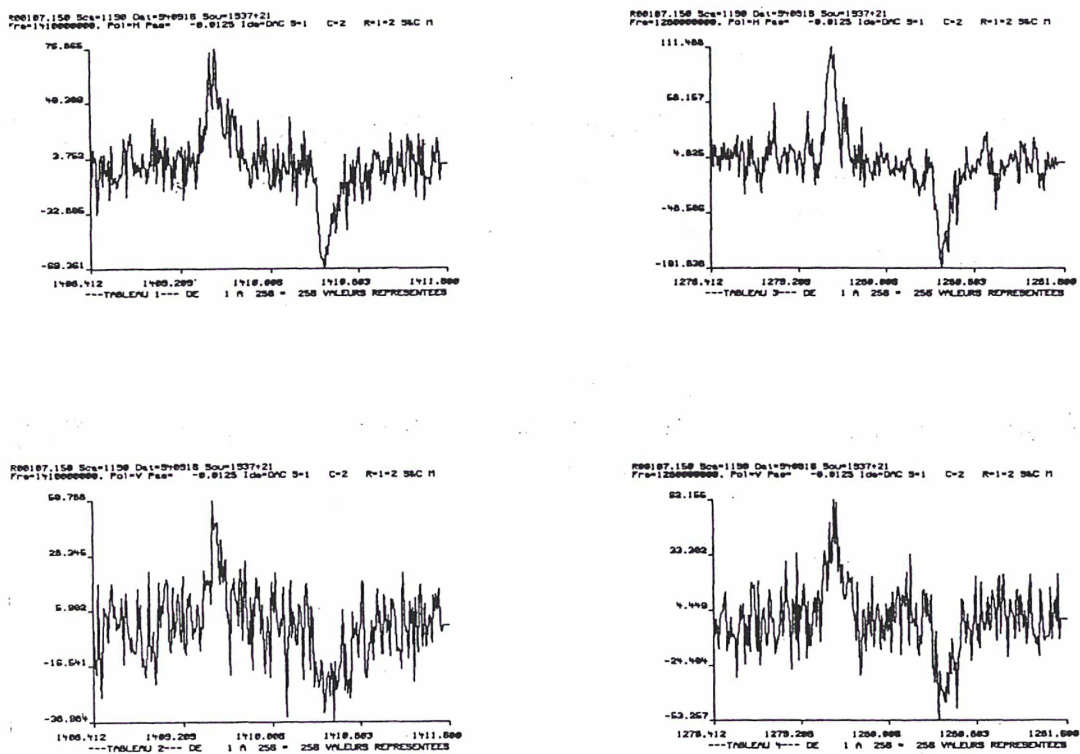


Fig. 27 Spectres de PSR1937+21 obtenue avec des VCO sur les voies 1,2,4 et un DDS sur la voie 3

(cas du VCO) on calcule point par point la fonction qui représente la variation de la fréquence au cours du temps. Ces nouveaux synthétiseurs sont ultra stables sur 200 MHz comme l'ont

montré les tests effectués. En septembre 1994, la voie 3 du dédisperseur a été équipée d'un DDS par J. P. Drouhin et D. Aubry afin de vérifier l'adéquation de ces synthétiseurs avec le « pulsaroscope » et par là au chronométrage des pulsars. L'observation a été effectuée dans la nuit du 16 septembre 1994. La figure 27 ci dessus présente le spectre obtenu sur chacune des quatre voies. Sur les voies 1 et 2 l'observation a été effectuée à 1410 MHz en polarisation H et V respectivement. Sur les voies 3 et 4 elle a eu lieu à 1280 MHz également en polarisation H et V. Le flux des pulsars est, typiquement, proportionnel à l'inverse de la fréquence d'observation élevée à la puissance  $5/2$ . On notera en particulier la finesse de l'impulsion obtenue sur la voie équipée du DDS. Ce test « grandeur nature » prouve l'utilité et la grande souplesse d'utilisation des DDS.

## **II.2.1 Dépouillement, réduction et analyse des données de chronométrage**

### **II.2.1 Obtention des temps d'arrivée observés**

L'observation d'un pulsar commence en fait par le calcul approché du temps d'arrivée d'une impulsion. Celui ci est effectué par une méthode voisine de celle qui sera décrite plus loin. Ce temps d'arrivée approché est nécessaire au départ du balayage de la fréquence par le pulsaroscope afin de dédisperser le signal comme il a été expliqué précédemment. Une fois que toutes les fréquences situées à l'intérieur des 6.4 MHz de bande du corrélateur sont ramenées au même instant, on peut les intégrer afin d'améliorer le rapport signal à bruit. Toutes les impulsions sont en fait intégrées sur la première qui a été reçue. L'écart entre cette impulsion et le temps d'arrivée calculé précisément fournit les résidus d'observation avant ajustement, classiquement appelés « O-C » pour « observé moins calculé ». L'observateur du radiotélescope calcule alors, par transformée de Fourier, le spectre de puissance du signal du pulsar ( transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal brut). A cet instant, les fichiers d'observation obtenus par l'observateur contiennent environ 70 cycles pour PSR1937+21. Commence alors la phase de réduction des observations. Il s'agit tout d'abord d'effectuer le dépouillement de l'autocorrélateur. Ce dépouillement s'effectue de façon automatique grâce au logiciel DAC (Dépouillement de l'auto-corrélateur) qui intègre tous les cycles d'une observation après l'élimination éventuelle de certains d'entre eux. La suppression d'un cycle intervient lorsque le fonctionnement de l'asservissement du dispositif de chronométrage est pris en défaut où bien lorsque la température de système dépasse un

certain seuil en écart type au dessus de la moyenne (en général 50 K). Lorsque l'intégration de tous les cycles est effectué, on dispose de quatre spectres constitués chacun de 256 points. La figure 28 montre l'exemple de PSR1937+21 observé le 21 août 1995 à 1410 MHz sur les voies 1 et 2 en polarisation H et V et à 1280 MHz sur les voies 3 et 4 en polarisation H et V.

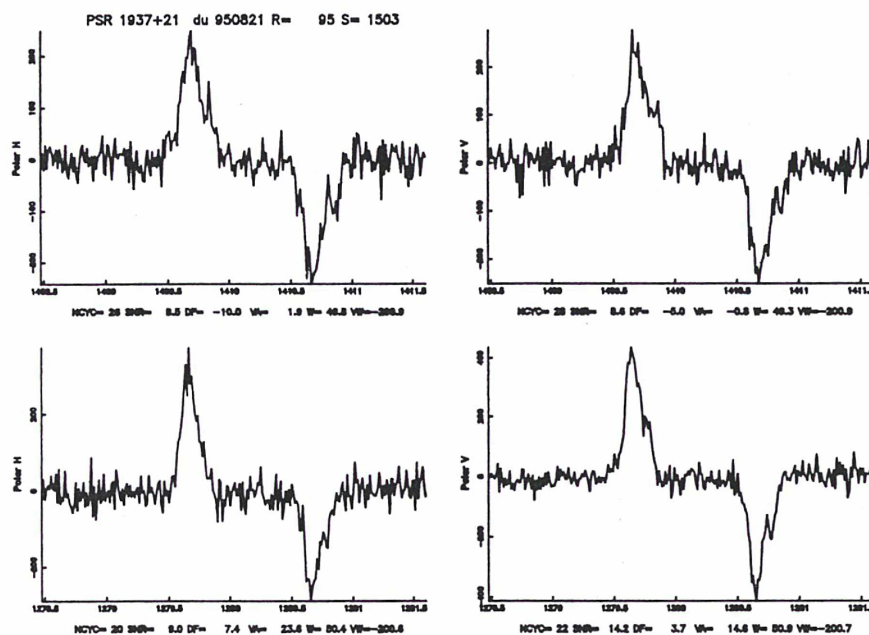


Fig. 28 Spectres de PSR1937+21 obtenus le 28/08/95

L'étape suivante consiste à ajuster une gaussienne sur l'impulsion afin de déterminer la fréquence approximative d'arrivée (ou le temps) de cette dernière. Cette fréquence approximative servira ultérieurement de point de départ à un algorithme plus performant de détermination de la fréquence d'arrivée: la « cross corrélation de Taylor » (Taylor, 1990, Cognard, 1993) constituant la substance du logiciel TIMING. Une fois cette « cross corrélation » effectuée on dispose de temps et de fréquences d'arrivée brutes pour chaque impulsion observées à Nançay, c'est à dire référencer par rapport à UTC(Nançay). Le raccordement de ces temps d'arrivée à UTC s'effectue par l'intermédiaire de l'Observatoire de Paris (BNM-LPTF), qui fournit les fichiers constitués par les différences de phase entre l'horloge à rubidium de Nançay et l'horloge à césium de l'Observatoire. Ce raccordement s'effectue soit par la méthode de télévision directe soit par la méthode des vues communes GPS (voir le chapitre II.3.2). Il convient également de calculer les paramètres d'orientation de la Terre ainsi que sa position sur son orbite pour l'instant d'arrivée de l'impulsion. Ces quantités seront nécessaires au calcul rigoureux du temps d'arrivée. L'étape suivante consiste à effectuer un tri sur les données, par exemple en fonction de la fréquence d'observation, de la



polarisation, du nombre de cycles que l'on souhaite garder, du flux...L'étape finale consiste à analyser les données de chronométrage, c'est à dire à calculer précisément les temps d'arrivée à l'aide de paramètres « à priori » ou approchés (non ajustés aux observations) ,à faire la différence avec les temps d'arrivée observés et à ajuster les paramètres du pulsar (voir le chapitre II.2). Toute l'analyse des données de chronométrage à Nançay est effectuée par le logiciel ANTIOPE.

## II.2.2 Modèle d'analyse des données de chronométrage

La différence de temps-coordonnée qui sépare l'émission d'un photon n par le pulsar au temps-coordonnée  $T_n$  de sa réception au foyer du radiotélescope au temps-coordonnée  $t_n$  s'écrit (Backer, Hellings, 1986, Hellings, 1986, Fairhead, 1989)

$$t_n - T_n = \frac{|\vec{R}_n - \vec{r}_n|}{c} - (1 + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^3} \ln \frac{\vec{k} \vec{r}_n^p + r_n^p}{\vec{k} \vec{R}_n^p + R_n^p}$$

ou  $\vec{r}_n^p$  est la position du radiotélescope par rapport au p<sup>ième</sup> corps du système solaire au temps  $t_n$  et  $\vec{R}_n^p$  est la position du pulsar relative à ce même corps au temps  $T_n$ . Le vecteur  $\vec{k}$  est un vecteur unitaire dans la direction du pulsar.  $\vec{R}_n$  et  $\vec{r}_n$  sont respectivement la position du pulsar et de la Terre par rapport au barycentre du système solaire à l'instant d'émission de la n<sup>ième</sup> impulsion. G et c sont la constante de la gravitation et la vitesse de la lumière.  $\gamma$  est un paramètre postnewtonien qui permet de différencier différentes théories de la gravitation. Enfin  $M_p$  est la masse de la p<sup>ième</sup> planète du système solaire. Supposons que le pulsar ait une vitesse constante  $\vec{V}$  dans l'espace et qu'une impulsion soit émise au temps  $T_0$  quand la position du pulsar est  $\vec{R}_0$ . Alors

$$\vec{R}_n = \vec{R}_0 + \vec{V} \cdot (T_n - T_0) \approx \vec{R}_0 + \vec{V} \cdot (t_n - t_0)$$

En supposant que le pulsar est loin du système solaire, on peut écrire

$$\vec{V}(t_n - t_0) \ll \vec{R}_0$$

et

$$\vec{k} \approx \frac{1}{R_0} \cdot \vec{R}_0$$

On en déduit, en posant

$$\Delta t_n \equiv t_n - t_0 \approx T_n - T_0$$

$$\begin{aligned} ct_n = cT_n + R_0 + [(\vec{k} \cdot \vec{V})\Delta t_n - (\vec{k} \cdot \vec{r}_n)] + \frac{1}{2R_0} [r_n^2 - (\vec{k} \cdot \vec{r}_n)^2] - \frac{1}{R_0} [\vec{V} \cdot \vec{r}_n - (\vec{k} \cdot \vec{V})(\vec{k} \cdot \vec{r}_n)] \Delta t_n \\ + \frac{1}{2R_0} [V^2 - (\vec{k} \cdot \vec{V})^2] \Delta t_n^2 - (1 + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^2} \ln \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}_n^p + r_n^p}{2R_0} \right| \end{aligned}$$

Cette relation donne la date-coordonnée de l'arrivée d'une impulsion en fonction de la position -coordonnée du pulsar, des corps du système solaire et du temps-coordonnée de l'émission de cette l'impulsion. Comme  $T_n$  est inconnu on calcule la différence entre la date d'arrivée de la  $n^{\text{ième}}$  impulsion et la date d'arrivée d'une impulsion origine. On obtient alors la relation classique du chronométrage des pulsars

$$\begin{aligned} c(t_n - t_0) = c(T_n - T_0) + [(\vec{k} \cdot \vec{V})\Delta t_n - (\vec{k} \cdot \vec{r}_n)] + \frac{1}{2R_0} [r_n^2 - (\vec{k} \cdot \vec{r}_n)^2] \\ - \frac{1}{R_0} [\vec{V} \cdot \vec{r}_n - (\vec{k} \cdot \vec{V})(\vec{k} \cdot \vec{r}_n)] \Delta t_n + \frac{1}{2R_0} [V^2 - (\vec{k} \cdot \vec{V})^2] \Delta t_n^2 - (1 + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^2} \ln \left| \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}_n^p + r_n^p}{2R_0} \right| \end{aligned}$$

Le premier terme ne dépend que du modèle décrivant la physique du pulsar et le mécanisme d'émission. On a

$$T_n - T_0 = n.P$$

où  $P$  est la période d'émission des impulsions et  $n$  un nombre entier.  $P$  s'écrit

$$P = P_0 + \frac{1}{2} \dot{P}_0 (T_n - T_0) \approx P_0 + \frac{1}{2} \dot{P}_0 \Delta t_n$$

Il n'est pas nécessaire de développer au-delà la période. La prise en compte de termes supplémentaires ( $\ddot{P}_0$  et au-delà) signifiant alors qu'il existe réellement un modèle capable de décrire le comportement de la rotation du pulsar ce qui n'est pas le cas en l'état actuel de nos connaissances. Cela amène d'ailleurs la remarque suivante: les pulsars, seuls, ne peuvent définir une bonne échelle de temps. Il faut avoir recours aux horloges atomiques pour mesurer la dérive de la période. Sans elles, l'échelle de temps obtenue en considérant uniquement la période du pulsar serait de bien trop mauvaise qualité pour être vraiment intéressante d'un point de vue métrologique. Le deuxième terme correspond à l'effet Doppler du premier ordre. Le troisième terme inclut l'effet du mouvement de la Terre (parallaxe). Le quatrième, proportionnel à  $\Delta t_n$  est dû au mouvement propre du pulsar dans la Galaxie. Le terme proportionnel à  $\Delta t_n^2$  provient de l'augmentation de la distance du pulsar avec le temps si celui-ci possède une vitesse radiale. Le dernier terme contient le délai causé par la courbure de l'espace-temps. Enfin, pour être tout à fait complet il convient d'ajouter au modèle géométrique précédent l'effet de la dispersion interstellaire. Comme on l'a déjà vu, celle-ci s'écrit

$$\frac{4,14879 \cdot 10^3 \cdot DM}{v^2}$$

$v$  étant la fréquence observée au barycentre du système solaire. La formule complète du chronométrage telle qu'exposée ci-dessus permet de calculer le temps-coordonnée de l'arrivée d'une impulsion au radiotélescope. Les temps d'arrivée mesurés au radiotélescope peuvent être reliés au temps-coordonnée des équations par des formules de transformation comme celle décrite par Fairhead et Bretagnon (Fairhead, Bretagnon, 1990)

### II.2.3 Ajustement des paramètres du pulsars

On appelle paramètres d'un pulsar sa période, la dérivée première de sa période, ses coordonnées sur la sphère céleste ainsi que ses mouvements propres en ascension droite et en déclinaison. Ce sont des paramètres physiques qui entrent dans le modèle décrit plus haut de calcul du temps d'arrivée d'une impulsion. On y ajoute parfois la parallaxe et des dérivées d'ordres supérieurs à un. Le modèle peut également prendre en compte l'ajustement du paramètre  $\gamma$  ainsi que divers autres paramètres parfois spécifiques à telle ou telle observation. A Nançay le logiciel ANTIOPE peut prendre en compte jusqu'à 14 paramètres différents. La première étape de l'ajustement des paramètres consiste à calculer le temps d'arrivée d'une impulsion par le modèle décrit plus haut à l'aide de valeurs approchées des paramètres (paramètres « à priori »). On effectue alors la différence du temps d'arrivée observé de l'impulsion au radiotélescope avec le temps que l'on vient de calculer. On obtient alors des résidus, que l'on peut noter « O-C » (Observation moins Calcul) avant ajustement des paramètres puisque ceux qui ont été utilisés pour le calcul en sont des valeurs à priori. L'ajustement des paramètres s'effectue alors de la façon suivante. La période et sa dérivée vont être représentées par un polynôme du second degré du temps, la position du pulsar par l'amplitude et la phase d'une fonction sinusoïdale du temps de période annuelle, et les mouvements propres par l'amplitude et la phase d'une fonction sinusoïdale du temps multipliée par le temps. Les résidus avant ajustement peuvent donc être modélisés par une expression de la forme

$$y = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 \sin x + a_4 \cos x + a_5 x \sin x + a_6 x \cos x$$

Les coefficients  $a_i$  contiennent les variations au premier ordre des paramètres du pulsar puisque les  $y_i$  contiennent les temps d'arrivées calculés avec des paramètres à priori. En fait l'expression ci dessus est un développement, limité au premier ordre autour des paramètres à priori, du modèle exposé plus haut. Les observations représentent alors la valeur que prend le modèle pour les valeurs vraies des paramètres. Les temps d'arrivées calculés correspondent, eux, aux valeurs que prend le modèle pour les valeurs à priori des paramètres. Le critère des moindres carrés veut alors que la somme

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - y)^2$$

soit minimale. La quantité  $y_i$  représente le  $i^{\text{ème}}$  résidu d'observation avant ajustement parmi les  $n$  possibles. On a donc

$$\sum_{i=1}^n y_i \frac{\partial y}{\partial a_j} \Big|_{a_k \neq j} (x_i) = \sum_{i=1}^n y(x_i) \frac{\partial y}{\partial a_j} \Big|_{a_k \neq j} (x_i), j = 1, \dots, 6$$

ou ce qui revient au même

$$\sum_{i=1}^n y_i = \sum_{i=1}^n y \cdot \frac{\partial y}{\partial a_0}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i x_i = \sum_{i=1}^n y \cdot \frac{\partial y}{\partial a_1}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i x_i^2 = \sum_{i=1}^n y \cdot \frac{\partial y}{\partial a_2}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i \sin x_i = \sum_{i=1}^n y \frac{\partial y}{\partial a_3}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i \cos x_i = \sum_{i=1}^n y \frac{\partial y}{\partial a_4}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i x_i \sin x_i = \sum_{i=1}^n y \frac{\partial y}{\partial a_5}$$

$$\sum_{i=1}^n y_i x_i \cos x_i = \sum_{i=1}^n y \frac{\partial y}{\partial a_6}$$

Ceci correspond à un système de 7 équations à 7 inconnues. Comme on l'a déjà dit les inconnues contiennent les variations au premier ordre des paramètres du pulsar. Par exemple pour les paramètres  $a_1$  et  $a_2$  on a

$$a_1 = -\frac{\Delta P_0}{P_0^2}$$

$$a_2 = -\frac{\Delta \dot{P}_0}{2P_0^2}$$

une fois tous les  $a_i$  déterminés par la méthode des moindres carrés il est aisé d'en déduire les valeurs des variations au premier ordre et donc les paramètres eux mêmes. Les résidus après ajustement peuvent être obtenus par deux méthodes différentes. Soit on calcule la différence entre les résidus avant ajustement et le modèle dans lequel figure les valeurs des variations au premier ordre des paramètres obtenus par l'ajustement, soit on soustrait aux temps d'arrivés observés les temps d'arrivés calculés à l'aide des nouvelles valeurs des paramètres (paramètres à priori plus variations au premier ordre). Cette dernière méthode revient en fait à ajuster directement les paramètres aux observations et non plus leur variation au premier ordre aux résidus avant ajustement. Toute la méthode qui vient d'être exposée est également mise en oeuvre dans le cas du traitement des données GPS. Le cas des données GPS est toutefois beaucoup plus simple dans la mesure où le modèle de description des observations (raccordement de l'horloge à rubidium de Nançay à UTC(OP)) est linéaire. C'est en tout cas une approche didactique du chronométrage des pulsars.

#### II.2.4 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 et PSR1937+21 à Nançay

Les figures 29 et 30 montrent les résidus de chronométrage obtenus à Nançay sur les deux pulsars rapides PSR1937+21 et PSR1821-24 respectivement depuis la fin de 1988 et le début de 1989. La forme en S de ces résidus provient du fait que la période du pulsar est modélisée par un polynôme de degré deux comme il a été dit plus haut. Lorsqu'on effectue la différence entre les temps d'arrivée observés et les temps d'arrivée calculés il ne reste plus que des termes de degré 3 et au dessus. Les termes de degré 4 et au dessus étant négligeables devant ceux de degré 3, la forme des résidus est celle d'une cubique. Il serait alors très tentant de modéliser la période par un polynôme de degré plus élevé. Ce faisant, les résidus prendraient la forme d'un polynôme de degré 4 (ajustement de  $\ddot{P}$ ), 5 (ajustement de  $\ddot{\dot{P}}$ ),...n (ajustement de  $P^{(n-2)}$ ) (figure 31). On pourrait donc de cette façon « blanchir » les résidus.

1937+214

NbObs= 829(over 1 Day) WMean=  $-0.080\mu\text{s}$  WRms=  $1.114\mu\text{s}$   $\chi^2_N = 0.00$

Astrometric and Spin Parameters:

Adopted origin= JD 2447900.0  
 $P = 0.001557806472448879(4)\text{s}$   $\text{Pdot} = 10.51145(1) \cdot 10^{-20}\text{s/s}$   
 $\alpha = 19\text{h } 39\text{m } 38.558720(3)\text{s}$   $\delta = 21\text{d } 34' 59.13718(5)''$   $\mu\alpha = -0.43(2)\text{mas/y}$   $\mu\delta = -0.42(2)\text{mas/y}$   
 A priori parameters with DE202 eph. and TAI time :  
 DM=DM1937\_ARECI80\_EXT.DA  $\pi = 0.25714\text{mas}$  PPN  $\gamma = 1.00000$

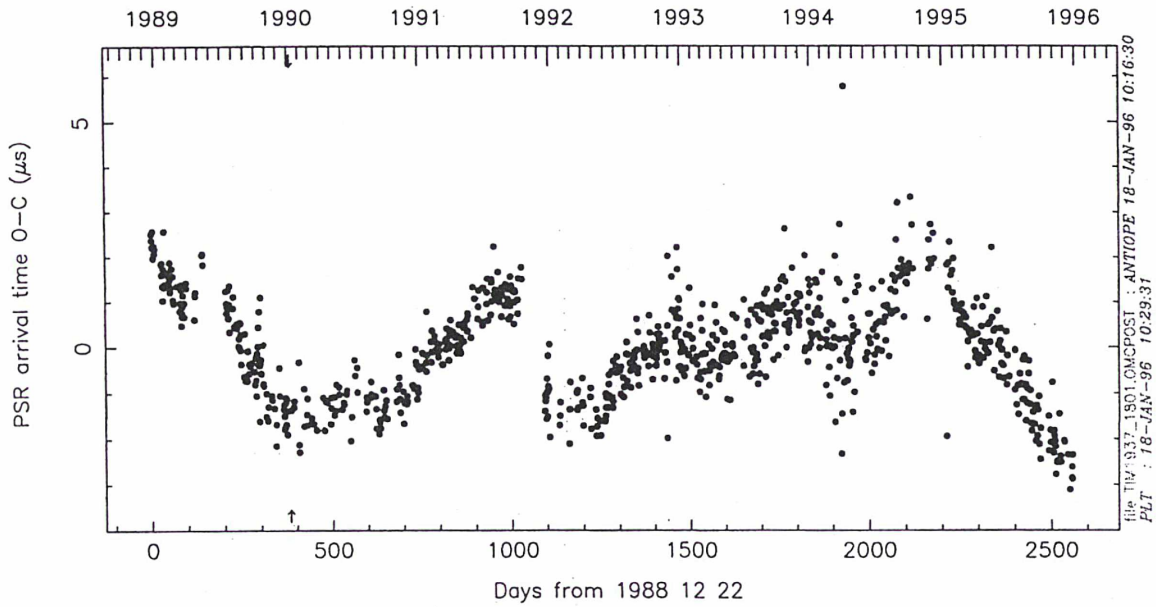


Fig. 29 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 ( $\ddot{P}$  non ajusté)

1821-247

NbObs= 459(over 1 Day) WMean=  $-0.002\mu\text{s}$  WRms=  $5.717\mu\text{s}$   $\chi^2_N = 0.00$

Astrometric and Spin Parameters:

Adopted origin= JD 2448500.0  
 $P = 0.003054314705688968(26)\text{s}$   $\text{Pdot} = 161.87595(7) \cdot 10^{-20}\text{s/s}$   
 $\alpha = 18\text{h } 24\text{m } 32.005785(31)\text{s}$   $\delta = -24\text{d } 52' 10.69511(852)''$   $\mu\alpha = -0.24(20)\text{mas/y}$   $\mu\delta = \text{*****}(359)\text{mas/y}$   
 A priori parameters with DE202 eph. and TAI time :  
 DM=DM1821\_119873.DAT  $\pi = 0.20571\text{mas}$  PPN  $\gamma = 1.00000$

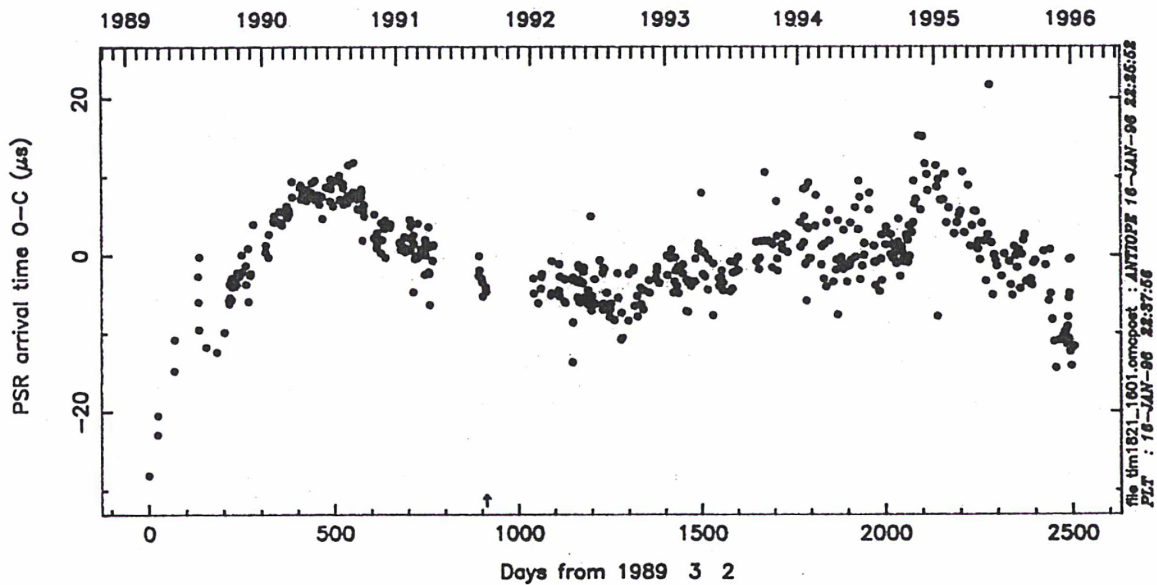


Fig. 30 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 ( $\ddot{P}$  non ajusté)

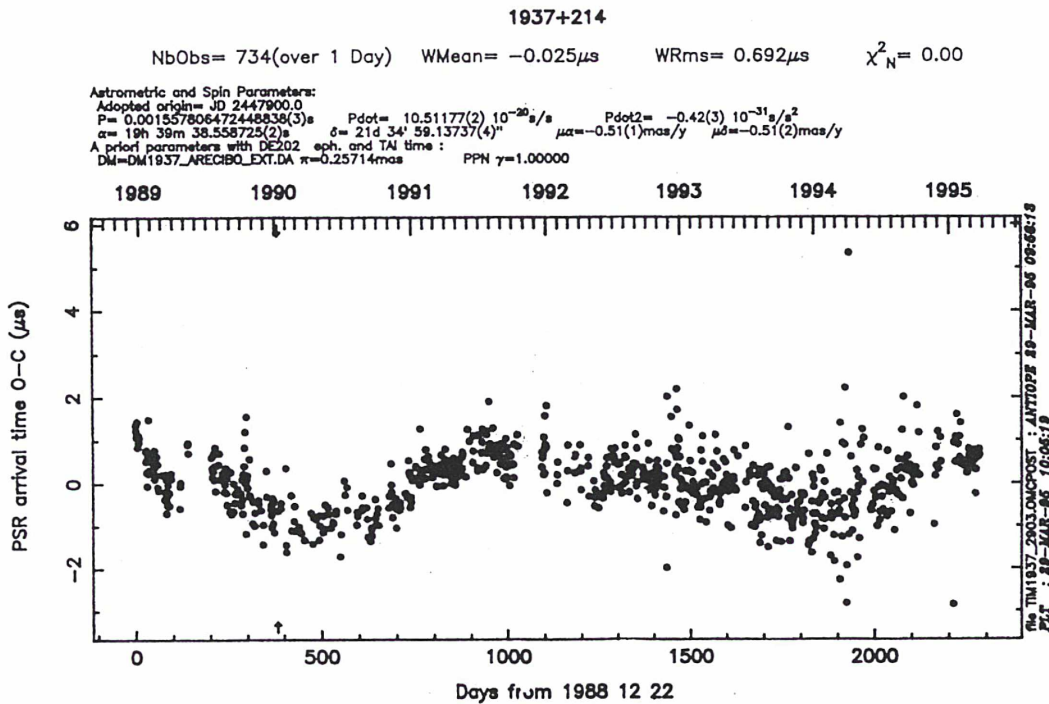


Fig. 31 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 ( $\dot{P}$  ajusté)

Cette méthode est cependant très artificielle car si on sait que la période des pulsars dérive dans le temps (grâce aux horloges atomiques) on ne sait absolument pas si cette dérive est elle même sujette à une dérive, rien ne l'indique théoriquement. Cependant, quel que soit le degré du développement que l'on utilise pour modéliser la période il n'en est pas moins vrai que les résidus ne présentent pas du bruit blanc de phase. L'origine de ce phénomène reste pour l'instant inconnue bien qu'il existe de fortes présomptions pour qu'il s'agisse d'irrégularités de rotation intrinsèque aux pulsars (Kaspi et al, 1994). Nous verrons dans la dernière partie de ce mémoire qu'une discussion de nature météorologique sur les résidus de chronométrage conduit à la même conclusion que celle obtenue par les astrophysiciens. Sur la figure 29 deux autres phénomènes sont visibles. En octobre 1989 quelques points sont systématiquement en dehors du comportement général des autres points. Ce phénomène correspond à ce que l'on appelle un ESE (Extrem Scattering Event). Il s'agirait d'un nuage de gaz passant entre le pulsar et la Terre et dont la densité électronique moyenne serait bien supérieure à celle que l'on trouve habituellement dans le milieu interstellaire. Ce phénomène a été mis en évidence par l'équipe de Nançay (Cognard et al, 1994) en effectuant la corrélation entre les résidus de chronométrage et le flux mesuré du pulsar pendant l'observation. Le flux diminue à cause de la densité électronique plus importante ce qui cause le retard observé dans les temps



d'arrivée. D'autres ESE peuvent être mis en évidence, par exemple en décembre 1993 et en mars/avril 1994. Le second phénomène correspond à un saut de phase de  $(2,05 \pm 0,11) \mu\text{s}$  entre les observations effectuées jusqu'au 16 janvier 1991 en polarisation linéaire et les observations effectuées à partir du 19 décembre 1991 en polarisation horizontale. Les valeurs des différents paramètres ajustés qui se trouvent dans l'entête des figures 29 à 31 seront discutées en détails dans la dernière partie de ce mémoire.

## II.3 Etalonnages de la liaison TV par transport d'un récepteur GPS

### II.3.1 Généralités

La datation des temps d'arrivée des signaux pulsars s'effectue à la station de Nançay grâce à une horloge atomique à rubidium. Afin de pouvoir raccorder ces temps d'arrivée dans l'échelle de temps local de Nançay aux références de temps nationale (UTC(OP)) et internationale (UTC) il est nécessaire de connaître les écarts entre UTC(Nançay) et l'échelle de temps choisie. Pour se faire on utilise la méthode de télévision directe qui fournit la quantité

$$[\text{UTC(OP)} - (\text{TV} + r_1)] - [\text{UTC(Nançay)} - (\text{TV} + r_2)]$$

$r_1$  et  $r_2$  étant les retards qui affectent les trajets des signaux TV, UTC(OP) et UTC(Nançay) étant les échelles de temps universel coordonné des observatoires de Paris et Nançay respectivement. On ne peut donc déterminer la différence de phase entre les deux horloges que si l'on peut déterminer la différence des retards ( $r_1 - r_2$ ). Cette quantité dépend des trajets des signaux TV dans l'atmosphère ainsi que de multiples retards dans les circuits électroniques des récepteurs, des relais, des émetteurs... Elle est estimée quotidiennement à l'Observatoire de Paris (BNM-LPTF) et ne peut être confirmée que par un étalonnage de la liaison qui est effectuée par un transport d'horloge ou de récepteur GPS entre Paris et Nançay. C'est cette dernière solution qui a été mise en oeuvre à deux reprises en 1993 et 1994. Le récepteur transporté était un récepteur TTR06 fabriqué par Allen Osborne Associates de type NBS/TTR06, monocanal (code C/A, fréquence  $L_1$ ). Le retard interne adopté est de 40 ns, celui du câble d'antenne de 230 ns. Le retard dû au câble entre l'horloge de Nançay et le récepteur étant quand à lui de -51.25 ns (10.25 m de câble à 5 ns par mètre). Le retard total introduit

était donc de +220 ns. Les coordonnées de l'antenne furent prises égales à 47°22'16"79 pour la latitude, 2°11'51"73 pour la longitude et 183 m pour l'altitude, l'incertitude sur ces coordonnées étant de 2m, ce qui contribue pour une part non négligeable au bilan d'incertitude de chaque vue commune pour l'estimation de la liaison OP/Nançay.

### II.3.2 Rappel de la méthode des vues communes par GPS

La méthode des vues communes est la méthode opérationnelle employée pour synchroniser les horloges atomiques par GPS servant aux synchronisations d'horloges (LPTF, 1993). Il s'agit d'effectuer, suivant un programme d'environ 40 poursuites par jour établi par le BIPM, une mesure simultanée des écarts de temps REF<sub>1</sub>-GPS (horloge de référence de la station i moins temps du GPS ) en deux stations distantes. Ces deux stations échangent leurs données, ce qui donne accès aux écarts REF<sub>1</sub>-REF<sub>2</sub> par simple différence, pourvu que les poursuites aient été effectuées en vue communes strictes, c'est à dire à la même date à la seconde près. A partir des mesures compactées sur 15s, l'écart de temps entre l'horloge d'une station A et le temps GPS fourni par un satellite S peut s'écrire

$$\Delta T[H_A - H_{GPS}] = PR_{AS} - \left( \frac{R_{AS}}{c} + dS_A + dI_A + dT_A \right) - dD_A + \Delta T[H_s - H_{GPS}]$$

Dans cette équation PR<sub>AS</sub> représente la pseudodistance géométrique (produit de la vitesse de la lumière par le temps de propagation du signal) mesurée sur le code C/A par un récepteur GPS. R<sub>AS</sub> est la distance géométrique calculée par le récepteur sur la base des coordonnées d'antenne fournies par l'utilisateur et des éphémérides satellite transmises dans le message GPS. c est la vitesse de la lumière. dS<sub>A</sub> est l'effet Sagnac calculé par le récepteur. dI<sub>A</sub> correspond au retard dû à la traversée de l'ionosphère, soit calculé par le récepteur d'après un modèle dont les paramètres sont transmis dans le message GPS, soit mesuré par un système indépendant (« calibrateur ») extérieur au récepteur. dT<sub>A</sub> est le retard dû à la traversée de la troposphère, soit calculé par le récepteur, soit calculé à partir de données météorologiques locales. dD<sub>A</sub> est le "retard de la station". Ce retard correspond à la somme du retard de l'antenne, du retard du câble d'antenne et du retard du récepteur auquel on retranche le retard du câble de raccordement à l'horloge. Enfin le dernier terme correspond à l'écart de temps entre l'horloge satellite et le temps du GPS, transmis dans le message GPS. Les paramètres

volontairement dégradés par les opérateurs du GPS sont  $R_{AS}$  par la SA (« Selective Availability ») éphémérides et  $\Delta T[H_S-GPS_S]$  par la SA horloge. La dégradation de ce dernier terme est sans importance dans le cas de vues communes strictes, et puisque la SA actuellement appliquée au système est du type SA horloge, cette méthode devrait permettre la synchronisation des stations sol avec la même qualité que dans le cas d'un système GPS non dégradé. La synchronisation des horloges des deux stations est obtenue directement par

$$\Delta T[H_A - H_B] = \Delta T[H_A - H_{GPS}] - \Delta T[H_B - H_{GPS}]$$

En général les laboratoires disposent chacun d'un récepteur GPS. Une campagne d'étalonnage consiste donc en un transport d'un troisième récepteur. Ce récepteur est tout d'abord mis en parallèle avec le récepteur de la station A pendant une période de quelques jours. Durant cette période on acquiert donc les données  $REF_A-GPS_A$  et  $REF_A-GPS_C$ , obtenues respectivement à l'aide du récepteur fixe de la station A et du récepteur mobile. Après transport du récepteur C à la station B, on acquiert les données  $REF_B-GPS_B$  et  $REF_B-GPS_C$ . Enfin, dans une troisième phase dite de bouclage on remet le récepteur mobile sur la site de la station A et on recommence les opérations précédemment citées. Pour chaque vues communes on peut donc calculer la quantité

$$(REF_A - REF_B) - (GPS_A - GPS_B)$$

L'hypothèse implicite de cette méthode est que le retard interne du récepteur d'étalonnage reste stable pendant toute la période de mesure, et notamment pendant les transports. On ne peut justifier de cette hypothèse que par une observation préalable de longue durée du récepteur transporté, et par la cohérence des mesures obtenues avant le transfert à la station B avec celles obtenues après le retour à la station A. Si donc la cohérence des résultats avant et après le transport est constaté on a directement accès à la quantité  $REF_A-REF_B$ .

Le cas de l'étalonnage de la liaison Nançay/OP est légèrement différent dans la mesure où le site de Nançay ne disposait pas, à la date de l'étalonnage, d'un récepteur GPS. La méthode est cependant très semblable. Le récepteur mobile est tout d'abord placé à Paris près du récepteur GPS de référence du BNM-LPTF (NBS51, fabriqué par AOA, type NBS-TTR5, mono canal, code C/A, fréquence  $L_1$ ). Lors de cette première phase on obtient les différences entre

l'horloge maîtresse de l'Observatoire de Paris (UTC(OP) généré par un étalon commercial de type HP5071-A) et le temps du GPS par l'intermédiaire de chaque récepteur. Par différence on obtient une estimation de l'écart des retards internes de ces derniers. La deuxième phase consiste à transporter le récepteur TTR6 à Nançay et à acquérir les données UTC(Nançay)-GPS(TTR6-A). L'observation des satellites s'effectuant, comme il se doit, en vue commune, on obtient les différences de phase entre l'horloge à rubidium de Nançay et l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris à l'écart entre les retards internes des récepteurs près. Dans le même temps, on mesure les différences de phases par TV. Comme précédemment, lors de la troisième phase, on vérifie la cohérence des mesures obtenues pendant cette phase avec celles obtenues lors de la première. Si les mesures sont effectivement cohérentes on en déduit l'incertitude de la liaison TV entre OP et Nançay.

### II.3.3 Etalonnage de la liaison OP/Nançay réalisé entre le 15 juin et le 2 juillet 1993

La figure 32 représente , sur 13 jours, les mesures de [UTC(OP)-GPS(TTR06)]- [UTC(Nançay)-GPS(TTR06)].

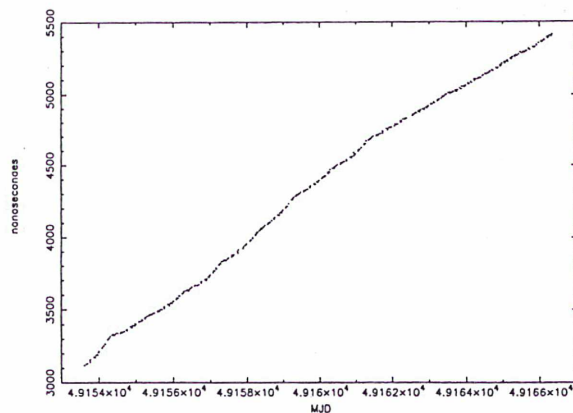


Fig. 32 Différence de phase entre UTC(OP) et UTC(Nançay) par GPS

Seules les données acquises avant le 28 juin 1993 (MJD 49166) ont été utilisées. En effet, à cette date , l'horloge à rubidium de Nançay a effectuée un saut de phase d'approximativement 10  $\mu$ s. Ce saut est probablement imputable à une panne de l'onduleur de la station, qui aurait elle-même été déclenchée par les violents orages qui se sont abattus sur le site du radiotélescope à cette période. La figure 33 montre les résidus de ces données brutes après

ajustement d'une droite obtenue par la méthode des moindres carrés. On y voit également les mesures de [UTC(OP) - UTC(Nançay)] obtenues par la méthode de télévision.

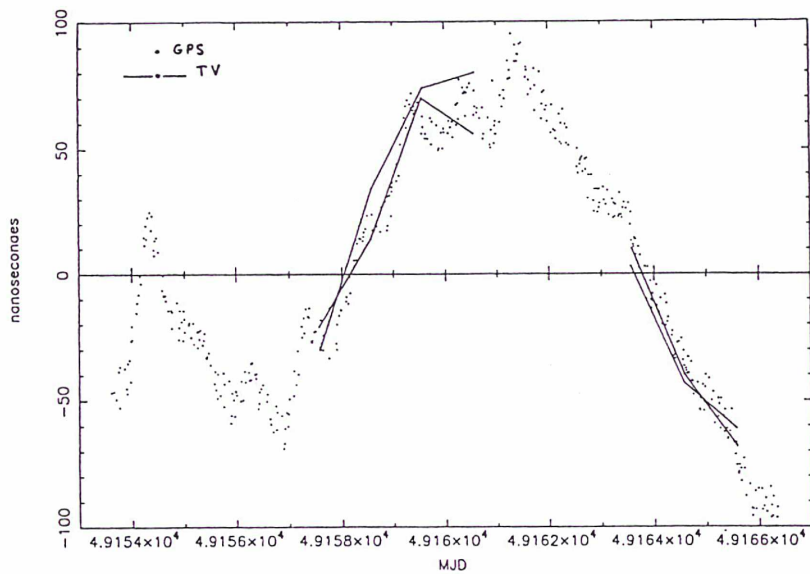


Fig.33 Résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par TV et GPS

Ces mesures ont été obtenues en retranchant aux mesures TV brutes la droite des moindres carrés ajustée sur ces données. Afin d'obtenir une mesure GPS aux mêmes instants qu'une mesure TV (13 h 22 m pour TF1 et 13 h 45 m pour A2) on a ajusté, toujours par les moindres carrés, un segment de droite sur les données GPS de la figure 33 toutes les 24 heures. La figure 34, enfin, montre la différence entre les données de télévision et les données GPS de la comparaison des horloges de Nançay et de Paris.

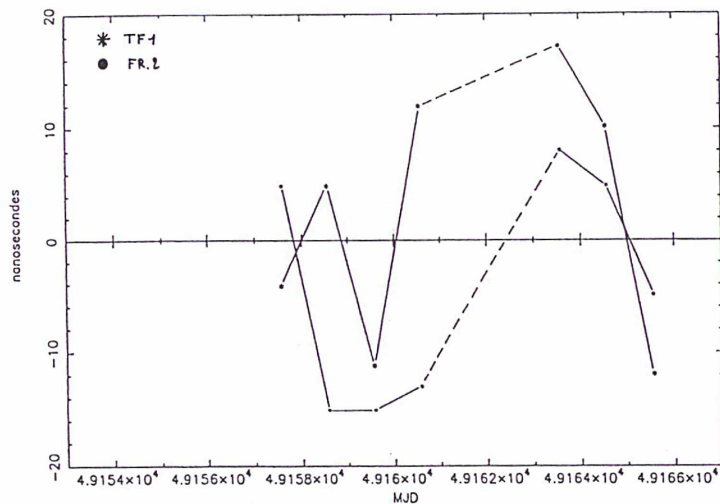


Fig. 34 Différences entre les mesures TV et GPS à 13h22 et 13h45

Les points correspondant aux données obtenues par TF1 sont dispersés autour d'une valeur moyenne voisine de 2,4 ns d'environ 10 ns. Pour les valeurs correspondant aux données obtenues par France2 la dispersion est de 10 ns autour d'une valeur moyenne égale à -4,3 ns. Le résultat du transport est donc le suivant à la date du 21 juin 1993

$$[\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{TF1}} - [\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{GPS}} = 2,4 \text{ ns}$$

$$[\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{A2}} - [\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{GPS}} = -4,3 \text{ ns}$$

avec une incertitude estimée à 10 ns ( $1\sigma$ ).

Au vu de ce résultat, les temps de propagation des signaux de télévision entrant comme termes correctifs dans les transferts de temps sont considérés comme bons du point de vue de l'incertitude de l'étalonnage. Les corrections appliquées aux temps de propagation n'ont donc pas été modifiées. Les valeurs trouvées par le BIPM en 1991 (BIPM, 1991) à savoir 152 ns pour TF1 et 146 ns pour A2 étaient donc toujours en usage après cet étalonnage. La figure 35 montre l'écart entre les récepteurs TTR6 et NBS51 avant et après l'étalonnage ainsi que l'écart entre les récepteurs NBS51 et VSL15 (fabriqué par Van Swinden Laboratorium au Pays Bas, de type NBS-TTR5, mono canal, code C/A, fréquence L1).

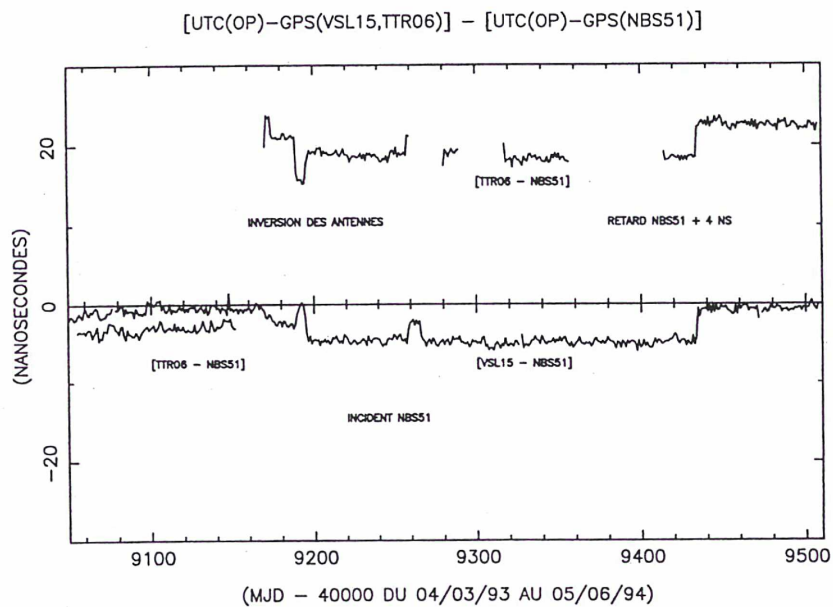


Fig. 35 Comparaison des récepteurs GPS du BNM-LPTF

Avant le départ pour Nançay l'écart TTR6/NBS51 se situait aux environs de 3 ns. A son retour le TTR6 affichait un écart de 21 ns par rapport au NBS51. Dans le même temps l'écart

NBS51/VSL15 restait du même ordre de grandeur. L'écart enregistré entre les récepteurs NBS51 et TTR6 semble donc provenir exclusivement de ce dernier sans que l'on puisse en préciser la cause exacte (électronique défectueuse, cause locale à la station de Nançay...). Entre les mois août et de décembre 1993 le CNES (Centre national d'études spatiales) et le BNM-LPTF ont réalisé en commun l'expérimentation CE-GPS (Complément Européen au GPS). Pour les besoins de cette expérimentation le TTR6 a été envoyé à Toulouse à deux reprises (figure 35) et les différentes comparaisons avec l'Observatoire de Paris font apparaître que le TTR6 n'a pas effectué de saut supplémentaire. Le saut du récepteur lors de son transport à Nançay reste donc inexplicable mais on peut néanmoins supposer sans trop de risques que les résultats obtenus n'ont pas été dégradés. En effet, si le saut avait eu lieu pendant la durée de l'étalonnage (hypothèse d'un saut brusque) il serait visible sur la figure 34. Si il s'est produit après l'étalonnage les résultats n'en sont bien sûr pas affectés. Si au contraire il s'est produit avant l'étalonnage le fait que les points de la figure 34 soient bien centrés autour de zéro pourrait peut être s'expliquer par un saut de phase en sens opposé du rubidium. La solution la plus plausible semble cependant être un saut de phase lors du retour du récepteur à l'Observatoire de Paris.

### **II.3.3 Etalonnage de la liaison OP/Nançay réalisé entre le 8 janvier et le 27 février 1994**

Le BNM-LPTF a effectué une seconde campagne d'étalonnage afin, d'une part, de valider les résultats de la première campagne qui ont été obtenus sur une courte période de temps et d'autre part, de vérifier la compatibilité électromagnétique du récepteur GPS avec le radiotélescope. En effet, suite à une campagne antérieure effectuée par le BNM-LPTF, des parasites furent observés sur certains spectres de pulsars. Ceux ci étaient dus à une technologie des antennes GPS différentes de celles utilisées actuellement. La présence pendant une période relativement longue d'un récepteur GPS sur le site de Nançay a donc permis de confirmer qu'effectivement les récepteurs et les antennes de nouvelles génération ne produisent aucuns effets indésirables. Les données brutes UTC(Nançay)-UTC(OP) via GPS et télévision sont présentées sur la figure 36 ainsi que les résidus obtenus après ajustement de la droite des moindres carrés aux données GPS sur la figure 37. Comme précédemment on ajuste la droite des moindres carrés aux données obtenues par GPS toutes les 24 heures (figure 38). Cela permet d'obtenir un point à 13 h 22 m et un point à 13 h 45 m, instants pour lesquels on connaît UTC(Nançay)-UTC(OP) par la télévision. Les différences TV-GPS sont représentées

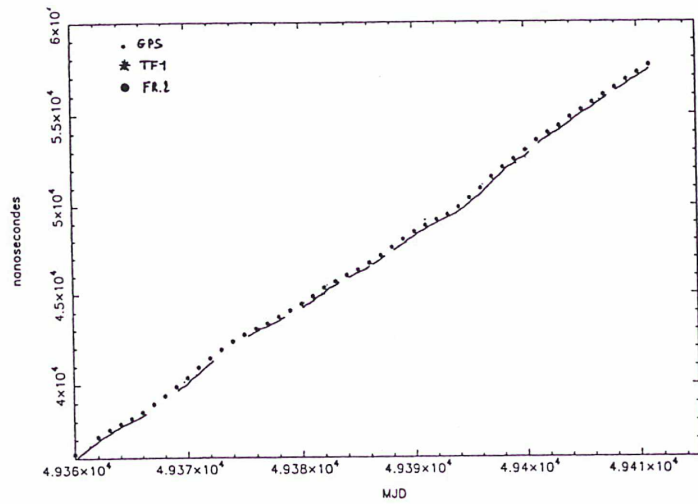


Fig. 36 Différence de phase entre UTC(OP) et UTC(Nançay) par GPS et par TV

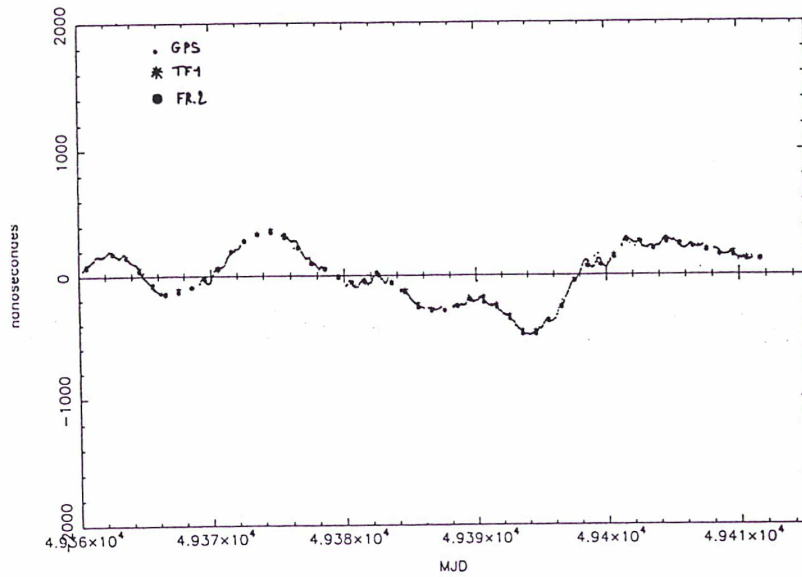


Fig. 37 Résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par TV et par GPS

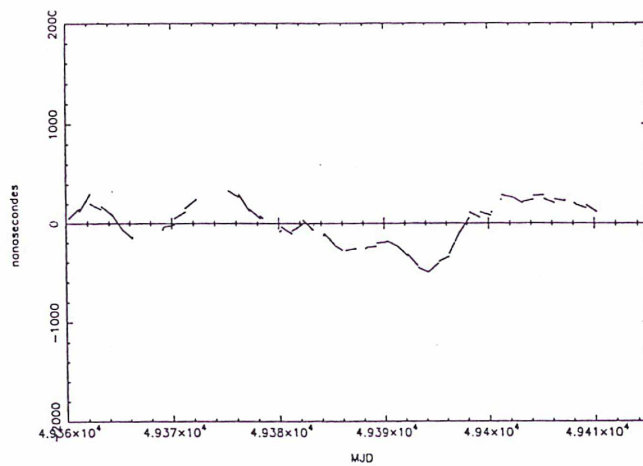


Fig.38 Ajustement d'une droite toute les 24 h aux résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par GPS



sur la figure 39.

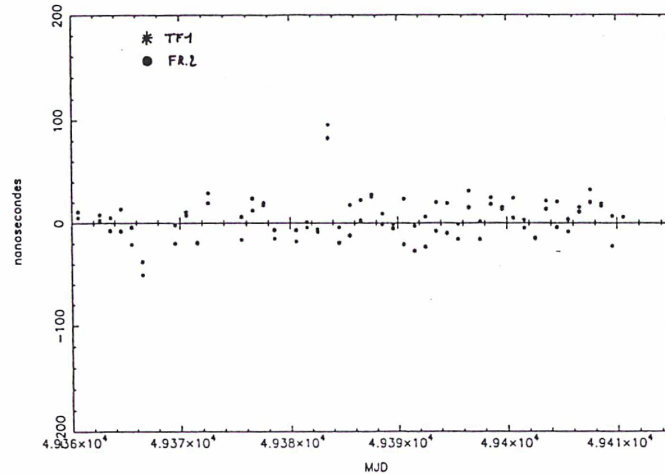


Fig. 39 Différences entre les mesures TV et GPS à 13 h 22 et 13 h 45

La dispersion des données de TF1 est de 15 ns autour d'une valeur moyenne égale à 1.5 ns. Pour France2 ces quantités valent respectivement 15 ns et -5.5 ns. Le résultat du transport est donc le suivant à la date du 30 janvier 1994

$$[\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{TF1}} - [\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{GPS}} = 1.5 \text{ ns}$$

$$[\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{A2}} - [\text{UTC}(\text{Nançay}) - \text{UTC}(\text{OP})]_{\text{GPS}} = -5.5 \text{ ns}$$

avec une incertitude estimée à 15 ns ( $1\sigma$ ). Les différences entre les données de la figure 36 et celles de la figure 37, obtenues en ajustant par les moindres carrés des segments de droites sur une période de 24 h, sont représentées sur la figure 40.

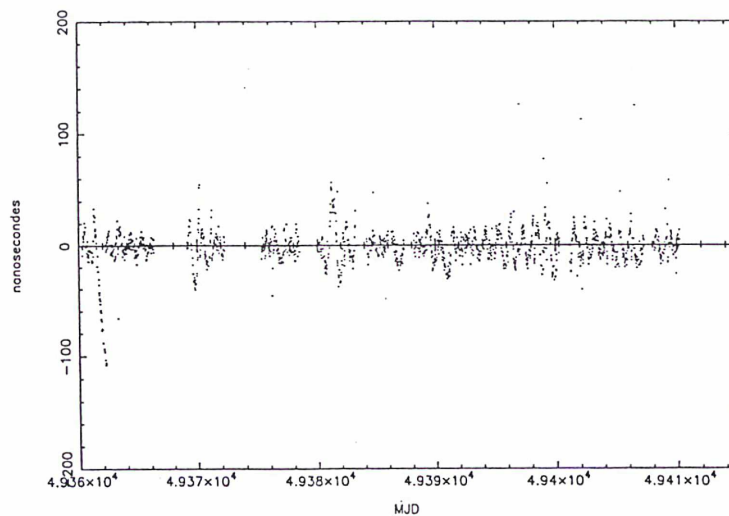


Fig. 40 Différences entre les résidus de la figure 36 et l'ajustement de la figure 38

C'est la méthode de réduction des données communément au BNM-LPTF. Il est clair que le comportement de ces résidus n'est pas celui d'un bruit blanc. On pourrait s'en convaincre en calculant, par exemple, la fonction d'autocorrélation de cette série temporelle. Une discussion détaillée de la réduction des données GPS ainsi qu'un parallèle avec la réduction des données de chronométrage des pulsars sont proposés au paragraphe suivant.

### II.3.5 Estimation de l'exactitude de la liaison OP/Nançay

Une discussion détaillée à propos des postes d'erreur qui peuvent influencer les mesures de comparaison de temps par GPS a été effectuée par Lewandowski et Thomas (Lewandowski, Thomas, 1991). Le tableau 7 résume la composante matérielle de l'exactitude souvent considérée comme la composante principale de cette dernière. Les valeurs des incertitudes constituant le tableau 7 sont données à  $1\sigma$  en ns.

Erreur de l'horloge du satellite	0,0	(disparaît en vue commune)
Coordonnées d'antenne au LPTF	0,5	(incertitude de 15 cm)
Coordonnées d'antenne à Nançay	6,0	(incertitude de 2m)
Coordonnées du satellite	1,0	(liaison 200 Km)
Retards ionosphériques	3,0	(modèle STANAG ( $h > 30^\circ$ ))
Retards troposphériques	2,0	(modèle STANAG ( $h > 30^\circ$ ))
Etalonnage récepteur	1,0	
Logiciel récepteur	0,0	
Multitrajets	1,0	
Bruit des récepteurs (mesures 13 mn)	3,0	
Raccordement UTC(OP)	0,5	
Raccordement UTC(Nançay)	1,0	
Exactitude d'une vue commune	7,9 ns	(somme quadratique)

Tab. 7 Estimation de l'exactitude de la liaison LPTF/Nançay

## II.4 Remplacement du système de comparaison d'horloges par télévision par le système de comparaison d'horloges par GPS

### II.4.1 L'horloge atomique à rubidium de Nançay

L'horloge utilisée pour dater les observations de chronométrage est un oscillateur à rubidium Rhode et Schwarz XSRM238.4011.02 fournissant un signal sinusoïdal à 5 MHz et une impulsion seconde à partir de la transition atomique à 6834,682614 MHz entre les deux

niveaux hyperfins de l'état fondamental  $^5S_{1/2}$  du rubidium. Il pilote une horloge digitale qui décale temporellement l'impulsion seconde. Il est installé dans une cage de Faraday dans le laboratoire focal du radiotélescope. L'étude de la stabilité de cet oscillateur sera effectuée plus loin. La comparaison entre l'horloge à rubidium de Nançay et l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris est effectuée depuis que les pulsars millisecondes sont chronométrés, c'est à dire depuis 1988. Jusqu'au mois d'octobre 1994 cette comparaison s'est effectuée exclusivement grâce à la télévision (figure 41).

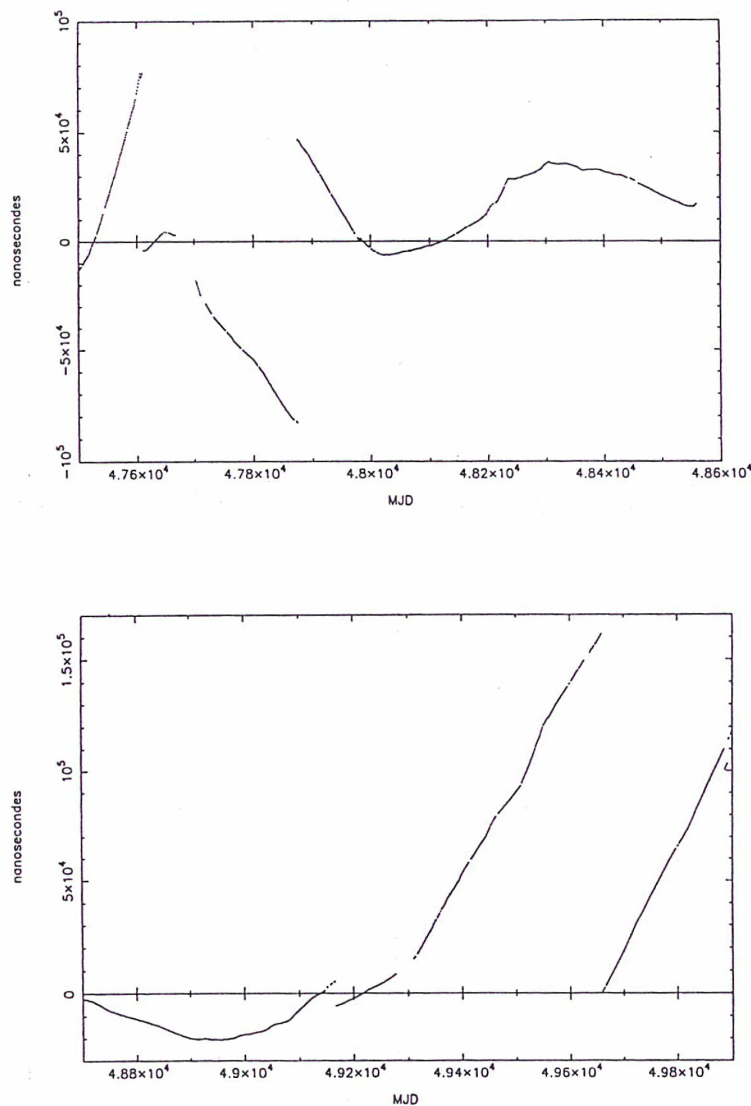


Fig. 41 Historique de rubidium de Nançay

Les sauts de phase visibles sur la figure 41 sont de deux natures différentes. Il y a tout d'abord les sauts de phase "naturels". Le rubidium, pour une cause naturelle qui lui est propre, subit un saut de phase. Un tel saut est visible juste avant le MJD 48000. Lorsque ces sauts sont de

faible amplitude il n'y a pas lieu de les corriger. Par contre, lorsqu'ils sont importants il convient d'effectuer le même saut mais en sens inverse. Le saut de phase est alors "artificiel". Une telle situation s'est produite en 1992 où le rubidium a effectué de lui même un saut de 2960  $\mu\text{s}$ . Le même saut de phase mais en sens inverse a alors été appliqué (Tableau 8). Des sauts de phase artificiels peuvent également être décidés si la fréquence du rubidium est telle que la différence de phase avec l'horloge à césium de Paris est très éloignée de zéro. Cela fût par exemple le cas vers le MJD 47600 ou un saut de 80  $\mu\text{s}$  a été effectué.

Date	MJD	Saut ( $\mu\text{s}$ )
26 Mars 1989	47611	-80
15 Décembre 1989	47875	130
2 Janvier 1990	47893	-0,2
3 Janvier 1990	47894	0,2
31 Mars 1990	47981	0,87
2 Avril 1990	47983	1,06
24 Mai 1991	48400	0,15
15 Février 1992	48667	-2960
28 Juin 1993	49166	-11,160
27 Juillet 1994	49560	-0,6
4 Novembre 1994	49660	-161
29 Mai 1995	49866	-100
22 Janvier 1996	50104	-100

Tab. 8 Sauts de phase subit par l'horloge à rubidium de Nançay

## II.4.2 Comparaison des horloges de Nançay et de Paris par GPS

### II.4.2.1 Avantages du système GPS par rapport à la télévision

Depuis le 7 novembre 1994 le BNM-LPTF a implanté de façon permanente à la station de Nançay un récepteur GPS AOA-TTR6 afin de fournir le plus régulièrement et le plus souvent possible une comparaison de l'horloge à rubidium à l'horloge maîtresse de l'Observatoire de Paris. Il existe deux raisons principales pour lesquelles le système de

télévision doit être remplacé par le système GPS. Tout d'abord, la diffusion des émissions de télévision doit se faire, dans un avenir plus ou moins proche, de façon entièrement numérique. De ce fait le système actuel de comparaison par rapport à la "barre B2" ne sera plus utilisable. Ensuite, les comparaisons actuelles se font seulement deux fois par jour; à 12 h 22 m pour TF1 et 13 h 45 m pour France2. On dispose donc de deux valeurs très proches l'une de l'autre en 24 heures. Or sur 24 h, comme cela sera montré plus loin, on ne peut pas considérer que le comportement de la phase du rubidium soit linéaire par rapport à celle du césium de Paris. Il faut donc disposer d'un système qui permette de raccorder le rubidium de Nançay au césium de l'Observatoire de Paris plusieurs fois par jour afin d'encadrer au mieux l'heure d'observation du pulsar. Enfin, le système GPS possède d'autres avantages qui sont loin d'être négligeables d'un point de vue pratique. Il dispense l'utilisateur du calcul des temps de trajet des signaux de télévision, il est plus souple d'utilisation...etc.

#### II.4.2.2 Obtention des données GPS

Il s'agit d'effectuer suivant un programme d'environ 40 poursuites par jour, établi par le BIPM, une mesure simultanée des écarts de temps REF<sub>i</sub>-GPS (horloge de référence de la station i moins temps du GPS).

SV	CLS	START TIME	LNTH	AG	EL	AZM	ION	REF-SV	SLOPE	REF-GPS	SLOPE	RMS
#	#	MJD' HH MM SS	SEC HR DG DEG .1NS					0.1NS	PS/S	0.1NS	PS/S	NS
22	4C	0096 23:50:15	765 41 20 176 11					-277793	+12	-10	+15	53
21	4C	0096 23:06:15	765 .70 45 140 7					+12144	+85	-27	+84	53
17	10	0096 22:50:15	765 48 32 55 8					+103525	+333	-170	+332	81
23	4C	0096 22:18:15	765 69 39 108 7					-5678	-406	+222	-405	40
6	10	0096 21:30:15	765 68 19 82 11					-4984	-223	+161	-222	55
22	00	0096 21:14:15	765 27 75 274 5					-277727	-121	+9	-118	41
28	18	0096 20:58:15	765 80 28 266 9					-59600	-27	+0	-25	13
16	10	0096 20:26:15	765 44 13 42 13					+165178	+97	+28	+92	30
25	00	0096 19:06:15	765 FF 60 259 6					+471	+21	+47	+21	44
6	00	0096 18:34:15	765 68 82 185 5					-5170	+98	-30	+98	43
5	10	0096 18:18:15	765 15 34 93 8					-19535	+245	-85	+247	25
24	10	0096 17:46:15	765 88 32 68 9					-202023	+180	-122	+153	38
4	10	0096 17:30:15	765 89 15 37 12					-6254	+24	-35	+26	41
9	BC	0096 17:14:15	765 89 21 135 12					+8082	-4	+38	-5	68
1	7C	0096 16:58:15	765 84 43 263 8					-549598	+276	-137	+262	44
6	4C	0096 16:42:15	765 71 29 197 11					-5134	+17	+4	+18	59
20	19	0096 16:26:15	765 88 64 267 6					-67013	-41	+40	-38	35
5	00	0096 15:22:15	765 18 70 244 6					-19467	-33	-36	-31	83
21	08	0096 14:50:15	765 71 21 288 12					+12031	+38	-124	+37	64
7	10	0096 14:34:15	765 FF 35 62 9					-714171	-197	+76	-196	34
23	00	0096 13:46:15	765 70 35 276 9					-5959	+196	-75	+196	44
2	10	0096 13:30:15	765 35 29 53 10					+223713	+166	-58	+163	65
9	19	0096 13:14:15	765 88 54 274 7					+7968	+183	-58	+182	50
9	68	0096 12:26:15	765 88 34 258 10					+8009	-46	-14	-47	54
27	10	0096 12:10:15	765 43 27 69 11					-15489	-142	+84	-141	40
26	08	0096 11:38:15	765 FF 59 298 6					+136928	+244	-86	+239	36
19	10	0096 11:06:15	765 11 22 62 12					-307927	+49	-41	+78	42
18	10	0096 09:46:15	765 58 20 88 12					+5720	+162	-39	+161	46
16	08	0096 09:30:15	765 29 61 296 6					+164985	-234	+14	-239	50
29	10	0096 08:10:15	765 FF .24 69 10					-5309	-9	+33	-9	73

Tab. 9 Fichier de données GPS

Chaque poursuite dure 15 minutes mais les données réellement utilisées sont prises 2 minutes après le début de la poursuite. Pendant les 13 minutes (780 s) effectives de la poursuite les mesures sont effectuées toutes les secondes. Puis, toutes les 15 secondes, un ajustement quadratique est effectué dont le résultat est donné pour la date milieu de chaque intervalle de 15 secondes. On fait alors passer par ces points une droite qui s'y ajuste au sens des moindres carrés. Le résultat REF<sub>i</sub>-GPS de la poursuite sera alors l'ordonnée de cette droite de régression pour l'abscisse 390 s. Il y a donc une quarantaine de ces points par jour. Le tableau 9 ci-dessus donne un exemple de fichier de données GPS à "l'ancien format". La première colonne contient le numéro du satellite. Sa classe est consignée dans la deuxième colonne. La troisième colonne donne le jour julien modifié de l'observation. Vient ensuite l'heure du début de la poursuite ainsi que sa durée en secondes. La sixième colonne contient la correction ionosphérique au début de la poursuite en numération hexadécimale. Viennent ensuite la hauteur du satellite au dessus de l'horizon à la fin de la poursuite (en degré) ainsi que son azimut. La neuvième colonne contient la correction ionosphérique en dixièmes de ns à la fin de la poursuite. La dixième colonne correspond à la différence de temps entre le laboratoire et le satellite toujours en dixièmes de ns. La pente de la droite des moindres carrés ajustée sur les données REF-SV en ps/s se trouve dans la onzième colonne. La colonne suivante fournit la différence entre le temps du laboratoire et celui de la constellation GPS en dixièmes de ns. L'avant dernière colonne donne la pente de la droite des moindres carrés ajustée sur les données REF-GPS en ps/s. Enfin on trouve dans la colonne 14 l'écart type de l'ajustement précédent. Un nouveau format (CGGTTS, 1993) qui commence à être implanté sur certains récepteurs devraient simplifier le transmission automatique des fichiers, améliorer le traitement à court terme et utiliser UTC comme référence de datation des calculs, ce qui devrait permettre une augmentation des observations simultanées vraies.

### II.4.2.3 Analyse des données GPS

L'analyse des données d'observations en vues communes des satellites GPS est, comme on l'a déjà dit, très semblable à l'analyse des données de chronométrage d'un pulsar. La seule différence qui existe se situe au niveau du modèle d'analyse qui, dans le cas du GPS, est un modèle linéaire. La simplicité du modèle d'analyse des données GPS donne donc une occasion supplémentaire de bien comprendre l'analyse des données de chronométrage. En référence au vocabulaire employé dans la communauté des astrophysiciens nous appellerons

« observations » les données de comparaison d'horloge c'est à dire l'ensemble des points UTC(Nançay)-UTC(OP). La figure 42 en est une illustration.

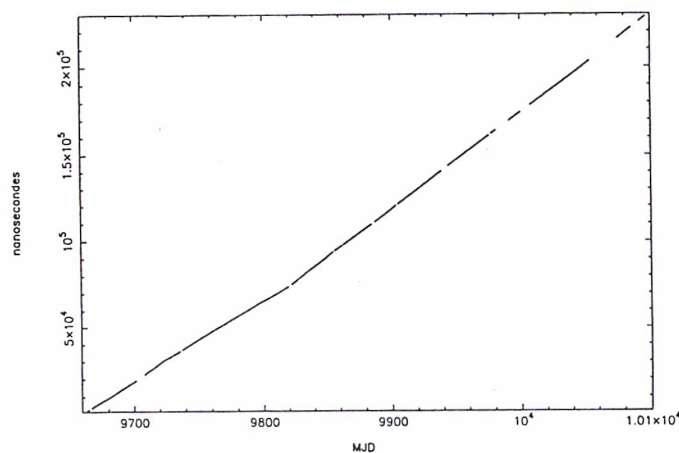


Fig. 42 UTC(OP)-UTC(Nançay) par GPS (« Observations »)

Nous appellerons, toujours en référence au vocabulaire des astrophysiciens, « calcul » les données de comparaison d'horloge calculées avec des paramètres « à priori ». Les paramètres à priori sont ici des valeurs approchées de la marche du rubidium de Nançay, exprimée en ns/s et de la différence de phase entre cette horloge et l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris exprimée en ns pour l'origine des jours juliens modifiés. La valeur de ces paramètres à priori peut provenir d'une détermination empirique ou être le résultat de l'ajustement précédent. La différence entre les observations et les calculs conduit aux résidus avant ajustement (les « profits » de la communauté astrophysique). Ces résidus sont représentés sur la figure 43. On peut alors écrire, « y » représentant les observations

$$y - (ax_0 + b) = \left. \frac{\partial f}{\partial a} \right|_{a_0} \cdot \Delta a_0 + \left. \frac{\partial f}{\partial b} \right|_{b_0} \cdot \Delta b_0 + \varepsilon(\Delta a_0^2; \Delta b_0^2) = x \cdot \Delta a_0 + \Delta b_0 + \varepsilon(\Delta a_0^2; \Delta b_0^2)$$

Le membre de gauche de cette équation représente les « O-C profit ». Les quantités  $a_0$  et  $b_0$  représentent des valeurs approchées des paramètres. On a, bien sûr,

$$f(x) = ax + b = (a_0 + \Delta a_0) \cdot x + (b_0 + \Delta b_0)$$

On en déduit

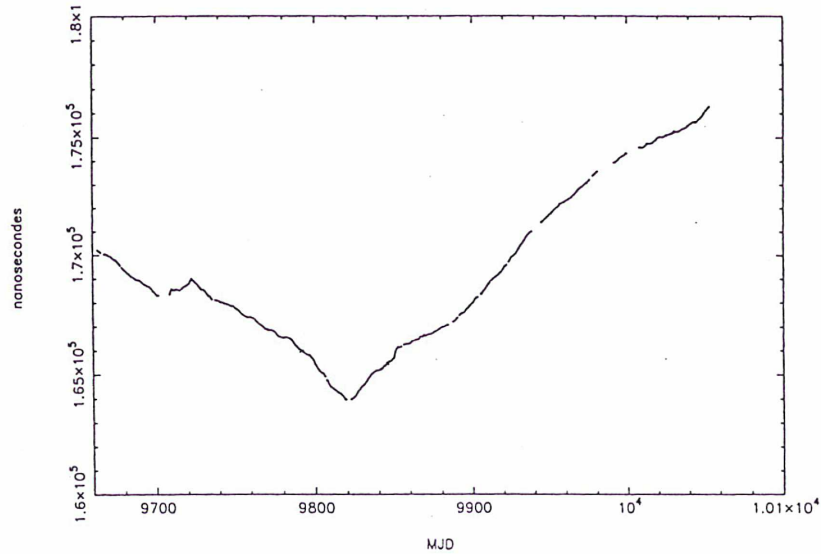


Fig. 43 UTC(OP)-UTC(Nançay) après ajustement d'une droite dont les paramètres sont approchés (« préfits »)

$$[y - (a_0x + b_0)] - (\Delta a_0 \cdot x + \Delta b_0) = \varepsilon(\Delta a_0^2; \Delta b_0^2)$$

Cette équation montre que pour trouver les valeurs  $\Delta a_0$  et  $\Delta b_0$  des corrections à apporter aux paramètres à priori il convient d'ajuster, par les moindres carrés, une droite aux résidus avant ajustement. Une fois les valeurs de  $\Delta a_0$  et  $\Delta b_0$  connues il n'y a plus qu'à effectuer la différence entre les observations et les calculs obtenus avec les nouvelles valeurs des paramètres

$$y - (ax + b) = y - [(a_0 + \Delta a_0)x + (b_0 + \Delta b_0)] = \varepsilon(\Delta a_0^2; \Delta b_0^2)$$

On peut également effectuer la différence entre les résidus avant ajustement et les calculs obtenus par l'intermédiaire du modèle qui est alors fonction de la variation au premier ordre des paramètres

$$[y - (a_0x + b_0)] - (\Delta a_0x + \Delta b_0) = \varepsilon(\Delta a_0^2; \Delta b_0^2)$$

Dans le cas des données de vue commune GPS on préfère cependant utiliser une procédure plus simple qui consiste à ajuster, par les moindres carrés, une droite aux observations sans passer par l'intermédiaire de paramètres approchés. La figure 44 montre les résidus après ajustement des paramètres (les « postfit » de la communauté astrophysique). Dans le cas de l'analyse des données de chronométrage des pulsars, la procédure s'arrête ici. Autrement dit,



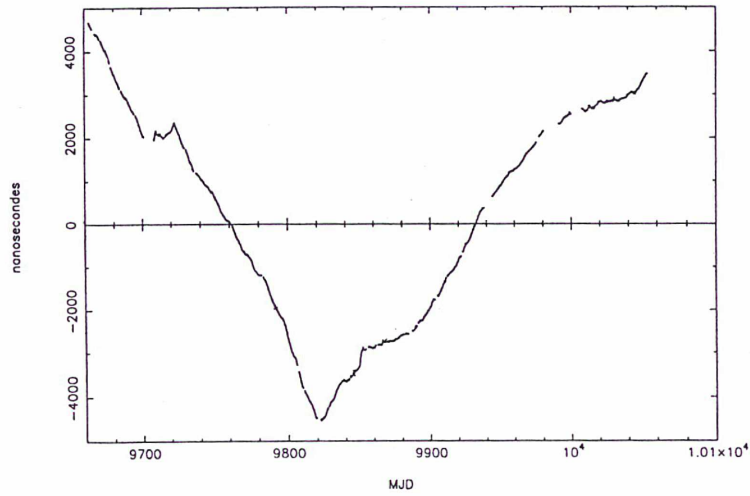


Fig. 44 UTC(OP)-UTC(Nançay) après ajustement de la droite des moindres carrés (« postfits »)

on ajuste les paramètres par les moindres carrés en utilisant toutes les données disponibles, c'est à dire approximativement sept années d'observation. Dans le cas des données GPS, on poursuit cependant l'analyse en calculant la variance d'Allan des résidus obtenus après l'ajustement des paramètres. La variance d'Allan des vues communes GPS entre Nançay et l'Observatoire de Paris est représentée sur la figure 45.

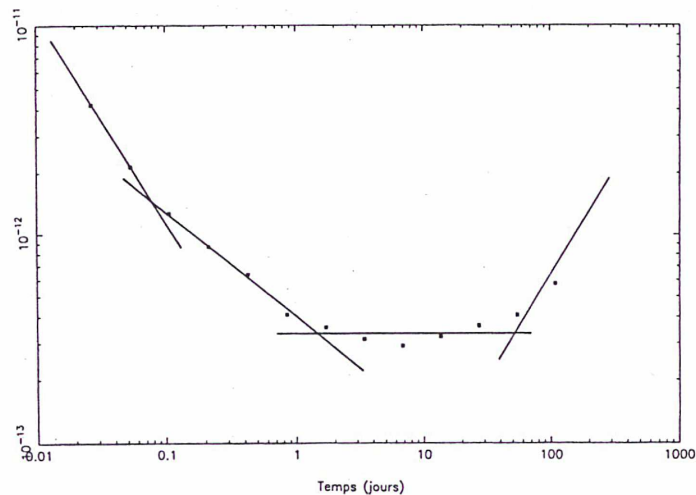


Fig. 45 Stabilité des résidus de la figure 44

Elle correspond à peu près à une année d'observation. On constate que les résidus sont affectés de bruit blanc de phase ou de scintillation de phase jusqu'à une période de 0,1 j (pente -1), de bruit de marche aléatoire de phase ou autrement dit de bruit blanc de fréquence entre les périodes 0,1 j et 1,5 j environ (pente -1/2), de scintillation de fréquence entre les périodes 1,5 j et 5,5 j environ (pente 0) et d'une dérive de fréquence sur le très long terme (pente +1).

Lorsque l'on compare deux horloges à *césium* de qualité équivalente, qui se trouvent dans le même laboratoire, donc reliées physiquement, la variance d'Allan de leurs écarts de phase présente à court terme du bruit blanc de fréquence et des bruits de fréquences plus basses. Or, lors des comparaisons par GPS, les bruits blanc et de scintillation de phase sont prépondérants à court terme. Ils sont donc considérés comme étant extérieurs aux horloges, c'est à dire imputable au système de mesure. Pour cette raison on considère que l'on peut effectuer des traitements statistiques valables, c'est à dire éliminer les bruits générés par le système de comparaison (ici le GPS), sur des périodes qui ne dépassent pas la période correspondant à la fin des bruits de pente -1, donc au début du bruit blanc de fréquence. Dans le cas des données GPS cela correspond souvent à 24 heures sur des distances de l'ordre de 1000 Km. C'est la durée qui est *traditionnellement* retenue, pour l'analyse des données. Il s'agit donc, au lieu de prendre en compte toute la durée d'observation (ici un an), d'ajuster les paramètres sur une durée qui n'excède pas 24 heures. *Au delà, la variance d'Allan indique que la modélisation n'est plus correcte.* On reprend donc l'analyse au début et on ajuste, par les moindres carrés, des segments de droites aux observations sur une durée de 24 heures. Remarquons que l'on peut également ajuster ces segments de droites sur les résidus après l'ajustement des paramètres qui ont été obtenus précédemment. La différence entre les observations et la segmentation effectuée sur 24 heures est représentée sur la figure 46.

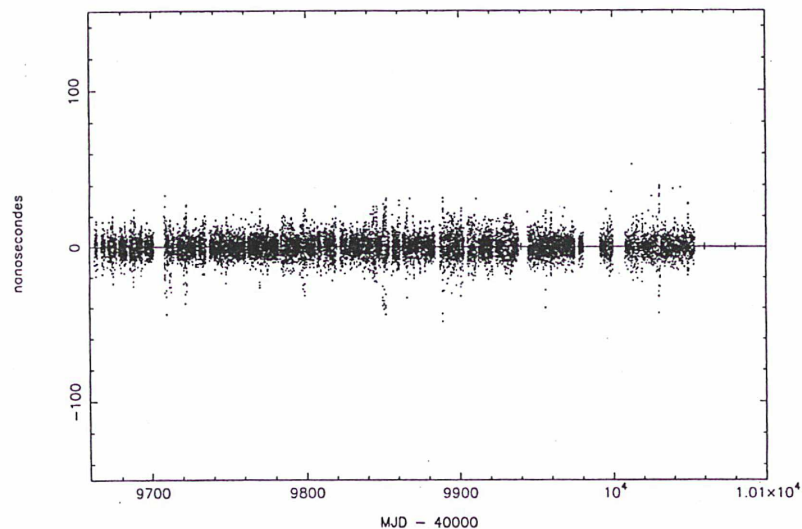


Fig. 46 Résidus obtenus après ajustement de segments de droite sur 24 h aux données de la figure 44

Le comportement des résidus n'est pas celui d'un bruit blanc. Cela provient du fait que l'intervalle de travail, 24 heures, a une durée trop longue. La tradition qui veut que l'analyse

des données de vue commune s'effectue sur 24 heures n'est donc pas fondée. Il faut réduire cet intervalle en utilisant les informations apportées par la variance d'Allan. Dans le cas de Nançay ou l'on cherche à comparer une horloge à rubidium à une horloge à césium (et non deux horloges à césium entre elles) la variance d'Allan indique qu'il ne faudrait pas dépasser une période de 0,1 jour pour le calcul de la moyenne (figure 45). C'est donc sur cette durée qu'il faut reprendre l'analyse. Comme précédemment on effectue une segmentation des observations sur 0,1 j. Les résidus de cette segmentation sont représentés sur la figure 47.

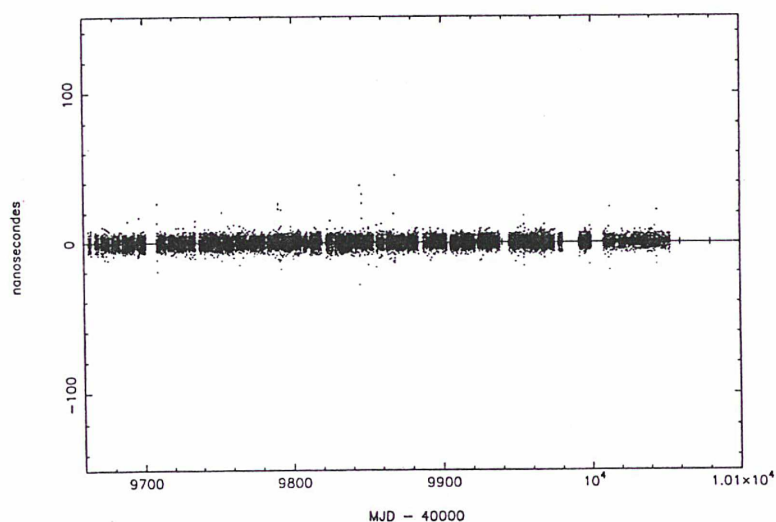


Fig. 47 Résidus obtenus après ajustement de segments de droite sur 0,1 j aux données de la figure 44

Cette fois le comportement est bien celui que l'on attend, c'est à dire un bruit blanc sur toute la durée d'observation. On constate par ailleurs un bruit résiduel nettement plus faible que sur la courbe issue des moyennes sur 24 h. La modélisation utilisée est donc correcte pour toute l'année d'observation des satellites GPS. Le raccordement du rubidium de Nançay au césium de Paris s'effectuera donc de la façon qui vient d'être décrite lors de l'heure d'observation d'un pulsar. Cette heure d'observation sera encadrée par deux valeurs de UTC(Nançay)-UTC(OP) obtenues par ajustement sur 0,1 jour des données de vues communes.



### II.4.3 Comparaison des différences de phase UTC(Nançay)-UTC(OP) obtenues par la télévision et par le système GPS

La comparaison des différences de phase entre Paris et Nançay s'effectue, comme dans le cas de l'étalonnage de la liaison, en effectuant la différence entre les données de télévision et les données de vues communes GPS qui ont été segmentées tous les 0,1 jour. Cette différence est représentée sur la figure 48, qui semble mettre en évidence une oscillation de période annuelle.

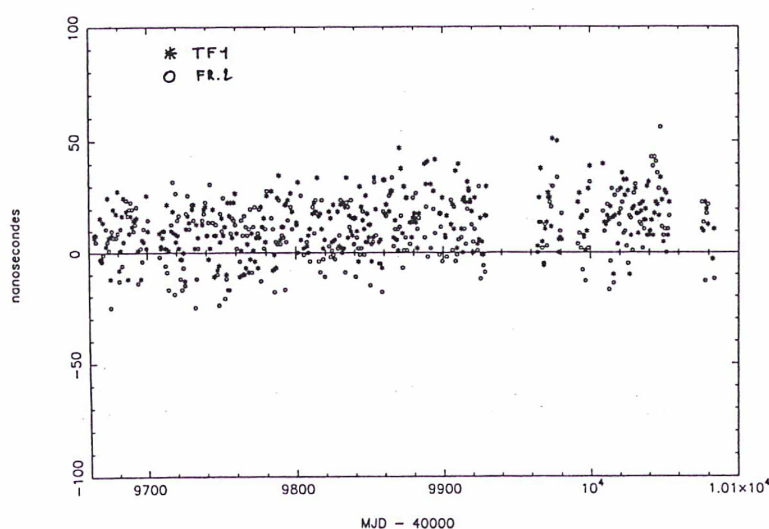


Fig. 48 Différences entre les données TV et GPS

L'étendue des observations n'est cependant pas encore suffisante pour affirmer que cette oscillation existe réellement. Le type de l'horloge maîtresse de l'Observatoire de Paris, une HP5071 A, est connu pour être insensible aux variations du champ magnétique terrestre (Fréon, 1996). L'horloge à rubidium de Nançay est quant à elle sensible à tous ces phénomènes. De plus les ondes électromagnétiques sont bien évidemment sensibles aux modifications de l'atmosphère qu'elles doivent traverser. Les ondes de télévision (500 MHz) ainsi que les ondes du GPS (1600 MHz) sont donc affectées par les modifications de l'atmosphère. L'ondulation visible sur la figure 48 peut donc être engendrée par les effets créés par les modifications de l'atmosphère sans qu'il soit possible d'en déterminer la cause exacte, tous les effets considérés apportant des contributions du même ordre de grandeur.

## II.4.4 Résultats des chronométrages de PSR1937+21 obtenus en comparant l'horloge à rubidium de Nançay à l'horloge à césium de Paris par les systèmes TV et GPS

L'intérêt du système GPS est de pouvoir fournir une comparaison de l'horloge de Nançay par rapport à celle de Paris plusieurs fois par jour. Le nombre maximum de comparaisons dépend évidemment du nombre de vues communes effectuées entre les deux sites. Les pulsars étant observés pendant une heure il serait intéressant de disposer d'une comparaison des horloges toutes les heures afin d'encadrer l'observation. Dans ce cas le nombre de vues communes permettant de calculer un point de comparaison par heure est relativement réduit. D'un autre côté, on a également intérêt à prendre en compte le plus grand nombre de vues communes dans le calcul du point de comparaison afin d'obtenir un comportement statistique moyen. Dans ce cas, comme on l'a vu plus haut, il convient de ne pas dépasser, pour le calcul de la moyenne, une période correspondant à la fin du bruit de scintillation de phase, c'est à dire 0,1 jour. C'est cette période de lissage qui a été choisie. Sur cette période de temps, le nombre de vues communes est suffisant pour effectuer un traitement statistique valable.

LPTF - OBSERVATOIRE DE PARIS -  
UTC(LABO.11)-UTC(OP) PAR GPS BLOCS 1 ET 2  
UNITE : NANOSECONDE

MJD	DATE	Rb/Cs	SIG	NP
50003.583	13-10-1995	1978.	2.3	5
50003.625	13-10-1995	1995.	0.2	3
50003.708	13-10-1995	2031.	3.3	4
50003.750	13-10-1995	2052.	3.3	4
50004.583	14-10-1995	2435.	1.8	5
50004.625	14-10-1995	2453.	2.0	3
50004.667	14-10-1995	2468.	2.0	3
50004.708	14-10-1995	2492.	2.7	4
50004.750	14-10-1995	2512.	2.7	4
50005.583	15-10-1995	0.	0.0	0
50005.625	15-10-1995	0.	0.0	0
50005.667	15-10-1995	0.	0.0	0
50005.708	15-10-1995	0.	0.0	0
50005.750	15-10-1995	0.	0.0	0
50008.583	18-10-1995	4339.	2.1	4
50008.625	18-10-1995	4352.	2.0	4
50008.667	18-10-1995	4375.	2.0	4
50008.708	18-10-1995	4394.	2.5	4
50008.750	18-10-1995	4414.	2.5	4
50009.583	19-10-1995	4799.	1.7	4
50009.625	19-10-1995	4812.	2.7	4

Fig. 49 Raccordement de l'horloge de Nançay à UTC(OP)

Les logiciels mis au point prennent en compte l'heure d'observation des pulsars en fonction du programme mensuel d'observation du radiotélescope. En effet, si l'heure sidérale

d'observation ne varie pas puisqu'elle est toujours égale à l'ascension droite des pulsars, l'heure en temps universel, elle, varie, puisque le radiotélescope de Nançay est un instrument méridien. Les données brutes de comparaison des horloges sont donc lissées sur 0,1 jour. Les droites des moindres carrés qui en découlent permettent alors d'obtenir un point au début et à la fin de chaque observation. La figure 49 ci dessus est un exemple de fichier qui contient les données de raccordement de UTC(Nançay) à UTC(OP) par la méthode indiquée. Le tableau 10 permet de comparer les chronométrages de PSR1937+21 obtenus avec les données TV et GPS. On ne peut que constater le très bon accord entre les paramètres issus des deux sortes de raccordement de la référence de temps locale à UTC(OP). Les différences que l'on peut relever sont tout à fait compatibles avec la précision du calcul. Il en va de même pour les écarts types des résidus qui sont identiques à une dizaine de ns près. Les résultats obtenus permettent donc de valider définitivement le remplacement du système de télévision directe par le système de radionavigation GPS.

	TV	GPS
$P_0$ (sec.)	0,001557806472268(6611)	0,001557806475176(6736)
$10^{20} \cdot \dot{P}$ (sec./sec.)	10,49766(387)	10,49595(394)
$\alpha$	$19^{\text{h}}39^{\text{m}}38,556744^{\text{s}}$ (518)	$19^{\text{h}}39^{\text{m}}38,556527^{\text{s}}$ (527)
$\delta$	$21^{\circ}34'59,156328''$ (6420)	$21^{\circ}34'59,160143''$ (6550)
$\mu_{\alpha}$ (mas/y)	4,85(1,38)	5,42(1,41)
$\mu_{\delta}$ (mas/y)	-4,45(1,31)	-5,21(1,33)
$\sigma$ (ns)	734	748

Tab.10 Comparaison entre les paramètres de PSR1937+21 obtenus grâce à un transfert de temps par GPS ou par TV

#### II.4.5 Stabilité de l'horloge à rubidium de Nançay obtenue à partir du transfert de temps par télévision directe et par la méthode des vues communes GPS

La figure 50 montre les données brutes de la comparaison par la méthode de télévision directe entre l'horloge de Nançay et celle de Paris. Afin d'effectuer la comparaison de la stabilité de l'horloge à rubidium par la méthode GPS et par la méthode de télévision (TF1 et France2), les données issues de cette dernière ont été utilisées à partir du MJD 49663 date des

premières vues communes effectuées par le récepteur. Comme à l'habitude, on ajuste une droite aux données de la figure 50 par la méthode des moindres carrés.

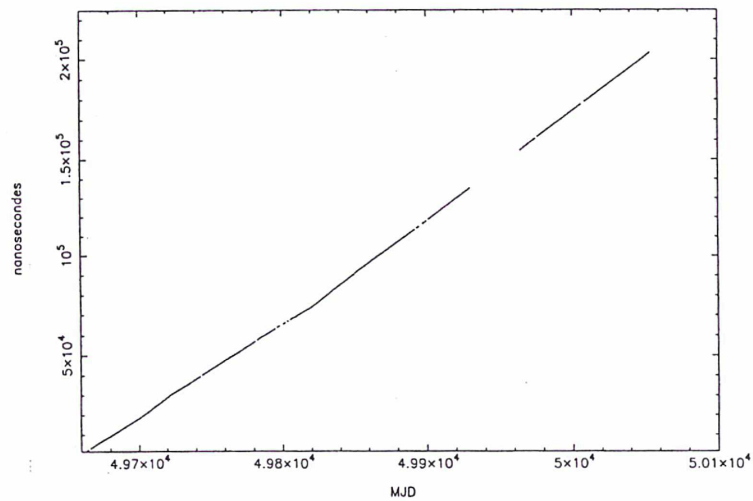


Fig. 50 UTC(OP)-UTC(Nançay) par TV

Les résidus de cet ajustement sont présentés sur la figure 51.

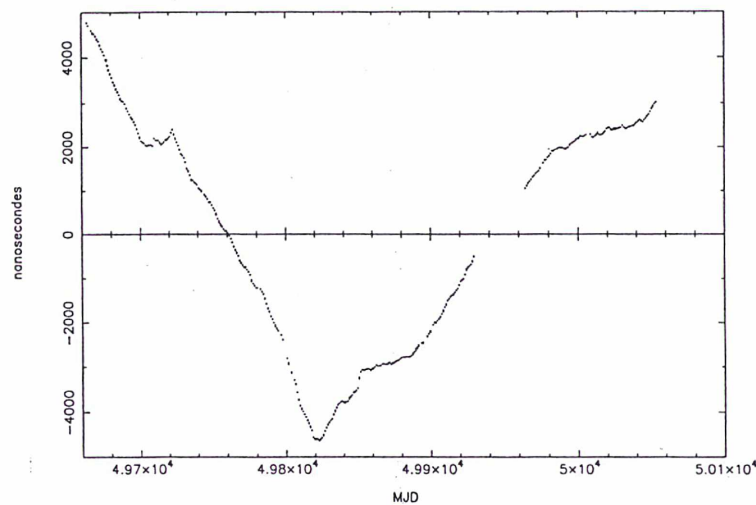


Fig. 51 Résidus des données de la figure 50 après ajustement d'une droite

La variance d'Allan correspondante est représentée sur la figure 52 ainsi que celle obtenue par GPS. On constate un léger décalage entre les stabilités obtenues, surtout à court terme. Cela est dû au manque de données entre les MJD 49920 et 49960. Si l'on réitère le processus précédemment indiqué sur la période allant des MJD 49663 à 49920 on constate que cette fois

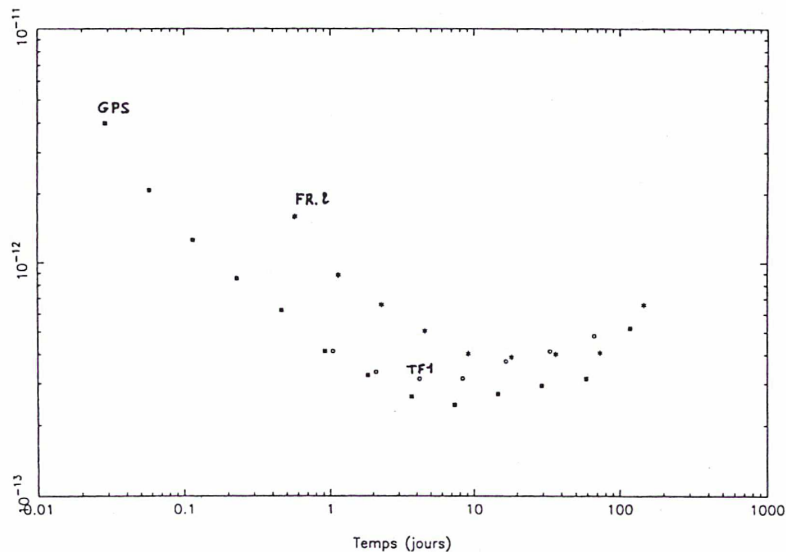


Fig. 52 Comparaison de la stabilité du rubidium de Nançay raccordé à UTC(OP) par TV ou par GPS

les variances d'Allan présentent un meilleur accord. Seuls les paliers de scintillation présentent un petit décalage. La stabilité du rubidium peut donc être estimée à approximativement  $1.10^{-12}$  à 0.1 jour,  $3.5.10^{-12}$  à 1 jour et  $3.10^{-12}$  entre 2 jours et 2 mois. Au delà de 2 mois le rubidium est affecté d'un dérive de fréquence. Les résultats obtenus sur la stabilité du rubidium permettent donc, comme précédemment dans le cas de la comparaison des chronométrages, de valider le remplacement du système de télévision directe par le système de radionavigation GPS.

## II.5 Tentatives d'observation des pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00 à Nançay.

Le Temps Atomique International TAI est une moyenne pondérée des lectures d'environ 200 horloges réparties dans le monde (voir chapitre I.5). On peut donc dès lors concevoir le calcul d'une échelle de temps des pulsars qui serait, à l'image du TAI, une moyenne pondérée des données de chronométrage d'un grand nombre de pulsars (Petit, Tavella, Thomas, 1992, Petit, Thomas, Tavella, 1992, Petit, Tavella, 1996). C'est entre autre dans cette optique que la nécessité d'observer d'autres pulsars que PSR1821-24 et PSR1937+21 s'est faite sentir.

### II.5.1 Choix des pulsars et préparation des observations



Le flux des pulsars étant inversement proportionnel à la puissance  $5/2$  de la fréquence d'observation, les chances d'en observer de nouveaux sont donc plus grandes à 1280 MHz. C'est à cette fréquence que toutes les tentatives ont eu lieu. Le choix des pulsars à observer a été dicté à la fois par la valeur de leur flux et par la valeur de leur bande de dispersion. On constate, à la lecture du tableau 11, que le pulsar qui possède la plus faible bande de dispersion est le pulsar PSR1908+00.

PULSAR name	Period (ms)	P dot (10 <sup>-18</sup> s/s)	DM (pc.cm <sup>-3</sup> )	Orbital Period (days)	<Flux> 400MHz	<Flux> 1400MHz	Dispersion Band 1410MHz
0437-4715	5.757	0.12	2.653	5.741	600.0	90.0	733.1
1257+12	6.218	0.121	10.18	0.	20.0	1.0	206.8
1516+02A	5.553	0.	29.5	0.	0.9		63.6
1516+02B	7.947	0.	29.5	6.85	0.5		91.0
1534+12	37.904	0.	11.6	0.421			1103.9
1620-26A	11.076	0.82	62.9	191.44	20.0	1.5	59.5
1639+36A	10.378	0.	31.	0.	3.0		113.1
1639+36B	3.528	0.	0.	0.			?
1713+05	4.57	0.009	15.991	67.2			96.5
1744-24A	11.563	0.	242.2	0.0708	27.0	2.5	16.1
1802-07A	23.1	0.	187.	2.62	8.0		41.7
1820-30A	5.44	0.	86.	0.	2.0		21.4
1821-24A	3.054	1.62	119.87	0.	30.0	1.1	8.6
1855+09	5.362	0.017	13.3	12.33	25.0	2.0	136.2
1908+00A	3.6	0.	200.	0.			6.1
1913+16	59.03	8.63	171.6	0.32	20.0	0.7	116.2
1937+21	1.558	0.11	71.04	0.	120.0	10.0	7.4
1953+29	6.133	0.03	104.6	117.35	5.0	1.0	19.8
1957+20	1.607	0.016	29.1	0.38	15.0	0.35	18.6
2019+24	3.934	0.008	17.2	76.51	2.7		77.3
2127+11D	4.803	0.	67.	0.			24.2
2127+11E	4.651	0.	67.	0.			23.4
2317+14	3.445	0.005	21.907	2.459	22.0	1.4	53.1
2322+20	4.808	0.007	13.372	0.	0.5		121.5

Tab. 11 Paramètres de certains pulsars millisecondes (Cognard, 1994)

De plus il possède un flux à 1410 MHz qui est relativement proche de celui de PSR1821-24 ce qui ne le rend pas très difficile à détecter de ce point de vue. Viennent ensuite des pulsars comme PSR1744-24 qui seraient très intéressants... si ils ne se trouvaient pas dans des systèmes binaires serrés, autrement dit à courte période. Les pulsars millisecondes PSR1620-24 et PSR1713+03 présentent un bon compromis entre une bande de dispersion relativement faible et un flux suffisamment fort pour pouvoir être détectés. Ils appartiennent de plus à des systèmes binaires dont les périodes ne sont pas trop courtes, respectivement 191,44 jours et 67,8 jours, ce qui les rends pratiquement immobiles pendant l'heure que dure l'observation. Comme il est indiqué dans le tableau 11, les bandes de dispersions des pulsars PSR1620-24,

PSR1713+03 et PSR1908+00 valent respectivement, à 1410 MHz , 44.5 MHz, 72.2 MHz et 6.0 MHz. On peut donc, en mettant bout à bout les quatre voies du corrélateur, observer les deux premiers pulsars. L'observation s'effectuera en deux fois pour PSR1620-24 et en trois fois pour PSR1713+03. En effet, on peut observer une largeur de bande égale au maximum à 4 fois 6,4 MHz c'est à dire 25,6 MHz, moins quelques MHz pour tenir compte d'un recouvrement nécessaire des voies, les spectres en bord de bande n'étant jamais très bons. En deux sessions d'observations d'une heure chacune on couvre donc deux fois 25,6 MHz soit à peu près 50 MHz. On est alors certain de voir PSR1620-24 dans une bande de fréquence d'une telle largeur, sa bande de dispersion valant, rappelons-le 44,5 MHz. De même PSR1713+03 sera sûrement observé en trois sessions d'une heure puisque l'on couvre alors trois fois 25,6 MHz soit à peu près 75 MHz, pour 72,2 MHz de bande de dispersion. Dans le cas de PSR1908+00 les choses sont beaucoup plus simples puisque sa bande de dispersion est inférieure à la largeur de l'une des voies du corrélateur. On pourra donc intégrer les quatre voies pour améliorer le rapport signal sur bruit. Les bandes de fréquences étudiées devront être, comme on vient de le voir, différentes, afin de pouvoir couvrir toute la bande de dispersion du pulsar. Il convient donc de décaler temporellement le départ du balayage de la fréquence par chacun des quatre VCO. Ce décalage temporel doit correspondre approximativement en fréquence à la largeur de l'une des batteries du corrélateur. Cette quantité sera bien sûr différente d'un pulsar à l'autre. Prenons un exemple. On sait que la relation qui existe entre  $\Delta t$ , décalage temporel, et  $\Delta \nu$ , décalage fréquentiel, s'écrit

$$\Delta t = \frac{2 \cdot k \cdot DM}{\nu^3} \Delta \nu$$

Pour PSR1620-24 on a

$$\begin{aligned} DM &= 62,9 \text{ pc.cm}^{-3} \\ k &= 4,14879 \cdot 10^3 \text{ cm}^3 \cdot \text{pc}^{-1} \cdot \text{MHz} \\ \nu &= 1280 \text{ MHz} \\ \Delta \nu &= 5,9 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Le décalage fréquentiel est pris égale à 5,9 MHz pour tenir compte du recouvrement nécessaire de deux bandes de fréquences adjacentes. C'est en fait 6,4 MHz moins 0,5 MHz pour le recouvrement des voies. On en déduit

$$\Delta t = 5,9 \frac{2.4,14879.10^3 .62,9}{1280^3} = 1468,8 \mu s$$

Un écart en fréquence de 5,9 MHz entre chaque voie correspond donc à un écart en temps de 1468,8  $\mu s$ . Le centre de la première batterie peut donc se trouver, par exemple, à 3,2 MHz. Cela correspond à un décalage temporel de 796,6  $\mu s$ . La deuxième batterie sera alors décalée de 5,9 MHz soit comme il vient d'être dit 1468,8  $\mu s$ . Elle sera donc centrée sur 2265,4  $\mu s$  ou ce qui revient au même 9,1 MHz. La troisième batterie sera quant à elle centrée sur 3734,14  $\mu s$  et la quatrième sur 5202,9  $\mu s$ . Lors de l'observation, ces décalages temporels sont pris en compte dans ce que l'on nomme une « source ». Une « source » est un fichier informatique qui contient tous les renseignements nécessaires à l'observation du pulsar. On y trouve le nom de l'astre à observer, ses coordonnées pour une certaine année de référence, ainsi que son mouvement propre. Pour les pulsars il existe une rubrique spéciale dénommée « phase de centrages », dans laquelle se trouvent les quatre valeurs numériques calculées comme ci dessus. L'observation de la première demi-période s'effectuera donc grâce à une source dans laquelle seront consignées les quatre phases de centrages ci dessus. La seconde demi période sera observée grâce à une seconde source dans laquelle se trouveront quatre autres phases de centrages (-796,6  $\mu s$ , -2265  $\mu s$ , -3734,1  $\mu s$  et 5202,9  $\mu s$ ). Ces deux sources permettent donc de balayer toute la période, ou toute la bande de dispersion, du pulsar. On est donc théoriquement certain d'observer une impulsion intégrée sur un temps plus ou moins long en deux sessions d'observation. Dans le cas de PSR1713+03 le processus est identique mis à part le fait qu'il faut créer trois sources avec des phases de centrage différentes, afin d'être sûr de couvrir toute la période de ce pulsar en trois sessions d'observations, soit trois tiers de période par session. Les phases de centrage utilisées ont été les suivantes

-1323,5 $\mu s$	-949,9 $\mu s$	-576,3 $\mu s$	-202,6 $\mu s$
202,6 $\mu s$	576,3 $\mu s$	949,9 $\mu s$	1323,5 $\mu s$
1697,1 $\mu s$	2070,7 $\mu s$	2444,7 $\mu s$	2817,9 $\mu s$

La dernière modification à effectuer se situe au niveau des « MAP » qui sont, comme les « SOURCES », des fichiers informatiques contenant cette fois les paramètres instrumentaux nécessaire aux observations. Essentiellement ils contiennent la fréquence d'observation, ici 1280 MHz, la polarisation (circulaire gauche dans tous les cas), la fréquence moyenne des VCO (76,8 MHz) ainsi que l'écart en fréquence entre la source et la comparaison (5 MHz pour PSR1620-24, 6 MHz pour PSR1713+03 et 1,5 MHz pour PSR1908+00). Enfin, les matrices d'asservissement (chapitre II.1.2.2) ont été préparées avec l'aide d'I. Cognard.

## II.5.2 Résultats des observations

Les tentatives d'observations des trois pulsars se sont déroulées entre le 1<sup>er</sup> juin et le 31 décembre 1994, le Comité des programmes de radiotélescope ayant attribué, pour cette période, 12 heures de temps d'observation aux ascensions droites 16<sup>h</sup> et 17<sup>h</sup>. Par contre la demande concernant PSR1908+00 fut rejetée car l'ascension droite 19<sup>h</sup> subit une pression très importante en partie à cause du chronométrage de PSR1937+21. Il n'était donc pas envisageable d'octroyer du temps avant le gain en sensibilité attendu du projet de rénovation du radiotélescope. Quelques observations furent cependant tentées, représentant quelques heures au total, en prenant du temps sur le chronométrage de PSR1937+21.

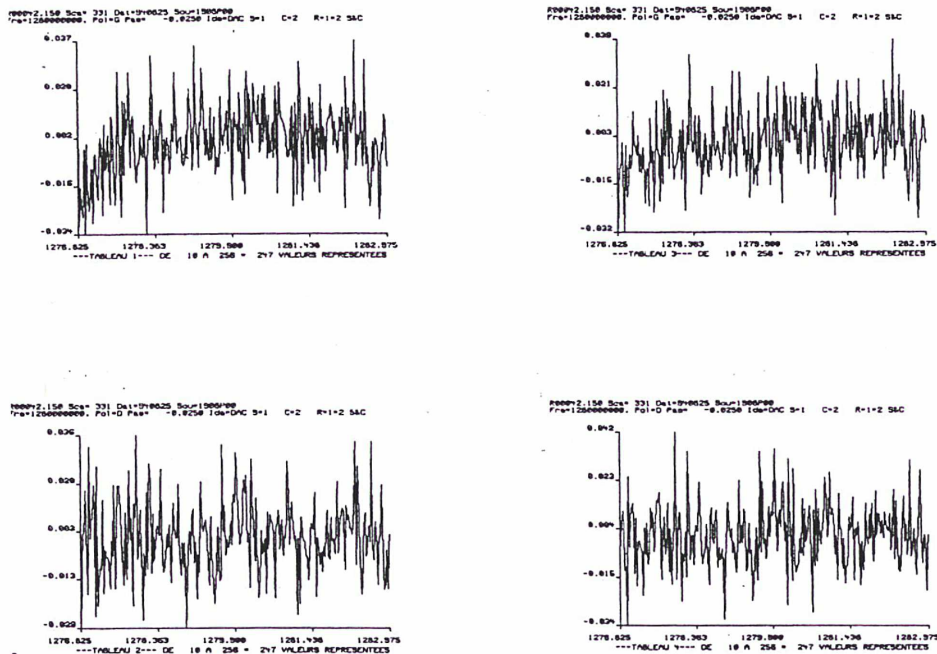


Fig. 53 Tentative d'observation de PSR1908+00 le 25 aout 1994

Il n'est pas question de détailler ici, faute de place toutes les observations effectuées sur ces trois pulsars. Seules certaines d'entre elles seront détaillées afin d'expliciter la démarche utilisée. La figure 53 ci dessus présente une observation de PSR1908+00 effectuée le 25 août 1994 à 1280 MHz en polarisation circulaire gauche sur les quatre voies du corrélateur. A priori aucun signal n'est visible sur aucune des batteries. Les quatre batteries du corrélateur n'étant pas décalées temporellement on peut tenter une intégration afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. La figure 54 présente le résultat de l'intégration de la soixantaine de cycles présents sur chaque batterie.

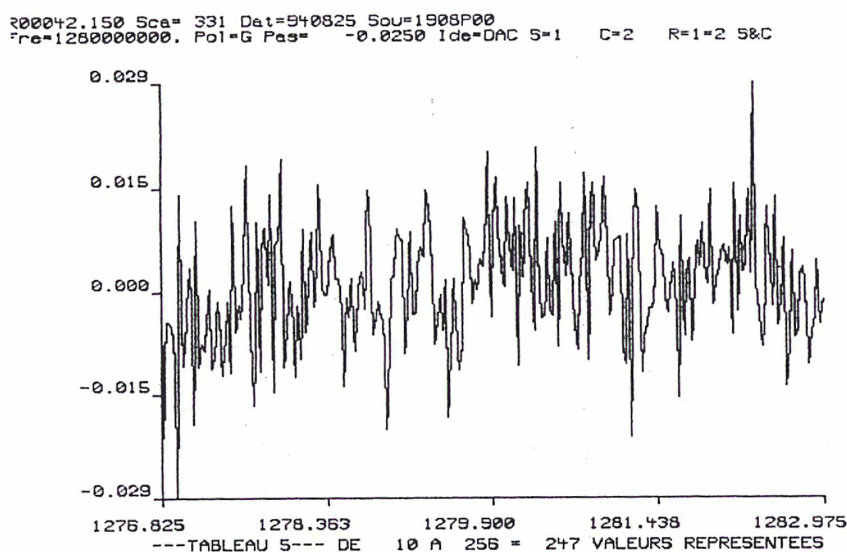


Fig. 54 Intégration des quatre voies du corrélateur

Une fois encore aucun signal n'est visible. L'hypothèse la plus probable semble être que la dédispersion n'a pas été effectuée dans de bonnes conditions, autrement dit que les impulsions qui ont été intégrées ont subi un glissement en fréquence en fonction du temps. La solution passe alors par l'intégration d'un nombre de cycles moins important sur les quatre voies. Dans ces conditions, les impulsions n'auront pas le temps de glisser suffisamment en fréquence pour élargir le spectre. L'intégration des quatre voies devrait alors augmenter le rapport signal sur bruit et faire apparaître le spectre. La difficulté est de choisir un nombre de cycles suffisant pour que le rapport signal sur bruit soit assez grand sans pour cela que la dispersion étale trop le spectre. Les pulsars PSR1821-24 et PSR1908+00 ont des flux qui sont du même ordre de grandeur. Or le signal de PSR1821-24 « sort » du bruit de fond lorsque l'on intègre entre 5 et

10 cycles. C'est donc sur ce nombre de cycles que l'intégration des quatre voies a été effectuée. Les figures 55 à 60 montre le résultat obtenu.

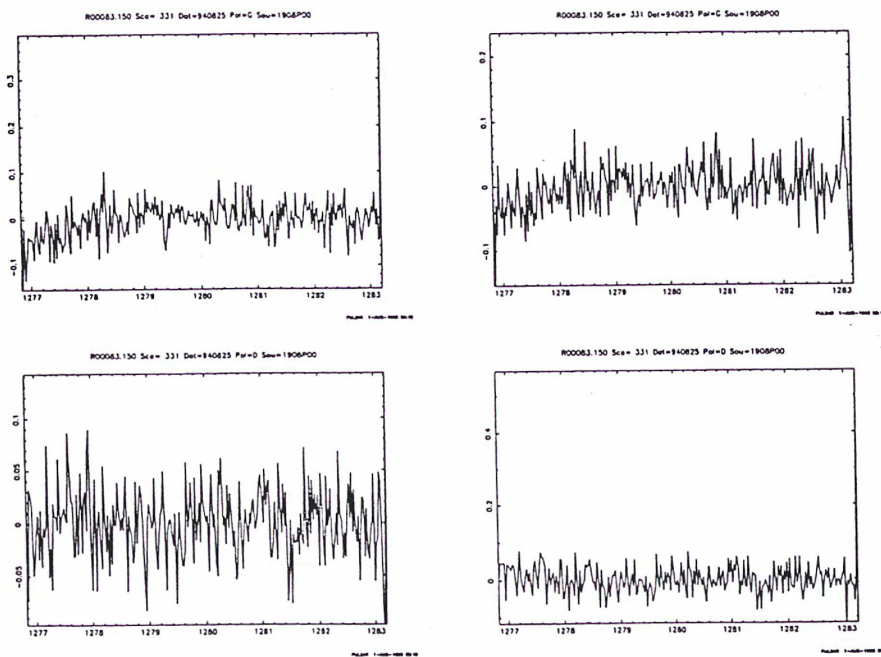


Fig. 55 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°04 à 13

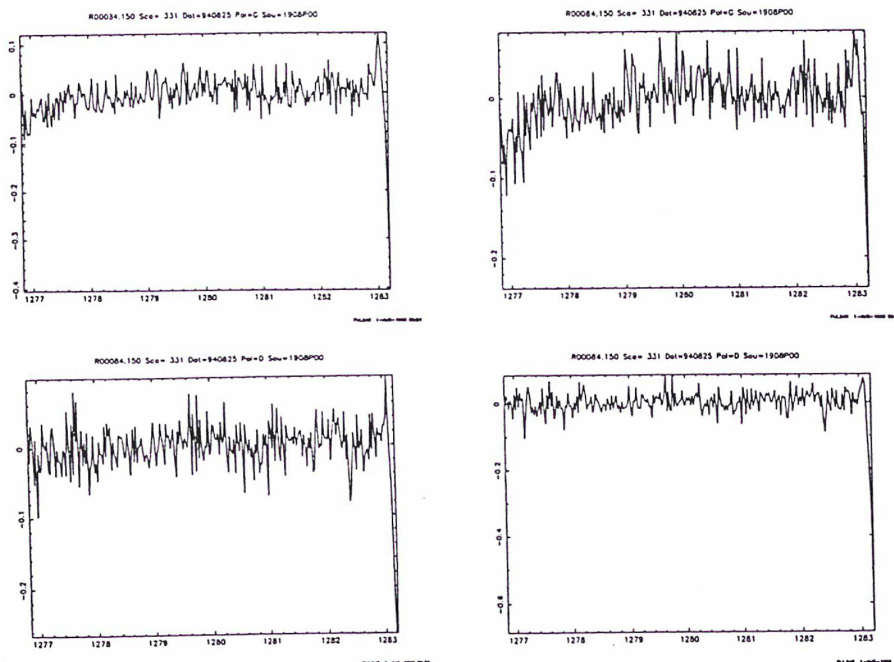


Fig. 56 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°14 à 23

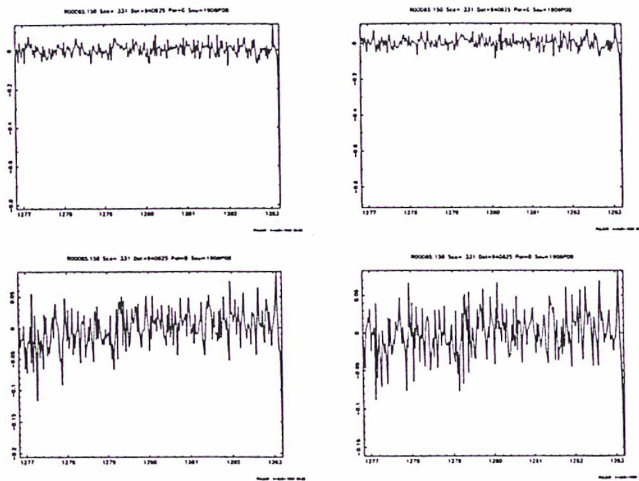


Fig. 57 Intégration des quatre voies du corrélateur : cycles n° 24 à 33

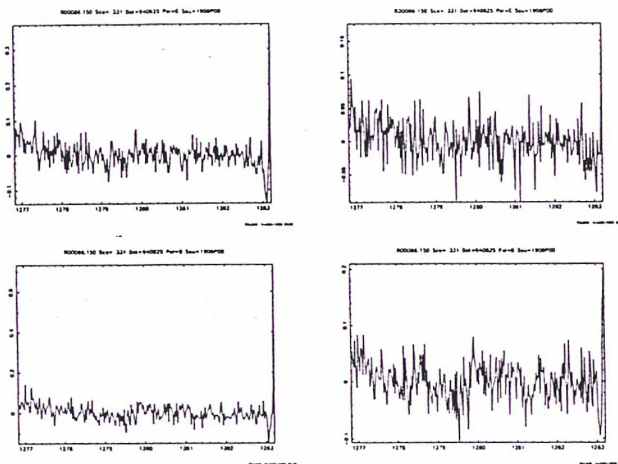


Fig. 58 Intégration des quatre voies du corrélateur : cycles n° 34 à 43

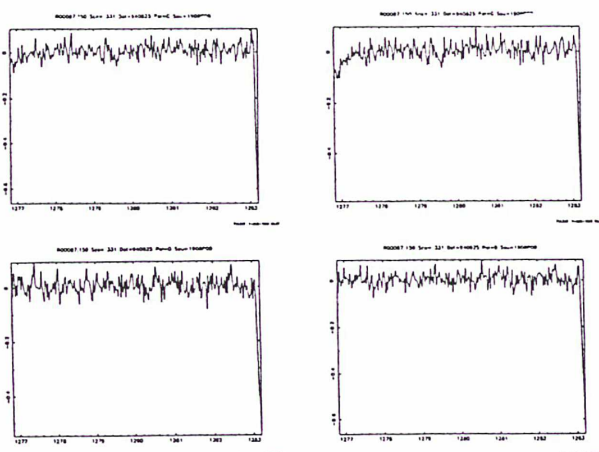


Fig. 59 Intégration des quatre voies du corrélateur : cycles n° 44 à 53

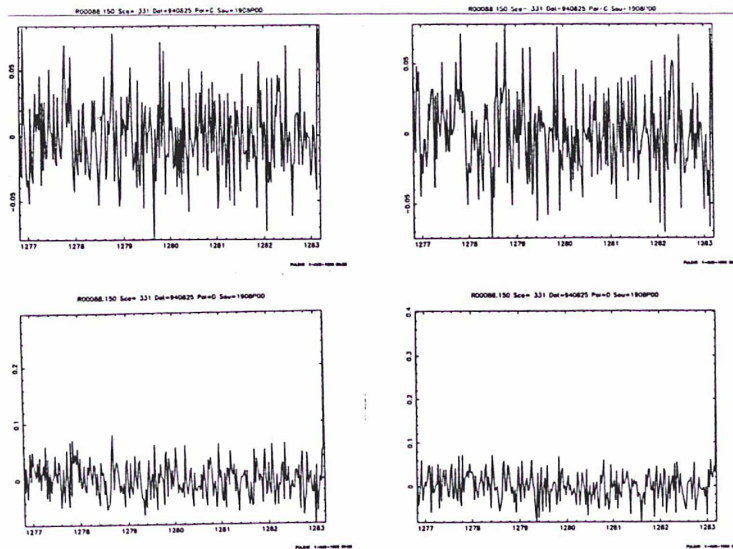


Fig. 60 Intégration des quatre voies du corrélateur : cycles n°54 à 63

A l'évidence aucun signal n'est visible. L'intégration d'un nombre plus ou moins important de cycles a également été effectué qui n'a montré aucun signal correspondant à celui qui était attendu. D'autres observations de PSR1908+00 ont également été effectuées. Toutes ont malheureusement été négatives. Ce résultat sera discuté plus en détail dans le paragraphe suivant. Concernant le pulsar PSR1620-24, les figures 61 et 62 montrent respectivement les première et seconde demi périodes balayées par le pulsaroscope.

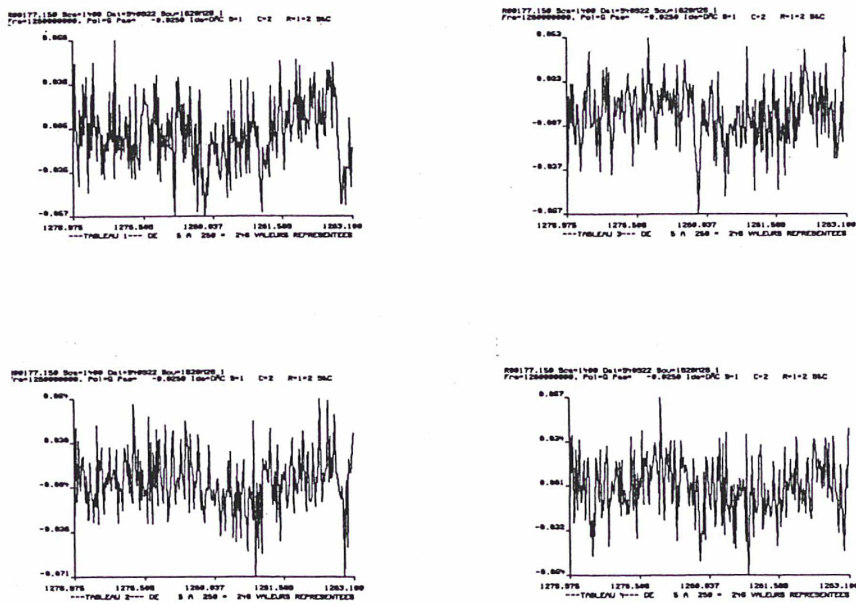


Fig. 61 Première demi période d'observation de PSR1620-24. Seconde campagne d'observation



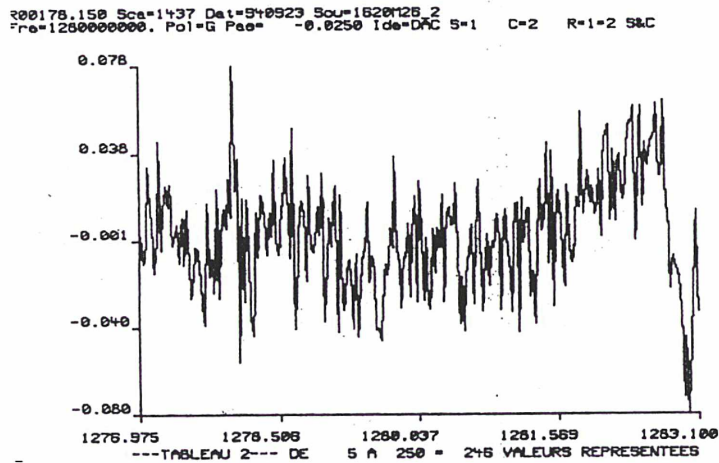
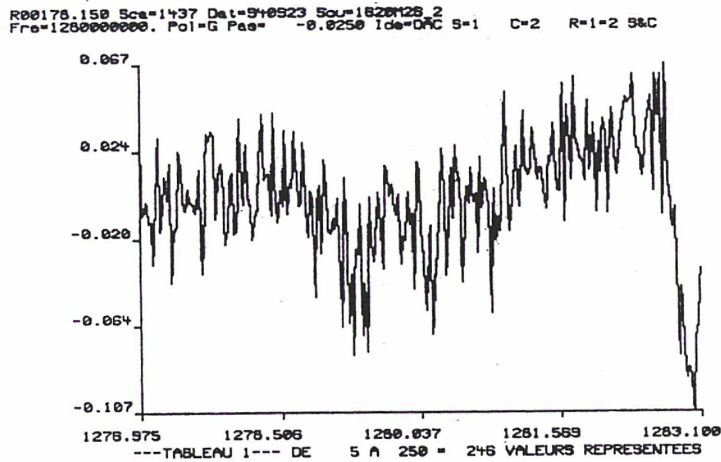


Fig. 62 Seconde demi période d'observation de PSR1620-24. Seconde campagne d'observation

A la différence de PSR1908+00, l'impulsion de PSR1620-24 est relativement large, de l'ordre de 1 MHz pour fixer les idées. A cause de cela, les impulsion « source » et « comparaison » doivent être suffisamment éloignées l'une de l'autre. Dans ce cas l'écart choisi s'élève à 5 MHz. Compte tenu de la largeur et de l'écartement des impulsions celles ci doivent donc être recherchées dans deux batteries adjacentes. Cette remarque a son importance dans la mesure ou la source et la comparaison peuvent se trouver, d'un jour à l'autre, à la fin d'une batterie et au début de la suivante à cause d'une mauvaise dédispersion. Ces remarques préliminaires étant faites, on constate qu'à priori aucun signal n'est visible sur aucune des voies du corrélateur. Comme dans le cas de PSR1908+00 la méthode consiste à prendre un nombre de

cycles moins important afin de voir si la dispersion interstellaire n'a pas étalé le signal. Il y a cependant une difficulté supplémentaire par rapport au cas de PSR1908+00. Le balayage en fréquence du VCO a été décalé temporellement (phase de centrage). Il est donc impossible d'intégrer plusieurs batteries afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. Il faut donc se contenter de prendre un nombre de cycles moins important pour voir si l'effet de la dispersion interstellaire devient négligeable.... tout en espérant que le flux du pulsar soit suffisamment intense pour qu'il soit détectable dans de bonnes conditions. Des intégrations de 5, 10, 15, 20, 25 et 30 cycles ont été effectuées, qui ne montrent aucune amélioration par rapport aux spectres présentés plus haut. Là encore, force est de constater que PSR1620-24 est resté invisible bien qu'étant observé sur toute la longueur de sa période à 24 heures d'intervalle. Le cas de PSR1713+03 est très semblable à celui du pulsar précédent en termes de bande de dispersion et donc de largeur de l'impulsion. En effet cette dernière est de l'ordre de 2 MHz. Cela implique que le décalage entre la source et la comparaison a été fixé à 6 MHz, autrement dit la largeur d'une batterie. Le fait que PSR1713+03 possède une bande de dispersion de plus de 70 MHz impose le découpage de cette dernière en trois. Compte tenu de la pression qui règne sur le temps de télescope à l'ascension droite 17<sup>h</sup> il a fallu d'abord observer les premier et deuxième tiers de période puis, un mois plus tard, à nouveau le deuxième tiers et enfin le troisième tiers de période. Cette façon de procéder est malheureusement très préjudiciable au résultat final car en un mois l'impulsion a le temps d'effectuer un glissement en fréquence non négligeable. Les figures 63 à 66 montrent les résultats obtenus. Sur la figure 66, seuls deux des quatre batteries du corrélateur sont présentes. Cela tient au fait que les voies 3 et 4 ont été affectées par un signal parasite de grande amplitude. La conséquence en est que les deux derniers 12<sup>ième</sup> de la période n'ont pas été observés lors de cette session. Comme dans le cas de PSR1620-24 un découpage sur un nombre de cycles plus réduits a été effectué qui n'a pas donné les résultats escomptés. Les tentatives d'observation des trois pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00 n'ont donc pas abouti. Le paragraphe suivant tente d'apporter des éléments de réponse au fait que les observations aient toutes été négatives.

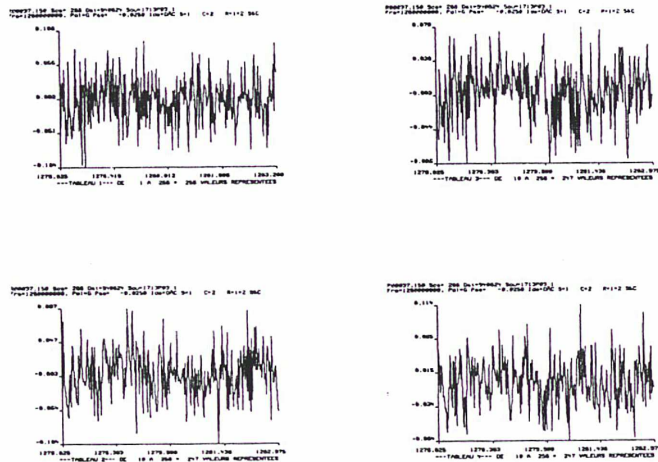


Fig. 63 Premier tiers de période d'observation de PSR1713+03. Première campagne d'observation

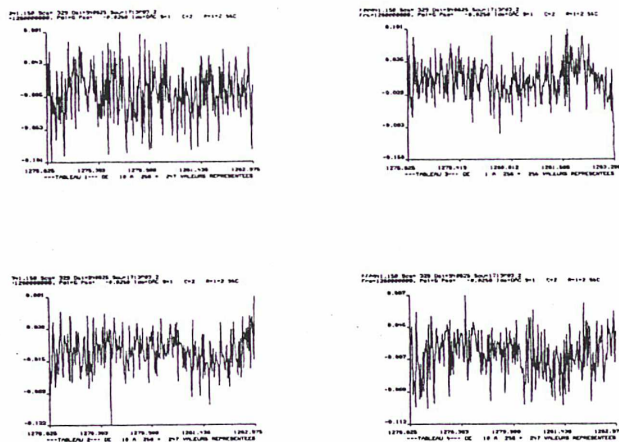


Fig. 64 Deuxième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Première campagne d'observation

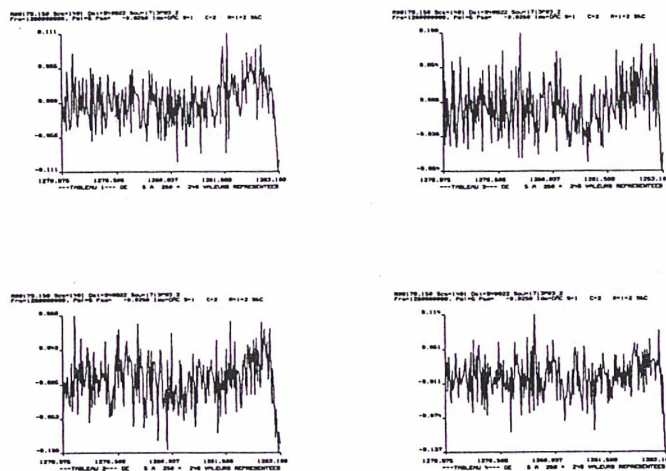


Fig. 65 Deuxième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Seconde campagne d'observation

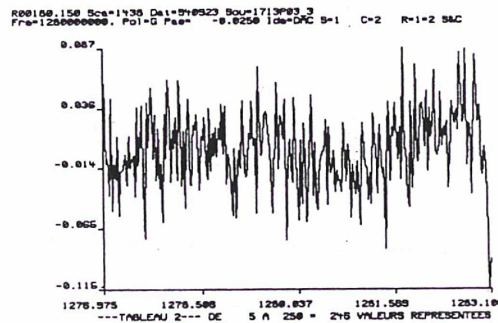
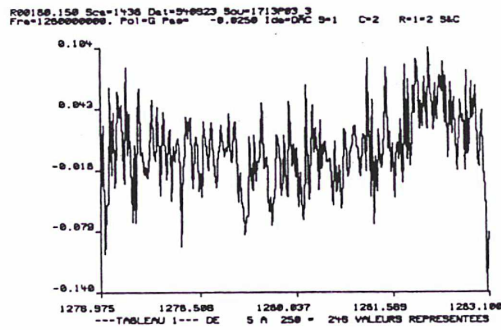


Fig.66 Troisième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Seconde campagne d'observation

### II.5.3 Eléments de réponse à la non observation des pulsars millisecondes PSR1620-24, PSR1713+03 et PSR1908+00

Dans le cas de PSR1620-24, le flux est comparable à celui de PSR1821-24 ce qui donne un rapport signal sur bruit de l'ordre de 7 à 8 en une heure d'observation. Malheureusement la bande de dispersion de ce pulsar qui est de l'ordre de 45 MHz implique une non observation pendant la moitié du temps. En effet le VCO n'est capable de balayer que 20 MHz. Autrement dit les 25 MHz restant ne sont pas dédispersés et sont de ce fait parfaitement inexploitable. Le rapport signal à bruit résultant doit donc être divisé par  $\sqrt{2}$ . De plus, et comme il a déjà été dit, le signal du pulsar n'arrive pas forcément dans les 6,4 MHz de bande analysés par l'autocorrélateur. Il faut donc observer plusieurs jours de suite en décalant temporellement le balayage des VCO. Enfin, et c'est certainement l'argument principal, PSR1620-24 est un pulsar binaire. Il faut donc modéliser la variation de phase introduite par le mouvement orbital..... et malheureusement Nançay n'observe pas d'autre pulsars binaires pour tester la modélisation effectuée. Le cas de PSR1713+03 est très

semblable. Son flux est probablement deux à trois fois supérieur à celui de PSR1821-24 mais il est extrêmement variable, peut être à cause de sa proximité (Cognard, 1995b). Sa bande de dispersion est encore plus grande que celle de PSR1620-24, 80 MHz et ce que l'on aurait pu gagner en flux est perdu en temps mort d'observation. De plus, et surtout, c'est encore un pulsar binaire....Enfin, le cas de PSR1908+00 semblait être, de loin, le plus favorable. Rappelons tout d'abord qu'aucune heure d'observation n'a été consentie par le Comité des programmes sur ce pulsar. C'est donc en utilisant quelques heures consacrées au chronométrage de PSR1937+21 que des tests ont été menés. Le flux de ce pulsar est tout à fait comparable à celui de PSR1821-24 et sa bande de dispersion, qui est seulement de 6 MHz, entre en entier dans les 6,4 MHz de bande du corrélateur. Malheureusement c'est un pulsar binaire dont aucune solution de chronométrage correcte n'a été effectuée. Ce pulsar a été observé à différentes époques, au cours desquelles des mesures de sa période ont été réalisées. On peut alors remonter aux paramètres du système orbital mais avec une précision bien moindre qu'en calculant directement ces derniers à partir du chronométrage. La période publiée (Deich, 1994) qui est de 0,003618524(4) s est donnée avec une précision telle qu'elle produit au bout d'une heure un décalage temporel égal à la période elle même ( $3600 \frac{\Delta P}{P} = 0,004s$ ). Dans ce cas l'impulsion est étalée sur toute la bande de dispersion et il est bien évident qu'on ne peut plus parler de dédispersion. Finalement, il semble donc bien difficile de détecter un de ces trois pulsars. Les plus sérieux espoir à court terme, avant l'implantation des DDS, reposent sur trois pulsars millisecondes binaires découvert il y a un peu plus d'un an. Tout d'abord PSR0218+4232 qui possède une bande de dispersion de 10 MHz à 1280 MHz, et un flux de 1 à 2 mJy à 1400MHz. Sa période orbitale est cependant de deux jours. Puis PSR0613-0200 dont la bande de dispersion et le flux valent respectivement 20 MHz à 1280 MHz et 2,5 mJy à 1500 MHz. Là encore la période orbitale est courte, de l'ordre de un jour. Le plus grand espoir repose cependant sur le pulsar PSR1643-1224 dont la période orbitale est de 147 jours. Sur une heure d'observation on peut considérer le pulsar comme fixe. Son flux est de 3 à 4 fois supérieur à celui de PSR1821-24 et sa bande de dispersion inférieure à 20 MHz à 1280 MHz.

## **II.6 Influence d'un signal parasite ou de la dédispersion sur le rapport signal sur bruit d'une observation**

L'objet des tests que j'ai effectués en février et avril 1994 était d'étudier, d'une part, l'influence d'un signal perturbateur sur une bande de fréquence non polluée et, d'autre part, l'influence de la dédispersion effectuée lors du chronométrage des pulsars sur une bande de fréquence également non polluée. Les satellites du système GLONASS (GLObal NAVigation Satellite System) furent choisis comme source de signal parasite, puisque ces satellites émettent tous à des fréquences proches de 1600 MHz. Ils sont donc aisément « observables » avec le radiotélescope de Nançay.

### **II.6.1 Présentation succincte des satellites GLONASS**

Le système global de radionavigation russe GLONASS a été conçu pour l'aide à la navigation des avions et des bateaux civils. Il est la réponse de l'ancienne URSS au GPS américain. Dans sa phase finale le système sera composé de 24 satellites positionnés sur des orbites circulaires à 19100 Km d'altitude. Ces orbites sont réparties dans trois plans inclinés à  $64^{\circ}48'$  sur l'équateur et sont parcourues en 11 h 15 m. La bande de fréquence utilisée par ces satellites va de 1602,5625 MHz à 1615,5000 MHz. A la date des observations 17 satellites étaient opérationnels.

### **II.6.2 Préparation des observations**

Les observations envisagées ici sont d'un type un peu particulier dans la mesure où les satellites ont un mouvement apparent qui n'est pas celui des étoiles (figure 67). Ils sont répartis d'une façon à peu près quelconque dans le ciel. L'utilisation du miroir plan pour renvoyer le signal émis par un satellite vers le miroir sphérique n'est donc pas indispensable. L'observation doit être effectuée, comme on l'a vu, aux environs de 1600 MHz qui est la fréquence d'émission des satellites GLONASS. Les raies observées sont donc situées à 1604 MHz et 1612 MHz, la polarisation utilisée étant linéaire (horizontale ou verticale). En ce qui concerne les observations effectuées avec le dédispenseur la fréquence qui a été retenue était 1665 MHz, comme précédemment en polarisation horizontale et verticale. Le Comité des programmes ayant donné du temps de télescope pour ces observations entre 22<sup>h</sup> et 24<sup>h</sup> de temps sidéral, l'ascension droite des sources a été prise à peu près égale à ces valeurs de façon à ce que l'observation puisse avoir lieu près du méridien à cause du déplacement du chariot. La déclinaison, quant à elle, a été fixée à une valeur quelconque. Dans le cas des observations

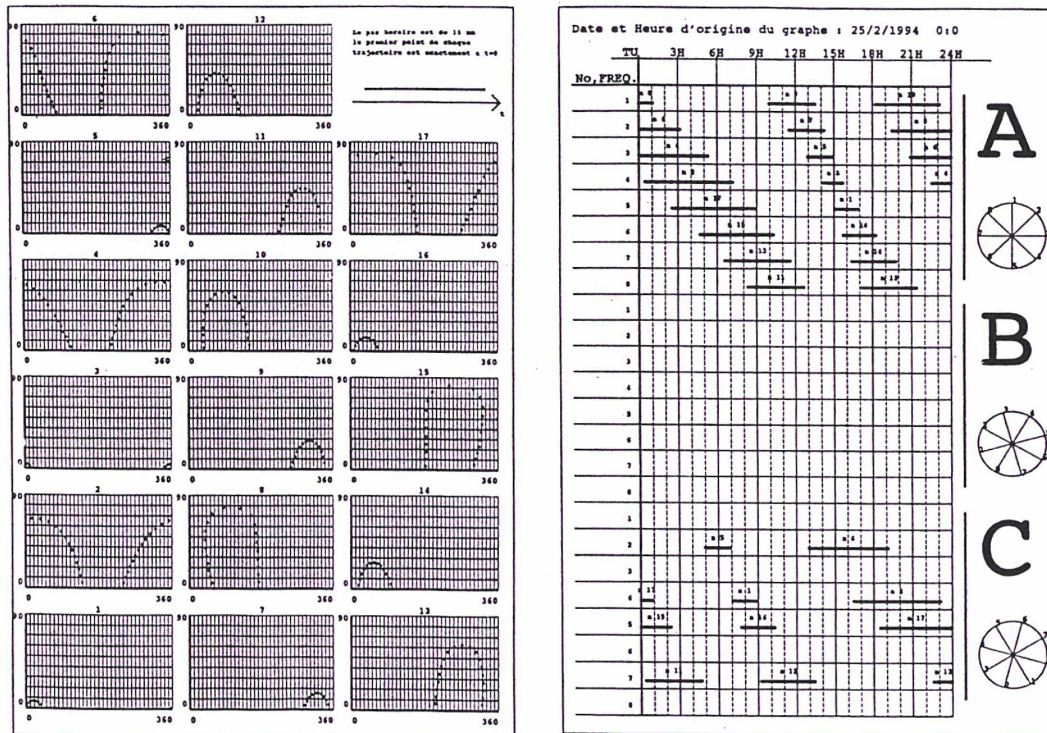


Fig. 67 Positions et heures d'observation des satellites GLONASS

effectuées avec le dédispenseur il convient également de préparer l'asservissement, car les fréquences d'observation prévues ne correspondent pas aux fréquences d'observation habituelles des pulsars. Il faut donc déterminer une matrice d'asservissement qui permettra d'appliquer les corrections nécessaires aux tensions injectées dans le VCO pour que les écarts « consignes théoriques » moins « consignes mesurées » soient minimum. La méthode employée est une méthode expérimentale (Cognard, 1993). Il s'agit de partir de matrices qui existent déjà pour une fréquence proche de la fréquence à laquelle on souhaite observer. On utilise alors le logiciel MAPFRT qui, en fonction de la source et du MAP qu'on lui indique, lance une observation virtuelle sur l'ordinateur « temps réel » du laboratoire focal. Lorsque l'asservissement a correctement convergé, cela au bout de quelques cycles, on stoppe MAPFRT et on lance le logiciel MATDET qui effectue une moyenne des valeurs des tensions digitales envoyées aux VCO au moment de l'arrêt de MAPFRT. Autour de ces valeurs de fonctionnement le logiciel MATRI4 détermine les matrices d'asservissement des quatre voies. On peut alors recommencer le processus précédent, à partir de MAPFRT, autant de fois qu'on le souhaite. A la fin de cette étape on dispose donc de matrice d'asservissement correspondant à des observations effectuées à 1604 MHz et 1612 MHz sur les quatre voies. Concernant les

observations à 1665 MHz il n'a pas été nécessaire de calculer les matrices puisque celles ci existaient déjà.

### II.6.3 Résultats de la première série d'observations

La première série d'observations s'est déroulée les 24 et 25 février 1994. Chacune des deux sessions a été découpée en quatre parties. Le premier quart de la session devait permettre d'observer un champ vide à 1604 MHz en polarisation horizontale et verticale sur les quatre voies, le dédisperser étant actif sur les voies 3 et 4. En fait à cause d'un problème technique les résultats obtenus sur la voie 1 sont inutilisables. Les résultats de la voie 2 sont utilisables mais le dédisperser a malencontreusement été activé. Les résultats des voies 3 et 4 sont ceux que l'on attendait. Concernant le deuxième quart de la session, les résultats sont tous utilisables mais le dédisperser a été activé sur les quatre voies. Les troisième et quatrième quarts ont donné les résultats espérés. La seconde session s'est quant à elle parfaitement déroulée. Le dépouillement de l'autocorrélateur s'est effectué de façon classique grâce au logiciel DAC. Afin de disposer d'un plus grand nombre de résultats, chaque observation a été découpée en morceaux de six cycles. Le logiciel SIR a alors permis de calculer la moyenne et l'écart type de chacun des tableaux correspondant aux quatre voies du corrélateur. Les figures 68 et 69 donnent des exemples de spectres obtenus.

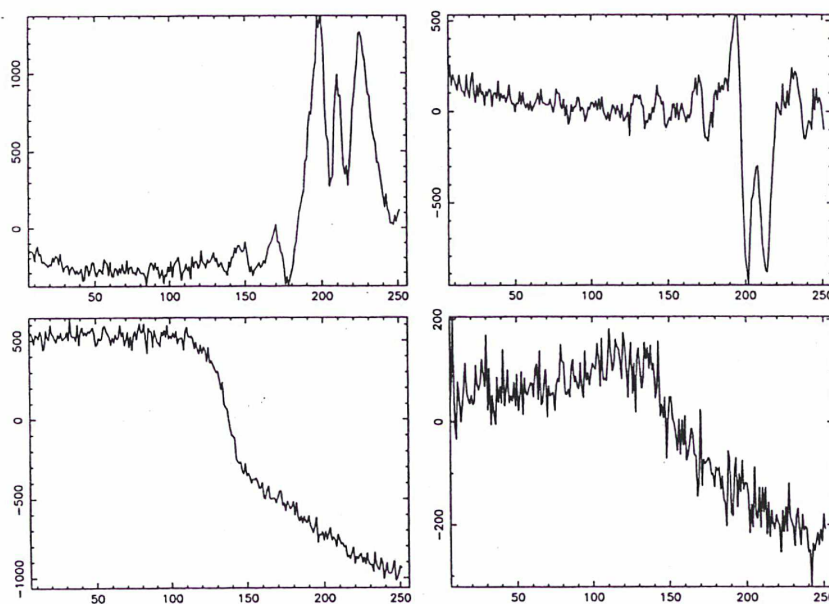


Fig. 68 Spectre parasité par un satellite GLONASS lors de la première série d'observations



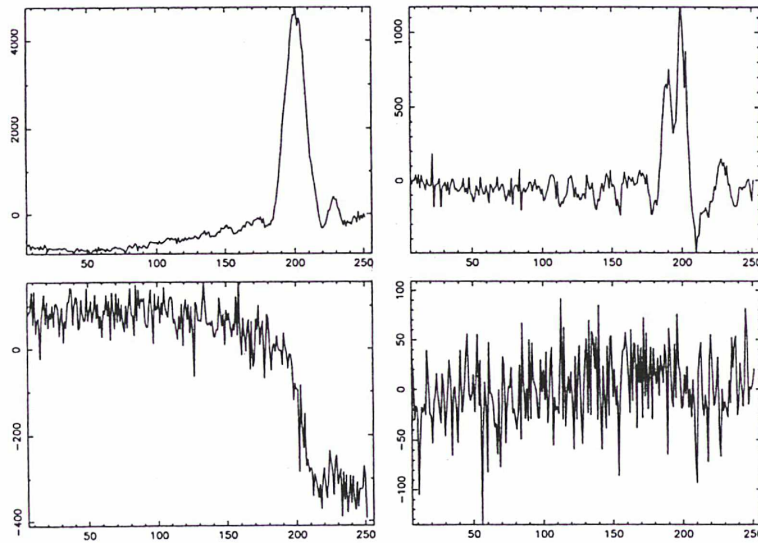


Fig. 69 Spectre parasité par un satellite GLONASS lors de la seconde série d'observations

Le résumé des résultats de cette première série d'observation est consigné dans le tableau 12 ci-dessous. Les valeurs numériques correspondent aux valeurs moyennes des écarts types obtenus sur les quatre voies pour chaque ensemble de six cycles exprimés en Jy. Les mentions « B » et « NB » font référence au balayage ou au non balayage de la fréquence par le dédispenseur. Les résultats bruts peuvent être trouvés dans l'annexe A. Il n'est pas question de reproduire ici, faute de place, l'intégralité des spectres obtenus. Il y en a en effet près de 150 pour l'ensemble des deux séries d'observations.

N° du SCAN	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$	$\sigma_4$	Fréquence
4812	-----	0.136 B	0.251 B	0.178 B	1604
4813	0.080 B	0.096 B	0.081 B	0.102 B	1612
4814	0.043 B	0.051 B	0.062 B	0.059 B	1665/1604
4815	0.045 B	0.053 B	0.248 B	0.236 B	1665/1612
4846	0.594 NB	0.752 NB	0.274 B	0.326 B	1604
4847	0.356 NB	0.304 NB	0.163 B	0.066 B	1612
4848	0.044 B	0.050 B	0.221 B	0.135 B	1665/1604
4849	0.041 B	0.077 B	0.069 B	0.211 B	1665/1612

Tab. 12 Résultats de la première série d'observation des satellites GLONASS

Les observations sur les voies 1 et 2 d'une part, 3 et 4 d'autre part, ont été effectuées en polarisation linéaire horizontale et verticale. La première colonne du tableau donne le numéro du SCAN concerné alors que la dernière indique la fréquence d'observation. Les commentaires concernant ce tableau seront fait en même temps que ceux concernant la seconde série d'observation, dans le paragraphe suivant.

#### **II.6.4 Résultats de la seconde série d'observations**

La seconde série d'observations s'est déroulée du 6 au 9 avril 1994. Comme précédemment, chacune des 4 sessions à été découpée en quatre parties. Le premier quart de chaque session devait permettre de comparer les observations effectuées sur un champ vide à des fréquences et à des polarisations identiques, mais en présence ou non du balayage en fréquence effectué par le dédispenseur. Le deuxième quart de chaque session reprend les mêmes caractéristiques observationnelles que le premier mais à une fréquence différentes, toujours située dans la bande d'émission des satellites GLONASS (1604 MHz dans le premier cas et 1612 MHz dans le second). Le troisième quart de session permet de comparer les observations d'un champ vide dans une bande de fréquence « propre » à 1665 MHz et dans une bande de fréquence « sale » à 1604 MHz. Dans ce cas, la dédispersion est effectuée sur les quatre voies. Le quatrième quart de chaque session reprend les mêmes caractéristiques observationnelles que le précédent, mais à 1612 MHz pour la fréquence « sale ». Le dépouillement des observations s'est effectué de la même façon que plus haut. Les résultats bruts peuvent être trouvés dans l'annexe A. Un résumé en est proposé dans le tableau 13 ci dessous. Les observations sur les voies 1 et 3 d'une part, 2 et 4 d'autre part ayant été effectuées respectivement en polarisation horizontale et verticale, on peut comparer, pour chaque polarisation, l'écart type du signal à une fréquence donnée lorsque le dédispenseur est, ou non, actif. On peut également comparer les écarts types, toujours pour chaque polarisation, des signaux observés à deux fréquences différentes. Une bande « propre » à 1665 MHz et une bande « sale » à 1604 MHz ou 1612 MHz. Remarquons tout d'abord la bonne cohérence des résultats du SCAN 4813, les quatre voies ayant accidentellement été balayées. Les écarts types sont, comme on pouvait s'y attendre, identiques à peu de choses près. Les résultats du SCAN 4812 sont, eux, un peu moins bons sur les voies 2 et 4, la voie 1 n'étant pas utilisable. Dans le

cas des observations effectuées avec et sans dédisperseur à une fréquence donnée, quelle que soit la polarisation, l'action du balayage de la fréquence est très nette (figure 68 et 69).

N° du SCAN	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$	$\sigma_4$	Fréquence
6045	0.150 NB	0.194 NB	0.042 B	0.054 B	1604
6046	0.961 NB	0.351 NB	0.129 B	0.058 B	1612
6047	0.045 B	0.044 B	0.041 B	0.043 B	1665/1604
6048	0.044 B	0.042 B	0.506 B	0.231 B	1665/1612
6090	1.276 NB	1.204 NB	0.157 B	0.116 B	1604
6091	0.229 NB	0.239 NB	0.063 B	0.082 B	1612
6092	0.044 B	0.043 B	0.086 B	0.172 B	1665/1604
6093	0.046 B	0.047 B	0.232 B	0.202 B	1665/1612
6131	0.259 NB	0.259 NB	0.040 B	0.070 B	1604
6132	0.169 NB	0.074 NB	0.925 B	0.069 B	1612
6133	0.203 B	0.168 B	0.192 B	0.200 B	1665/1604
6134	0.049 B	0.046 B	0.357 B	0.274 B	1665/1612
6172	0.183 NB	0.157 NB	0.101 B	0.051 B	1604
6173	0.104 NB	0.090 NB	0.041 B	0.048 B	1612
6174	0.042 B	0.041 B	0.051 B	0.052 B	1665/1604
6175	0.041 B	0.045 B	0.049 B	0.060 B	1665/1612

Tab. 13 Résultats de la seconde série d'observation des satellites GLONASS

Elle permet de gagner au moins un facteur 2 et au plus un facteur 10 dans l'amélioration de l'écart type des signaux (voir le tableau 14). On constate également que la fréquence d'observation (1604 MHz ou 1612 MHz), tout comme la polarisation, ne joue aucun rôle. Dans le cas des observations effectuées dans une bande « propre » (1665 MHz) et dans une bande « sale » (1604 MHz ou 1612MHz) avec une dédispersion toujours active, l'amélioration est également évidente. Il existe au minimum un rapport 1 (satellite non observé?) et au maximum un rapport 12 entre les écarts types des signaux observés en bande sale et en bande propre. Un résumé des résultats précédents est présenté de façon plus synthétique dans le tableau suivant.

SCAN	$\sigma_1/\sigma_3$	$\sigma_2/\sigma_4$	SCAN	$\sigma_1/\sigma_3$	$\sigma_2/\sigma_4$
4812	---	---	4814	1.4	1.2
4813	---	---	4815	5.5	4.5
4846	2.2	2.3	4848	5.0	2.7
4847	2.2	4.6	4849	1.7	2.7
6045	3.6	3.6	6047	0.9	1.0
6046	7.5	6.1	6048	11.5	5.5
6090	8.1	10.4	6092	2.0	4.0
6091	3.6	2.9	6093	5.0	4.3
6131	6.5	3.7	6133	1.0	1.2
6132	0.2	1.1	6134	7.3	6.0
6172	1.8	3.1	6174	1.2	1.3
6173	2.5	1.9	6175	1.2	1.3

Tab. 14 Synthèse des observations des satellites GLONASS

La moitié gauche du tableau ci-dessus donne le rapport des écarts types, en bande « sale », des observations avec et sans balayage. La moitié droite donne quant à elle le rapport des écarts types des observations en bande « propre » et en bande « sale », le balayage étant actif dans les deux cas.

## II.6.5 Conclusion

Ces deux séries d'observations montrent l'effet bénéfique de la dédispersion. Quelle que soit la fréquence d'observation ou la polarisation, la dédispersion permet de gagner au moins un facteur 2 et au plus un facteur 10 dans l'amélioration de l'écart type des signaux. L'effet de cette dédispersion se fait également sentir en présence d'un signal parasite puisque l'amélioration du rapport signal sur bruit est encore, au maximum, de l'ordre de 10.

### **III STABILITE DES RESIDUS DE CHRONOMETRAGE ET EXACTITUDE DE LA DETERMINATION DES PARAMETRES DES PULSARS OBSERVES A NANCAY**

Le chapitre III rend compte des travaux que j'ai effectués concernant la stabilité des résidus de chronométrage ainsi que l'exactitude de la détermination des paramètres du pulsar PSR1937+21 observé à la station de radioastronomie de Nançay. Il s'articule donc autour de ces deux thèmes.

#### **III.1 Stabilité de PSR1937+21 et PSR1821-24 observés à Nançay par rapport à différentes références de temps**

Dans ce chapitre, la stabilité des résidus de chronométrage est étudiée suivant deux points de vue différents. Dans le premier cas, on utilise des résidus de chronométrage *après* l'ajustement des paramètres : cela nous conduit à l'état de l'art du chronométrage des pulsars millisecondes à Nançay en 1996. La seconde partie de ce chapitre montre cependant que l'on peut aussi utiliser des résidus de chronométrage *avant* l'ajustement des paramètres du pulsar et ce afin de simuler une éventuelle remontée de la courbe de stabilité qui serait à l'heure actuelle absorbée par l'ajustement des paramètres.

##### **III.1.1 Utilisation des résidus après ajustement des paramètres**

###### **III.1.1.1 Introduction**

En 1985 Davis (Davis et al., 1985) a émis l'hypothèse que la stabilité des pulsars millisecondes, et en particulier celle de PSR1937+21, pouvait rivaliser et même dépasser la stabilité à long terme des meilleures horloges atomiques, ainsi que celle des meilleures références de temps. Aujourd'hui, après huit ans de chronométrage à Nançay et plus de dix ans à Arécibo, la question est de savoir si les pulsars millisecondes sont réellement plus stables à long terme que les meilleures références de temps. Le problème de la stabilité à court terme, lui, ne se pose pas puisque, comme on le verra plus loin, les courbes de stabilité des

pulsars se situent bien au-dessus des courbes de stabilité des références de temps atomique, même lorsque celles-ci ne sont pas les meilleures qui existent.

En général, on exprime la stabilité d'une horloge atomique par rapport à celle d'une référence de temps : par exemple UTC(OP) par rapport au TAI. Une échelle de temps est fabriquée à partir d'un ensemble d'horloges en fonction d'un (ou plusieurs) objectif(s) précis : TAI est par exemple caractérisé par sa stabilité à long terme, bien meilleure que chaque horloge individuelle qui participe à son calcul. On peut d'ailleurs confirmer ce résultat par certaines méthodes statistiques comme par exemple la méthode du chapeau à n pointes (Tavella, Premoli, 1994). Le cas des pulsars est bien différent car les stabilités à long terme sont supposées être du même ordre de grandeur. Dans ce cas, la variance d'Allan représente la stabilité des différences de phase entre la période du pulsar et la référence de temps. Afin d'obtenir la stabilité intrinsèque du pulsar, on peut utiliser la méthode du chapeau à n pointes, ou bien, ce qui revient au même, effectuer le chronométrage du pulsar par rapport à au moins deux références de temps indépendantes. En comparant les courbes de stabilité des résidus de chronométrage du pulsar par rapport à ces deux références, ainsi que la courbe de stabilité des différences de phase entre ces mêmes références, il sera aisé de vérifier que les références de temps n'influent pas sur la courbe de stabilité des résidus. De nombreuses références de temps atomique existent et qui sont toutes indépendantes les unes des autres. On peut citer par exemple le temps atomique du NRC (National Research Council of Canada, Ottawa, Canada), le temps atomique du JATC (Joint Atomic Time Commission, Lintong, République populaire de Chine) etc... Les différences de phase entre ces échelles de temps et le TAI sont données chaque année dans le rapport annuel du BIPM. Afin de chronométrer le pulsar dans les meilleures conditions possible pour tester sa stabilité, il convient de choisir des échelles de temps dont la stabilité à long terme est la meilleure possible.

### **III.1.1.2 Choix des références de temps**

Il existe deux références de temps dont les stabilités à long terme sont connues pour être excellentes. Il s'agit de TA(PTB), le temps atomique du Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Braunschweig, Allemagne) et de EAL, l'échelle atomique libre, qui est la première étape de calcul du TAI. EAL diffère de TAI par les ajustement de fréquence qui sont effectués par rapport aux meilleurs étalons primaires de fréquence du monde, dans le but d'assurer l'exactitude de l'intervalle unitaire de TAI par rapport à la définition de la seconde

du SI. En plus de ces deux très bonnes références de temps, il en existe une troisième, TA(NIST), le temps atomique du National Institute of Standards and Technology (Boulder, USA), dont la stabilité à long terme, bien qu'étant légèrement moins bonne que celle des deux références précédentes, doit permettre un chronométrage de qualité. Le laboratoire de la PTB possède actuellement quatre étalons primaires de fréquence, PTB (Cs I) à PTB (Cs IV), qui ont été mis en service respectivement en 1969, 1985, 1988 et 1992. Les deux premiers fonctionnent, ou ont fonctionné, d'une façon continue. Ce sont donc des horloges. TA(PTB) et UTC(PTB) sont directement obtenus à partir de PTB(Cs II). Les caractéristiques techniques de cet étalon à déflexion magnétique peuvent être trouvées dans l'article publié par Bauch en 1987 (Bauch et al., 1987). Son exactitude a été estimée à  $1,3 \cdot 10^{-14}$  (Bauch et al., 1991). Le niveau d'exactitude atteint par PTB(Cs III) et PTB(Cs IV) est actuellement en cours d'évaluation.

Le cas de EAL est légèrement différent puisque, comme on l'a déjà vu, cette référence de temps résulte d'une moyenne pondérée de plus de 200 horloges atomiques, commerciales ou de laboratoires, réparties dans le monde. Son indépendance vis à vis de TA(PTB), TA(NIST) ainsi que des autres échelles de temps n'est donc pas totale. Cependant, depuis le 1<sup>er</sup> janvier 1988, le poids absolu d'une horloge donnée ne peut excéder la valeur 100, ce qui correspond à un poids relatif maximum d'environ 0,8% en 1994 (BIPM, 1994). On peut donc considérer que la référence EAL est indépendante de toutes les échelles de temps qui la constitue et en particulier de TA(PTB) et TA(NIST). L'échelle AT1 du NIST est une échelle calculée à partir des données provenant de divers horloges à césium et de masers à hydrogène. Sa fréquence est maintenue aussi stable que possible en choisissant le poids optimum pour chaque horloge contribuant à son calcul. L'étalon NBS 6, qui a servi d'étalon primaire aux Etats Unis entre 1975 et 1992, a été remplacé à cette date par un étalon à pompage optique : NIST 7. Son exactitude a été évaluée à  $1 \cdot 10^{-14}$  ( $1\sigma$ ) par Lee en 1995 (Lee et al., 1995). C'est par rapport à cet étalon que la comparaison de la fréquence de AT1 est éventuellement ajustée. Cette référence de temps est donc totalement indépendante de TA(PTB) et EAL.

En plus de ces très bonnes références de temps, il en existe d'autres qui possèdent une stabilité à long terme tout aussi bonne, mais qui ne sont pas indépendantes de EAL ou de TA(PTB). Il s'agit de TAI et de TT(BIPM XX). Cette dernière référence est *une* réalisation du Temps Terrestre effectuée par le BIPM (Guinot, 1988), la notation XX désignant l'année 19XX. EAL et TAI sont bien sûr très liées puisque, on l'a vu, EAL est la première étape du calcul de TAI. De plus TAI et TA(PTB) sont liées à TT(BIPM), puisque cette dernière référence est obtenue

en combinant le TAI avec les données des étalons primaires de fréquence (Guinot, 1988). TAI et TT(BIPM XX) peuvent être utilisés pour effectuer un chronométrage de qualité, mais les résultats que l'on peut en déduire sont peu utilisables, étant donnés les corrélations qui existent entre ces références de temps et EAL ou TA(PTB) par exemple. D'autres références, dont la stabilité à long terme est moins bonne que celle des trois références présentées précédemment, ont été choisies afin d'étudier leur influence sur les résidus de chronométrage, et donc sur la stabilité de « l'horloge pulsar ». Les échelles de temps retenues sont TA(F) et TA(USNO), respectivement temps atomique français et temps atomique du United States Naval Observatory (Washington, USA), ainsi que TA(NRC) et TA(JATC) qui ont déjà été présentées. Nous sommes donc en présence de neuf échelles de temps, dont trois sont indépendantes et possèdent des stabilités à long terme excellentes. Deux autres possèdent également des stabilités tout aussi excellentes mais sont corrélées. Enfin les quatre dernières sont indépendantes mais possèdent des stabilités à long terme insuffisantes vis à vis de celle supposée du pulsar. Les figures 70 à 76 représentent les différences de phase entre les références de temps présentées précédemment et le TAI. La figure 77 représente quant à elle les variances d'Allan correspondantes.

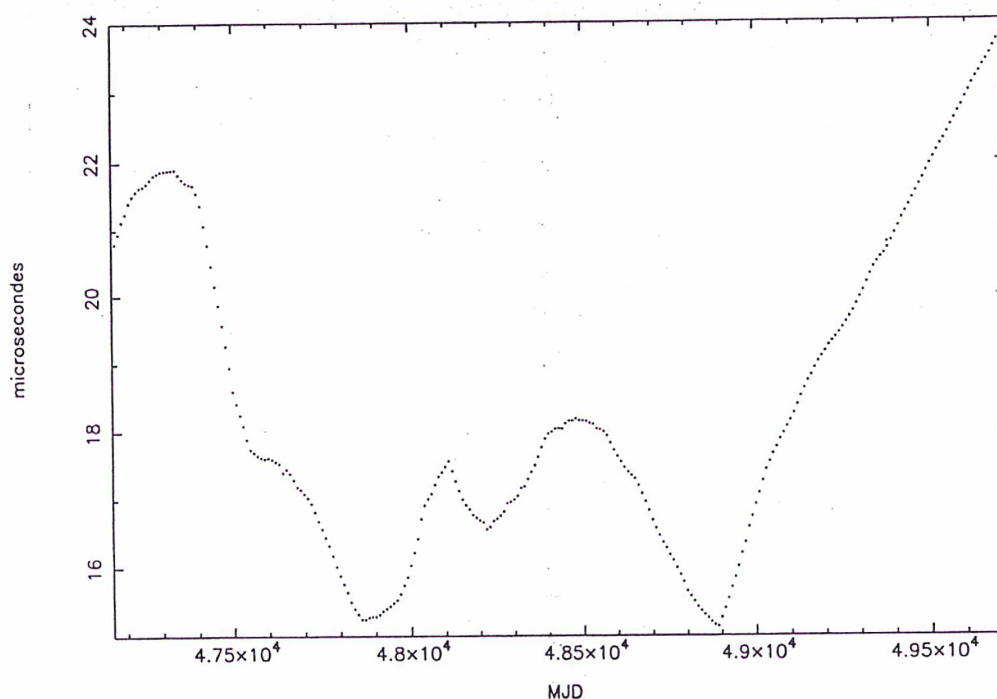


Fig. 70 Différence de phase entre le TAI et TA(NRC)



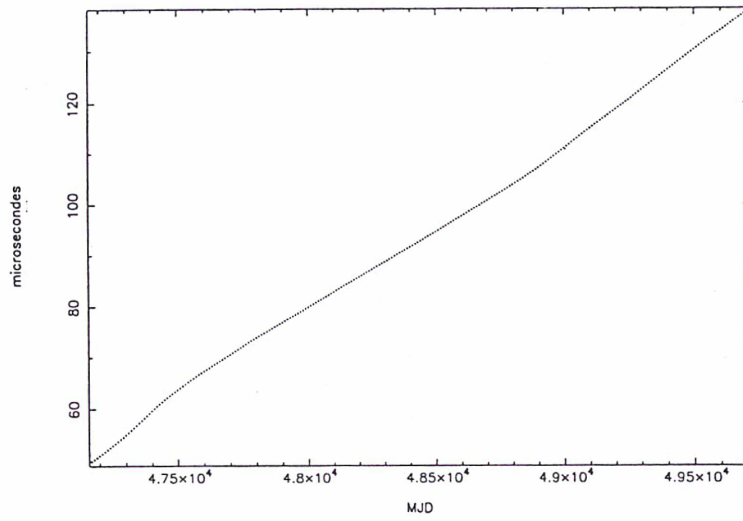


Fig. 71 Différence de phase entre le TAI et TA(F)

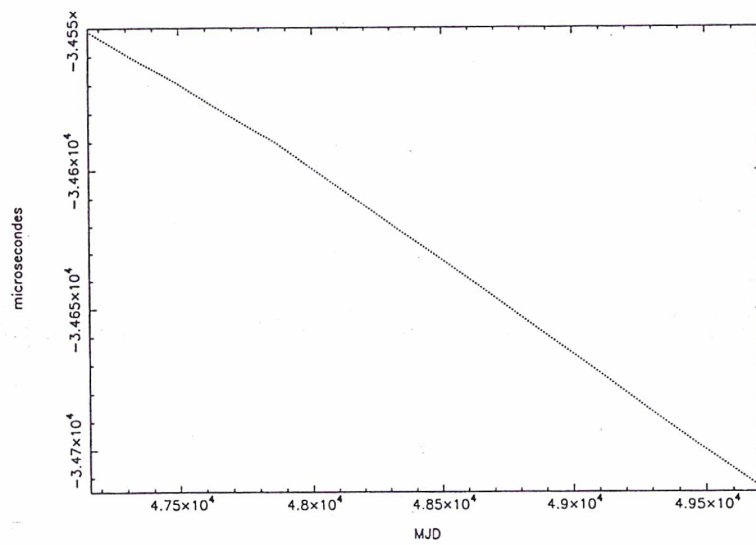


Fig. 72 Différence de phase entre le TAI et TA(USNO)

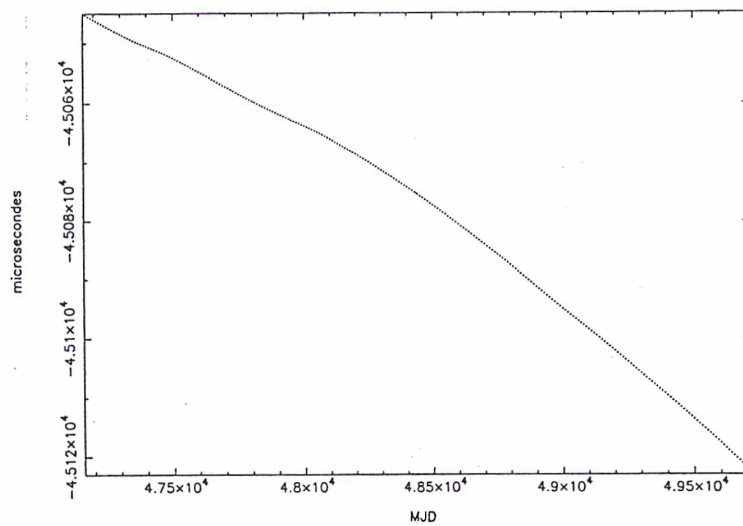


Fig. 73 Différence de phase entre le TAI et TA(NISA)

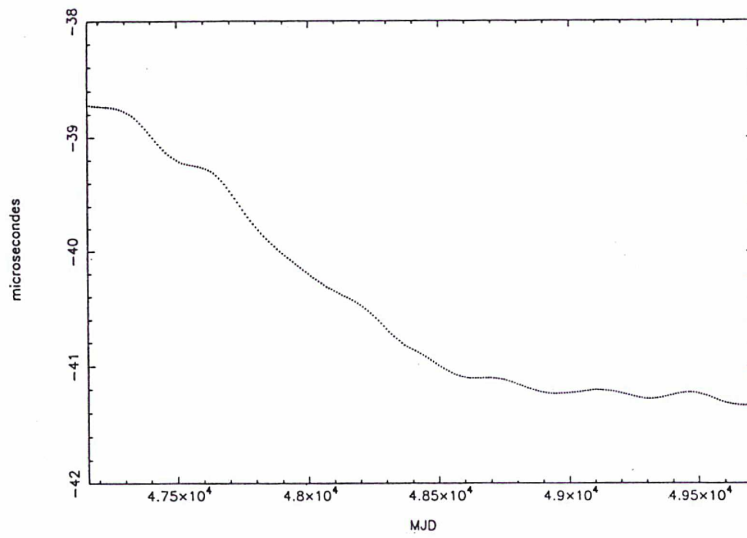


Fig. 74 Différence de phase entre TAI et TT(BIPM)

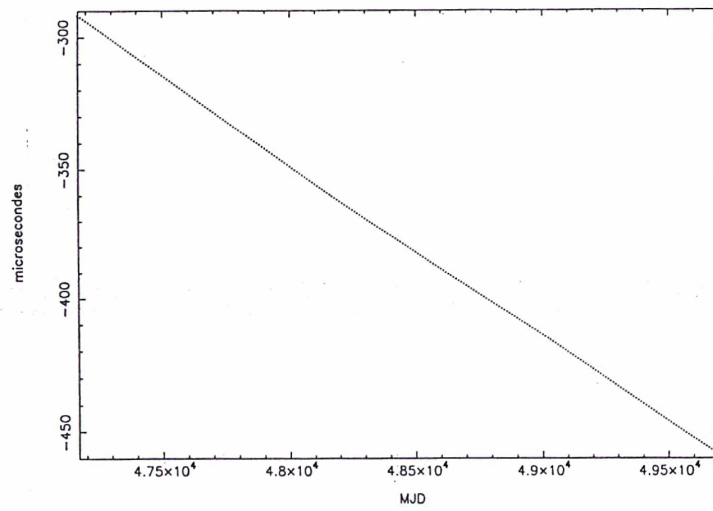


Fig. 75 Différence de phase entre TAI et EAL

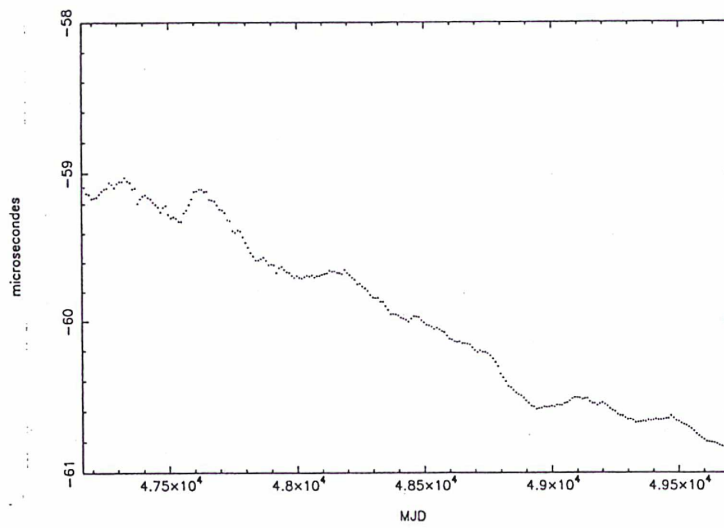


Fig. 76 Différence de phase entre TAI et TA(PTB)

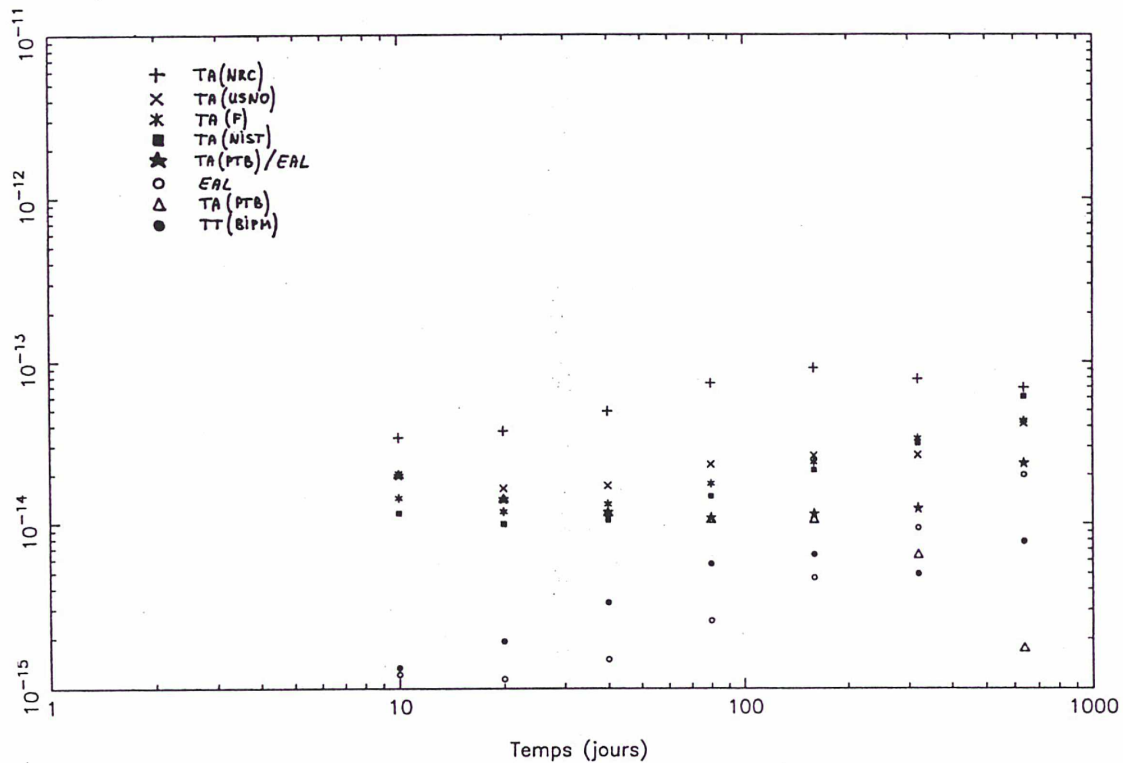


Fig. 77 Stabilité des références de temps utilisées par rapport au TAI

### III.1.1.3 Méthode de calcul employée

Les calculs de stabilité présentés plus loin ont été effectués à partir des résidus de chronométrage obtenus sur PSR1937+21 et sur PSR1821-24 entre 1988 et 1993. La partie de la phase rotationnelle du pulsar qui correspond à sa période a été modélisée par un polynôme de degré deux, c'est à dire que seule la dérivée première de cette période a été prise en compte. Au-delà, la modélisation semble ne plus correspondre à aucun phénomène physique propre au pulsar (Cognard et al, 1995a). La prise en compte des dérivées d'ordre supérieur ou égal à deux de la période n'a donc pour effet que de blanchir les résidus. Cela affecte donc également les courbes de stabilité comme le montre la figure 78. On constate que l'ajustement de la dérivée seconde de la période du pulsar a pour effet de ramener la courbe de stabilité vers celle correspondant à du bruit blanc ou à de la scintillation de phase (pente -1). La prise en compte de dérivées troisième, quatrième...etc. ne ferait qu'amplifier le phénomène, ramenant les derniers points de la variance d'Allan encore un peu plus vers la pente -1, « blanchissant » ainsi de façon tout à fait artificielle les résidus de chronométrage.

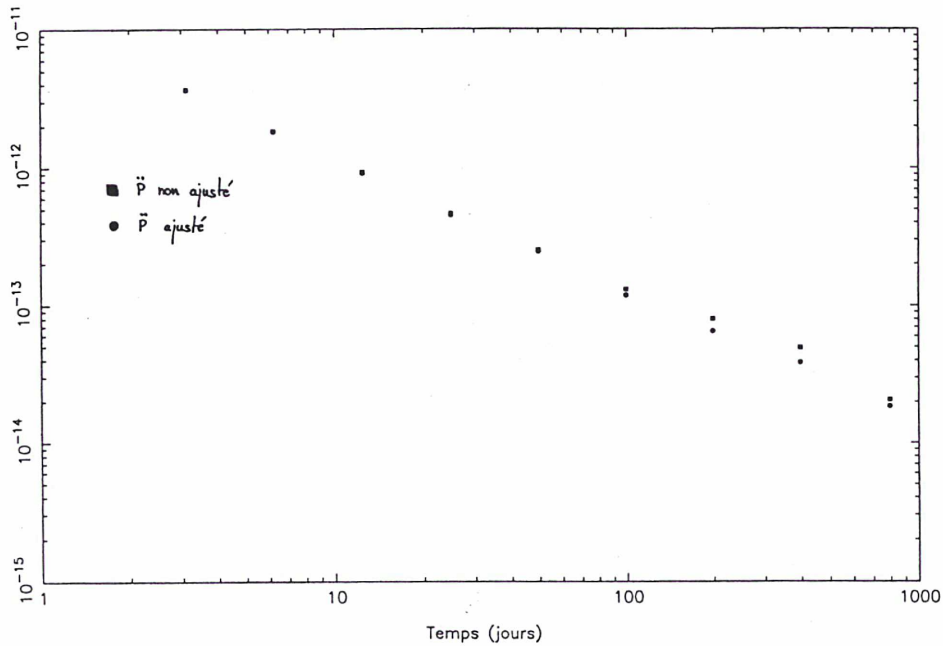


Fig. 78 Effet de l'ajustement du  $\ddot{P}$  sur la stabilité des résidus de PSR1937+21

Le calcul des résidus a été effectué grâce au logiciel ANTIOPE. La version du logiciel qui a été utilisée n'est cependant pas capable de prendre en compte le calcul des résidus en fonction de différentes références de temps. Il faut donc intervenir sur les temps d'arrivée avant leur traitement par ANTIOPE. Cette intervention a eu lieu au niveau du logiciel REDPSR. Ce logiciel a pour tâche entre autres de faire passer les temps d'arrivée observés de l'échelle de temps locale de Nançay à l'échelle de temps internationale UTC. Cette partie du travail est effectuée par REDPSR en deux étapes. Tout d'abord, on ramène les temps d'arrivés de l'échelle locale de Nançay à la référence nationale UTC(OP) par l'intermédiaire d'un fichier de corrections fourni régulièrement par le LPTF et dénommé CHRONO.TV. Puis on passe de UTC(OP) à la référence internationale UTC grâce à un fichier de corrections dénommé UTC.DAT dont les données sont disponibles dans les circulaires T du BIPM. Le passage de UTC à TAI est effectué par un autre logiciel que REDPSR. C'est dans le fichier UTC.DAT que des corrections ont été introduites et qui permettent de passer de UTC à une référence de temps quelconque. Le transfert de temps s'effectue donc de la façon suivante. Le fichier CHRONO.TV contient les différences de phases

$$\text{UTC(Nançay)} - \text{UTC(OP)}.$$

Le fichier UTC.DAT contient les différences de phases

UTC-UTC(OP).

Enfin le fichier ATMUTC.DAT contient le décalage d'un nombre entier de secondes entre UTC et TAI soit

TAI-UTC.

Le transfert de temps consiste alors en l'écriture de l'équation

$$\begin{aligned} & -[UTC(Nançay) - UTC(OP)] + [UTC - UTC(OP)] + [TAI - UTC] \\ & = [-UTC(Nançay) + TAI] \end{aligned}$$

Les temps d'arrivée observés correspondent aux différences de phase entre « l'horloge pulsar » et l'horloge à rubidium de Nançay. La différence entre ces données et l'équation du transfert de temps-ci dessus s'écrit

$$[UTC(Nançay) - PSR] + [-UTC(Nançay) + TAI] = TAI - PSR$$

qui donne les temps d'arrivée observés par rapport au TAI. Il est dès lors clair que l'on peut changer la référence de temps par rapport à laquelle le chronométrage s'effectue en corrigeant le fichier UTC.DAT d'une quantité valant

TAI-TA(k)

où TA(k) représente le temps atomique du laboratoire k. On obtient alors

$$\begin{aligned} & -[UTC(Nançay) - UTC(OP)] + [UTC - UTC(OP) - (TAI - TA(k))] + [TAI - UTC] \\ & = [-UTC(Nançay) + TA(k)] \end{aligned}$$

et le pulsar est dans ce cas chronométré par rapport à TA(k)

$$[UTC(Nançay) - PSR] + [-UTC(Nançay) + TA(k)] = TA(k) - PSR$$

### III.1.1.4 Résidus de chronométrage des pulsars PSR1821-24 et PSR1937+21 obtenus à Nançay en fonction de différentes références de temps

Les figures 79 à 86 représentent les résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus à Nançay entre le 2 Mars 1989 et le 31 décembre 1993. Les observations ont été effectuées vers 1400 Mhz en polarisation horizontale et verticale. Tous les ans au moment de Noël ce pulsar est occulté par la couronne solaire. Le chronométrage permet donc, grâce au retard des temps d'arrivée observés, de contraindre la densité électronique au sein de cette dernière.

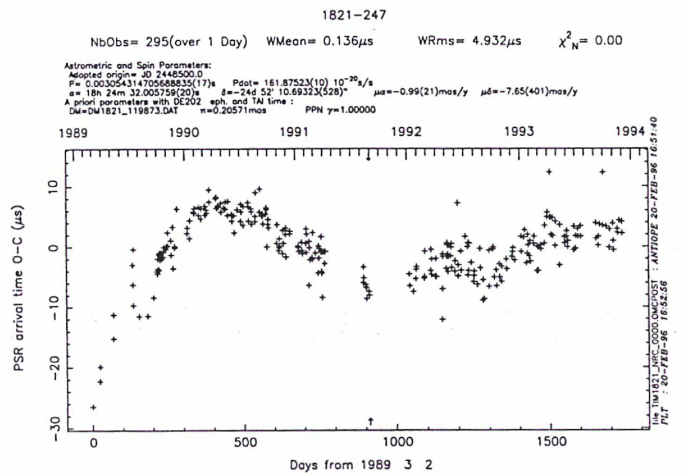


Fig. 79 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(NRC)

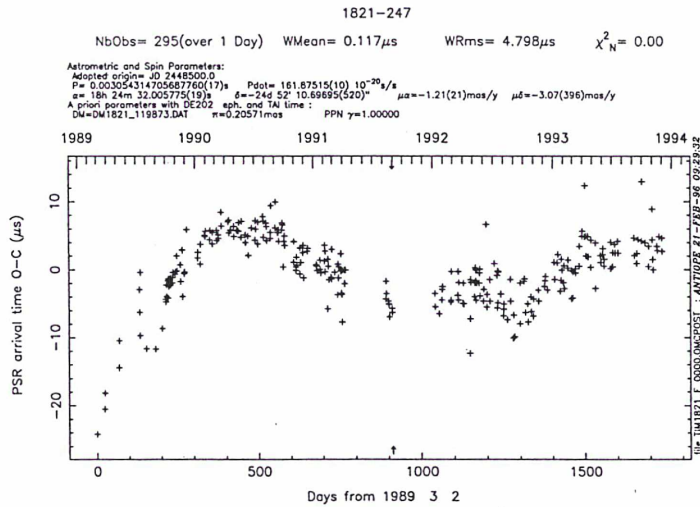


Fig. 80 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(F)

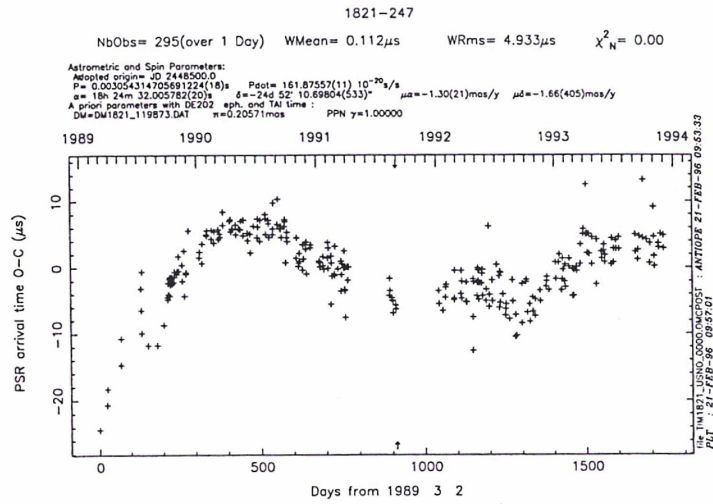


Fig. 81 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(USNO)

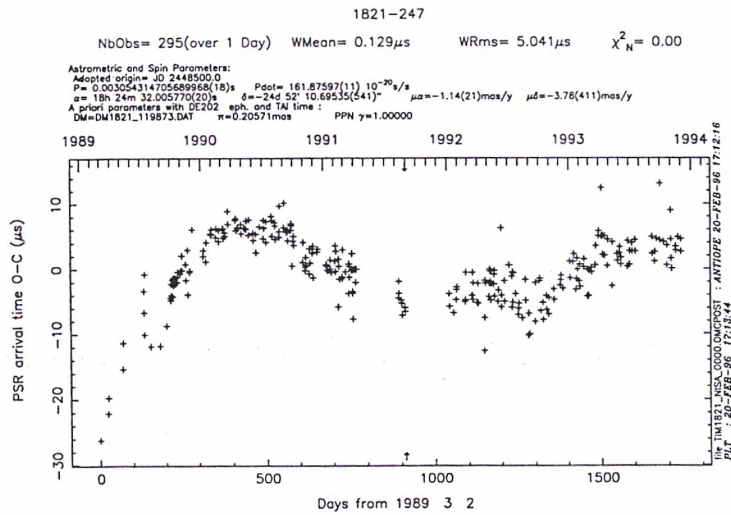


Fig. 82 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(NISA)

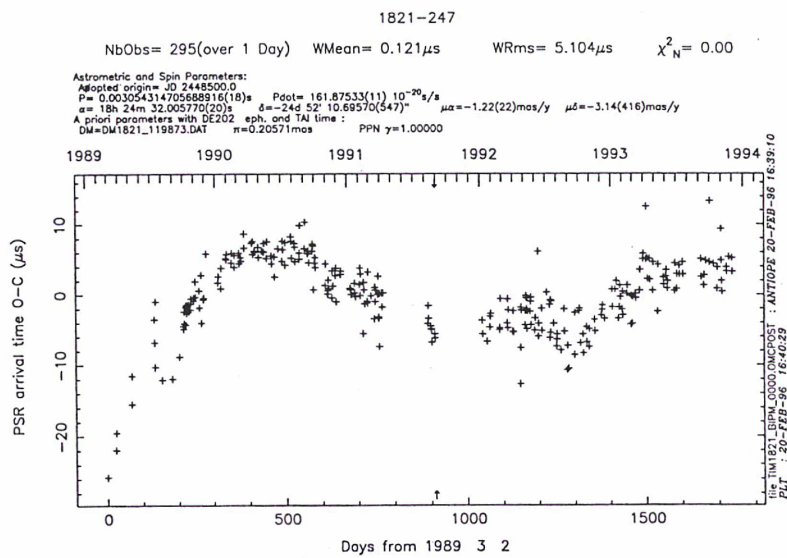


Fig. 83 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TT(BIPM)

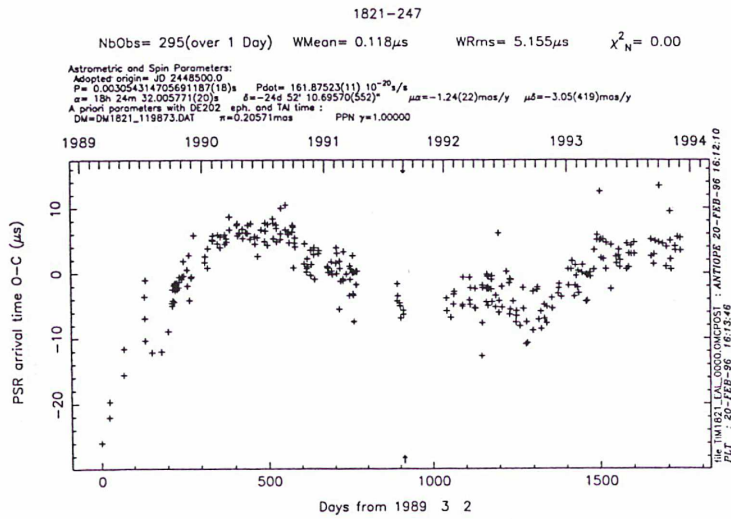


Fig. 84 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec EAL

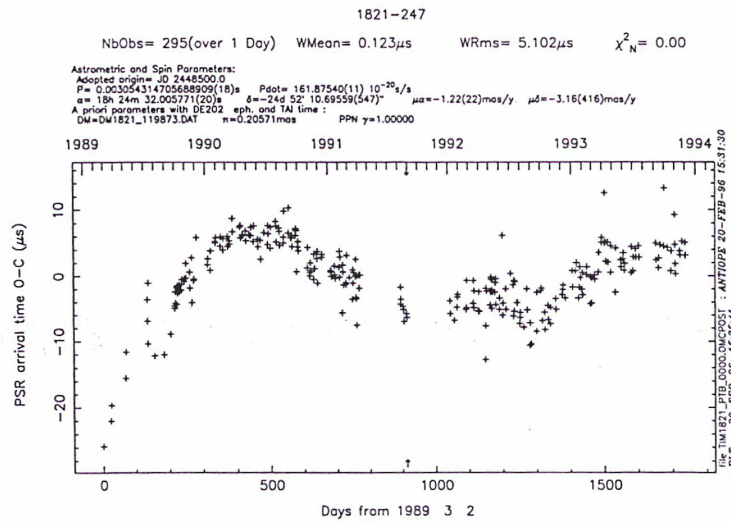


Fig. 85 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(PTB)

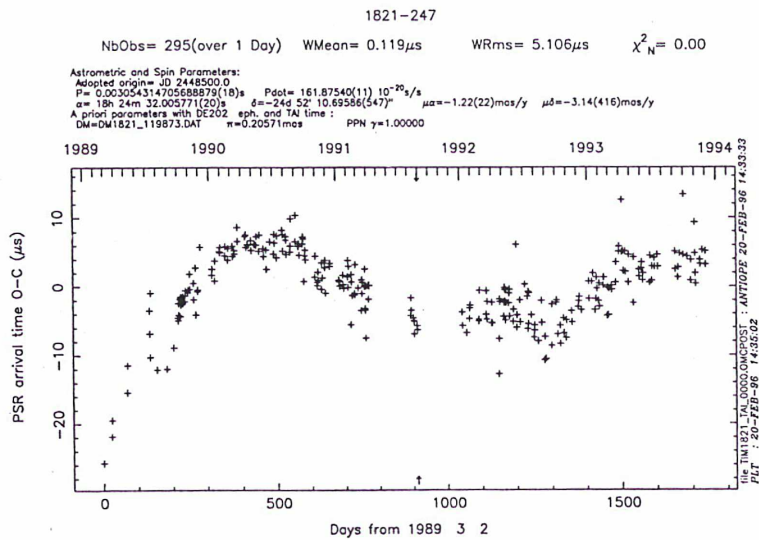


Fig. 86 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TAI



Cependant, pour les calculs de stabilité, ces événements ne doivent absolument pas apparaître car ils sont de grande amplitude (plusieurs  $\mu\text{s}$ ) et peuvent perturber le calcul de la variance d'Allan. C'est pour cette raison que tous les points de chronométrage obtenus pendant les quinze derniers jours du mois de décembre de chaque année ont été éliminés. La figure 98 représente les variances d'Allan obtenues en fonction de chacune des références de temps présentées au chapitre III.1.1.2. Ces variances ont été obtenues en prenant comme intervalle de temps entre chaque observation la durée correspondant à la moyenne des intervalles de temps entre les observations individuelles, soit approximativement 5,9 jours.

Les figures 87 à 94 représentent les résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus à Nançay entre le 22 décembre 1988 et le 31 décembre 1993 en fonction des différentes références de temps. Comme précédemment ces données ont été obtenues à 1400 Mhz en polarisation horizontale et verticale. Les variances d'Allan correspondantes, représentées sur la figure 97, ont été calculées en supposant que les données étaient régulièrement espacées de 3,1 jours, durée de l'intervalle moyen entre les observations individuelles. Il convient également de noter que deux sauts de phase ont été déterminés avant le 31/12/95. Ils affectent seulement les derniers points de la courbe de stabilité. Etant donnée l'incertitude sur le calcul de ces points l'effet des sauts sera considéré comme négligeable dans la suite de ce texte.

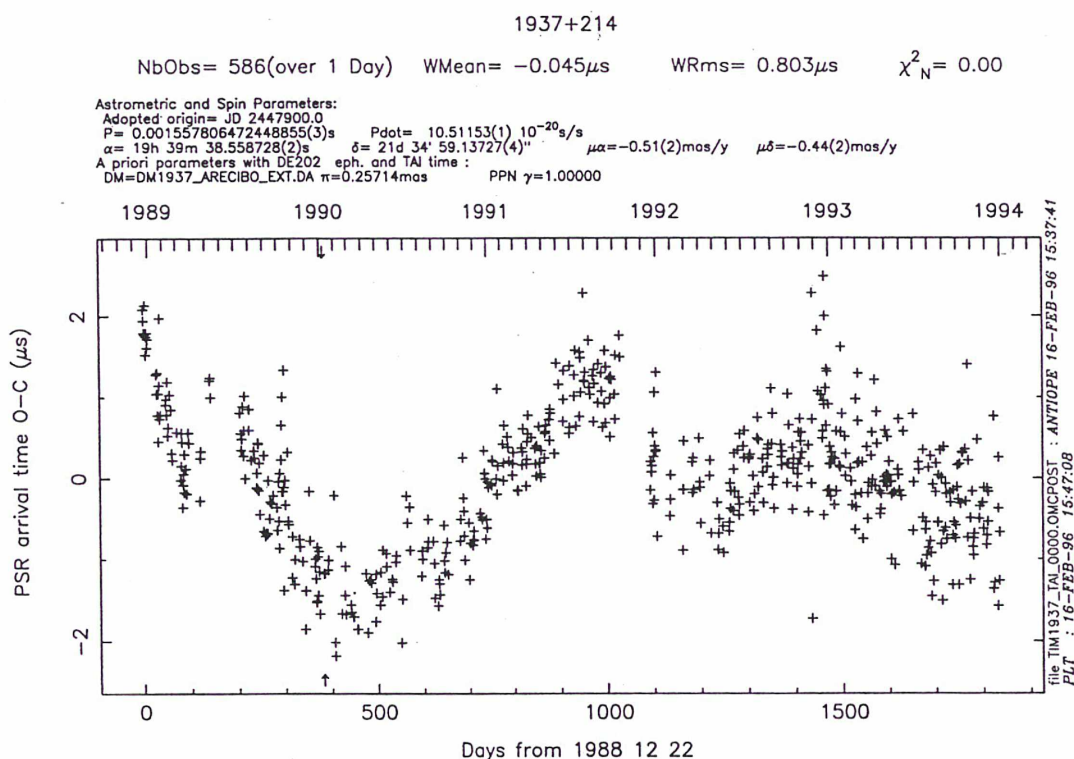


Fig. 87 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TAI

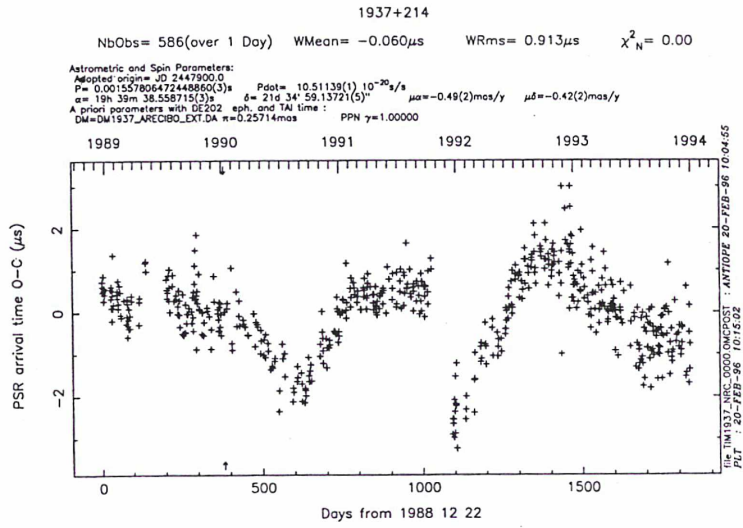


Fig. 88 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(NRC)

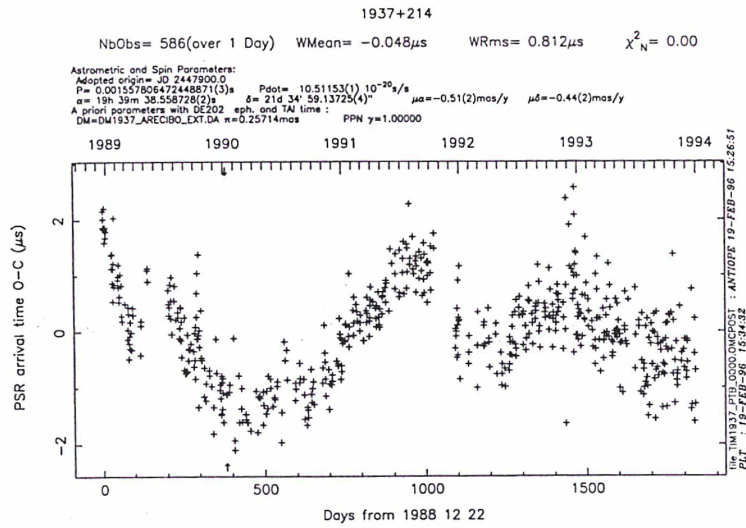


Fig. 89 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(PTB)

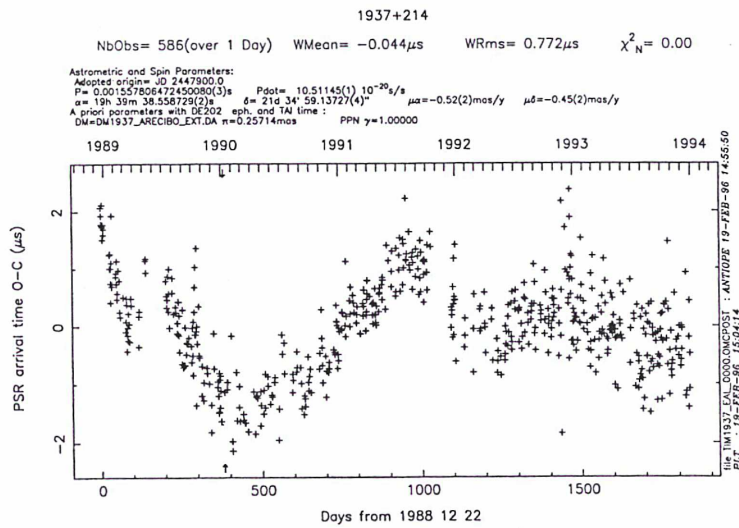


Fig. 90 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec EAL

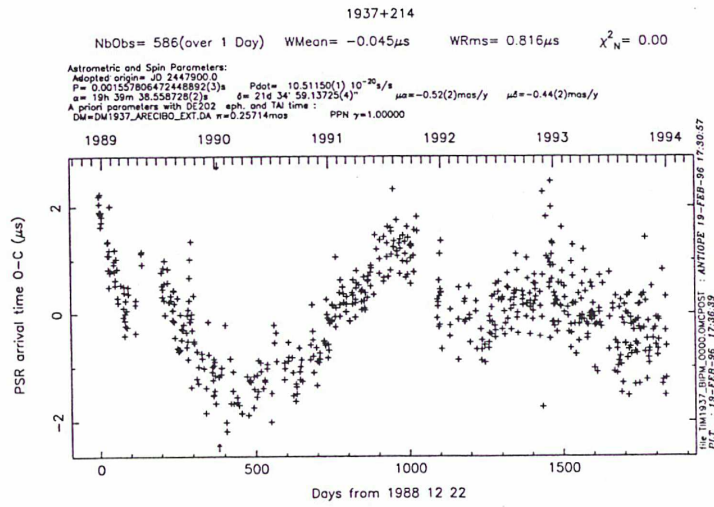


Fig. 91 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TT(BIPM)

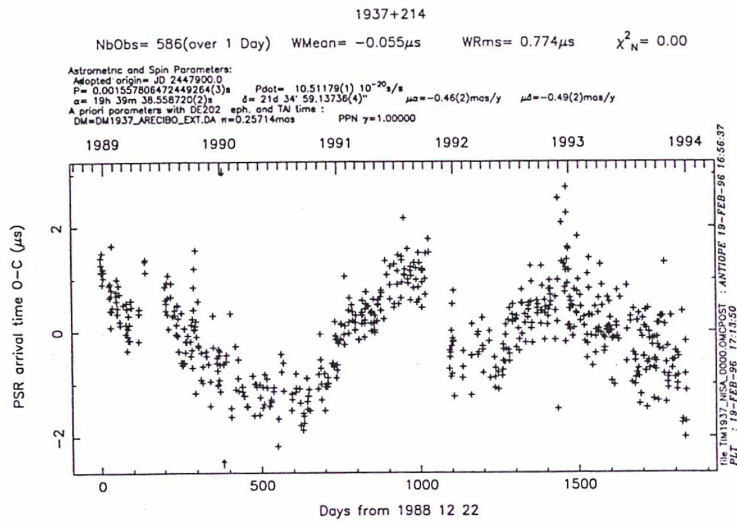


Fig. 92 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(NIST)

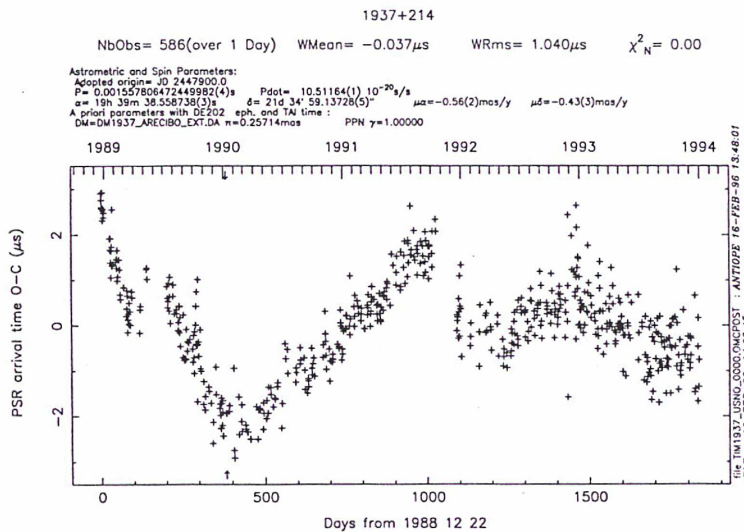


Fig. 93 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(USNO)

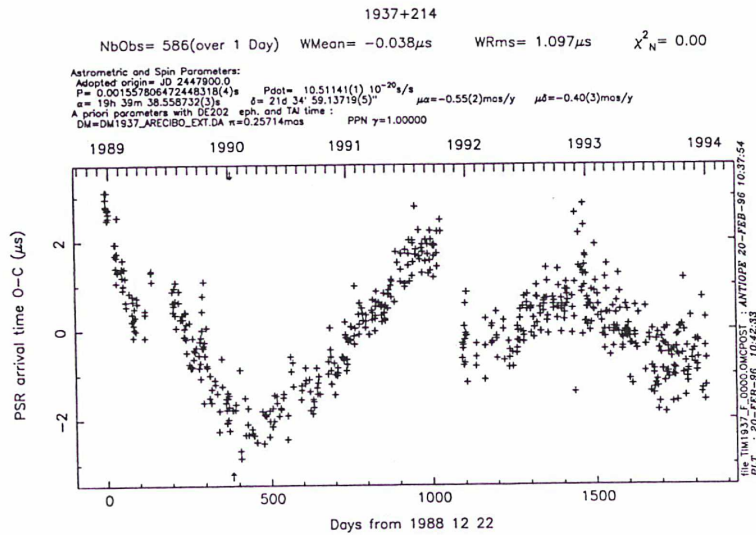


Fig.94 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(F)

### III.1.1.5 Analyse des courbes de stabilité des pulsars observés à Nançay par rapport au TAI

Les écarts-types d'Allan de résidus de chronométrage des pulsars PSR1821-24 et PSR1937+21 par rapport au TAI sont représentés sur la figure 95.

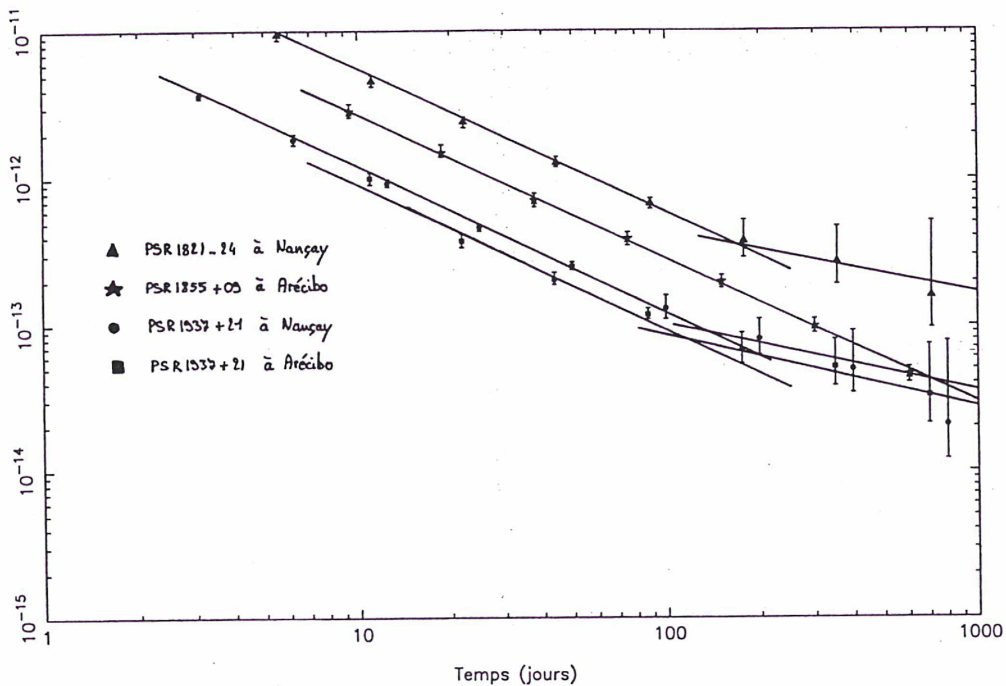


Fig. 95 Stabilité comparées des pulsars PSR1821-24, PSR1855+09 et PSR1937+21 observés à Nançay et Aréibo

A partir d'une période d'échantillonnage de l'ordre de 100 jours, les deux courbes, qui présentaient jusqu'alors du bruit blanc de phase ou de la scintillation de phase (pente -1),

présentent du bruit blanc de fréquence (pente  $-1/2$ ). On peut se demander si la simultanéité du changement de pente provient d'une cause interne à la station de Nançay ou bien si ce phénomène est intrinsèque aux pulsars. De plus, sur la courbe de stabilité de PSR1937+21, on remarque que ce changement de pente ne s'effectue pas rigoureusement suivant une droite mais qu'il s'accompagne également d'une courbure due au dernier point calculé. Le dernier point présente toujours une importance fondamentale dans les discussions portant sur les écarts-types d'Allan, car c'est souvent de lui dont dépend le comportement à long terme d'un oscillateur. Il peut en effet faire pencher la balance en faveur de tel ou tel type de bruit. Malheureusement, c'est aussi le point le moins bien déterminé comme le montre l'expression de la variance d'Allan donnée dans la première partie de ce mémoire. L'incertitude sur la position de ce point reste toujours importante car il est calculé avec un nombre très faible d'échantillons. Dans le cas présent il ne s'agit pas de faire la distinction entre deux bruits mais plutôt entre un bruit (bruit blanc de fréquence) et un phénomène périodique, en imaginant par exemple que le dernier point est à nouveau aligné sur la pente  $-1$ . On peut en effet démontrer qu'un phénomène  $\tau$ -périodique provoquera des remontées de la courbe de stabilité pour des périodes d'échantillonnage justement espacées de  $\tau$ . Dans le cas présent  $\tau$  vaudrait à peu près 2 ans. On voit ici tout l'intérêt qu'il y a, dans le cas du pulsar PSR1821-24, à supprimer les données obtenues à la fin de chaque année puisque l'occultation de ce pulsar par la couronne solaire est un phénomène de période annuelle. Puisque le calcul des intervalles de confiance des points de la variance d'Allan ne permet pas de résoudre totalement le problème (figure 95), les données de chronométrage de PSR1937+21 obtenues à l'Observatoire d'Arecibo ont été utilisées à des fins de comparaison. Ces données, accessibles par FTP anonyme, sont obtenues de façon totalement indépendante de celles de Nançay. On trouvera une description du logiciel d'acquisition des temps d'arrivés, TEMPO, dans la Thèse de M. Ryba (Ryba, 1986). Les différences entre les deux séries de données sont d'une part la densité du chronométrage, mais surtout pour ce qui nous intéresse ici la longueur de la série. En effet Arecibo chronomètre PSR1937+21 depuis dix ans contre seulement sept à Nançay. On peut donc obtenir, au sens de la variance d'Allan, une confiance nettement supérieure à celle que l'on avait dans le cas des données de Nançay à propos du point situé approximativement à 700 jours. Les écarts-types d'Allan des données de chronométrage de PSR1937+21 obtenus à Nançay et Arecibo sont représentés sur la figure 95. On remarque tout de suite le très bon accord des deux courbes de stabilité. Cela tend à prouver que PSR1937+21 possède effectivement une courbe de stabilité qui présente un changement de pente pour une période

d'échantillonnage de l'ordre de 100 jours. D'autre part, on ne voit pas sur la courbe de stabilité des données d'Arécibo la courbure qui existait sur la courbe de stabilité des données de Nançay. Enfin un calcul identique de stabilité effectué sur la période qui s'étend du début de 1989 à la fin de 1994 indique que le dernier point tend à se rapprocher de la droite de pente  $-1/2$  ( $2,2 \cdot 10^{-14}$  au lieu de  $2,0 \cdot 10^{-14}$ ). Le bruit prépondérant à long terme serait donc le bruit blanc de fréquence. Ce rapprochement, bien que faible, semble montrer que l'inflexion de la courbe est due à un temps d'observation trop court à Nançay. Une des conclusions provisoires est donc que la courbe de stabilité de PSR1937+21 exhibe un changement de pente pour une période d'échantillonnage qui est de l'ordre de 100 jours. Ce changement de pente correspond bien à un changement de bruit et non à un phénomène périodique.

Le cas de PSR1821-24 a été résolu par une autre méthode. On peut en effet profiter du fait que ces deux pulsars sont observés quasi simultanément pour chronométrer PSR1821-24 par rapport à PSR1937+21. Comme Nançay possède un instrument méridien les observations s'effectuent toujours en temps sidéral. De ce fait PSR1821-24 est observé immédiatement avant PSR1937+21. Ce calcul permet d'éliminer l'échelle de temps de référence puisque c'est la même dans les deux cas. Néanmoins, dans le cas de PSR1821-24, cela n'est pas une limitation car le TAI est connu pour avoir une stabilité à 1000 jours bien meilleure que celle de PSR1821-24 (Guinot, 1989). L'intérêt de ce calcul est donc l'élimination de toutes les causes possibles de biais qui seraient internes à la station de Nançay. En effet, comme on l'a déjà signalé, PSR1821-24 et PSR1937+21 sont observés l'un après l'autre, donc de la même façon, par le même instrument. Les procédés de réduction et d'analyse des données sont identiques. Si donc un biais quelconque s'est glissé dans le chronométrage d'un pulsar, il est également présent dans les données de l'autre. Par soustraction il s'élimine. La figure 96 présente les courbes de stabilité de PSR1821-24 par rapport au TAI et par rapport à PSR1937+21. Une fois encore l'accord entre les courbes est excellent démontrant ainsi que les chaînes d'observation, de réduction et d'analyse n'introduisent pas de bruit supplémentaire. La deuxième conclusion provisoire est donc que la courbe de stabilité de PSR1821-24 est intrinsèque à ce pulsar. Comme dans le cas de PSR1937+21 on a affaire à un changement de pente vers 100 jours qui correspond à un changement de bruit dans les résidus de chronométrage.

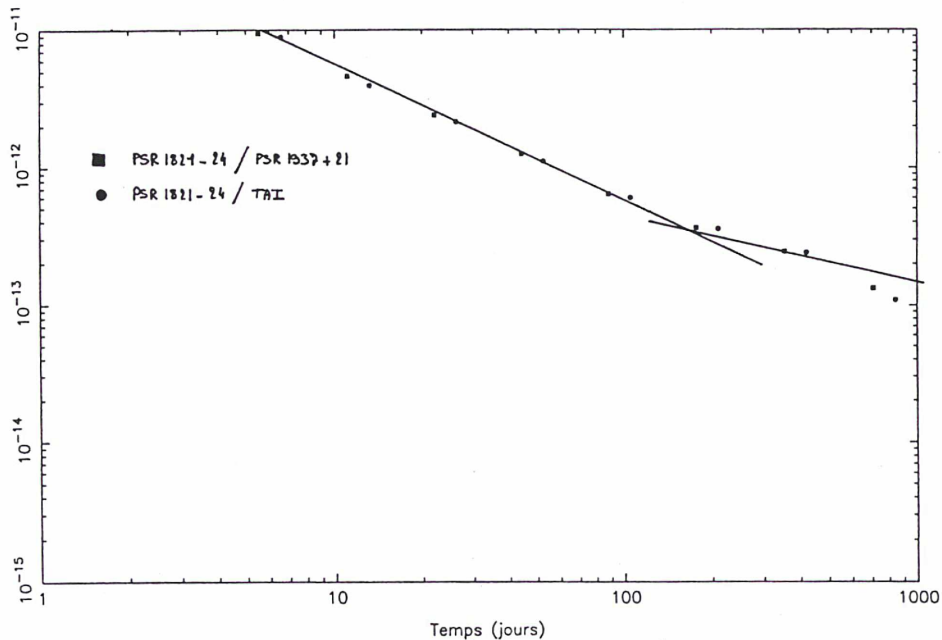


Fig. 96 Stabilité comparées de PSR1821-24 chronométré par rapport au TAI et par rapport à PSR1937+21

### III.1.1.6 Etude de la stabilité de PSR1937+21 et de PSR1821-24 par rapport à différentes références de temps

L'étude effectuée ci-dessus a permis de montrer que la courbe de stabilité de PSR1821-24 présentait un changement de pente, significatif d'un changement de bruit, pour une période de l'ordre de 100 jours et que cette courbe était intrinsèque à ce pulsar. Dans le cas de PSR1937+21, on trouve également un changement de bruit pour une période de l'ordre de 100 jours mais il n'est pas encore possible d'affirmer que cette courbe de stabilité est réellement intrinsèque à ce pulsar. Le changement de pente observé pourrait effectivement provenir d'une stabilité insuffisante de la référence de temps par rapport à laquelle s'effectue le chronométrage. Afin de lever le doute, le comportement de la stabilité des résidus en fonction de différentes références de temps a été étudié. Les résultats des calculs de stabilité sont représentés par les écarts-types d'Allan des figures 97 et 99. On constate que, pour les quatre meilleures références de temps atomique actuelle, TAI, TA(PTB), EAL et TT(BIPM), les stabilités correspondantes du pulsar PSR1937+21 à long terme (période supérieure à 100 jours) sont les mêmes. Deux de ces références, TA(PTB) et EAL, étant indépendantes, cela prouve que la courbe de stabilité de PSR1937+21 est bien une courbe de stabilité intrinsèque et que, corrélativement, la stabilité de ces deux références de temps atomique est meilleure

Fig.97 Stabilité comparées de PSR1937+21 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1993

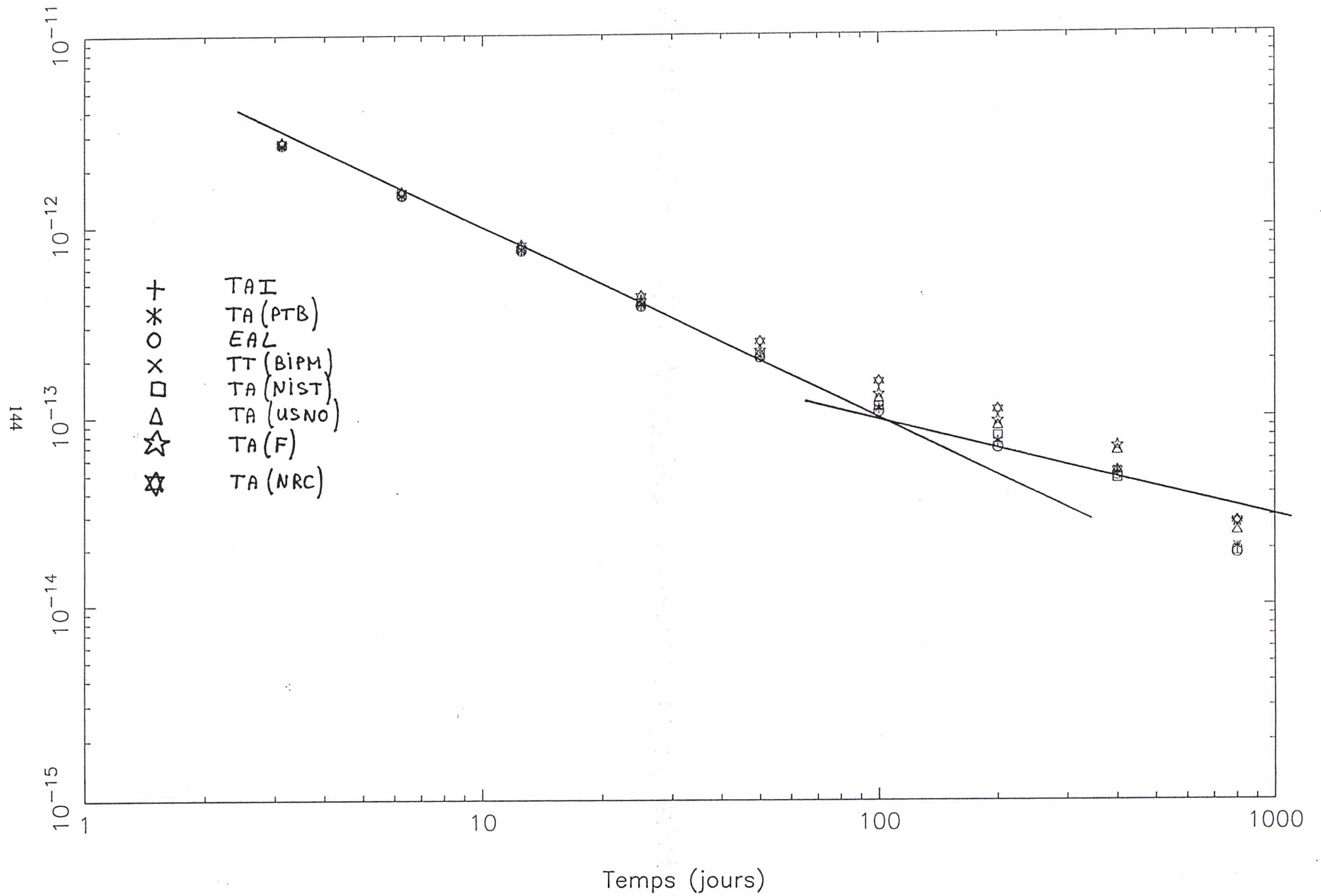




Fig.98 Stabilité comparées de PSR1821-24 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1993

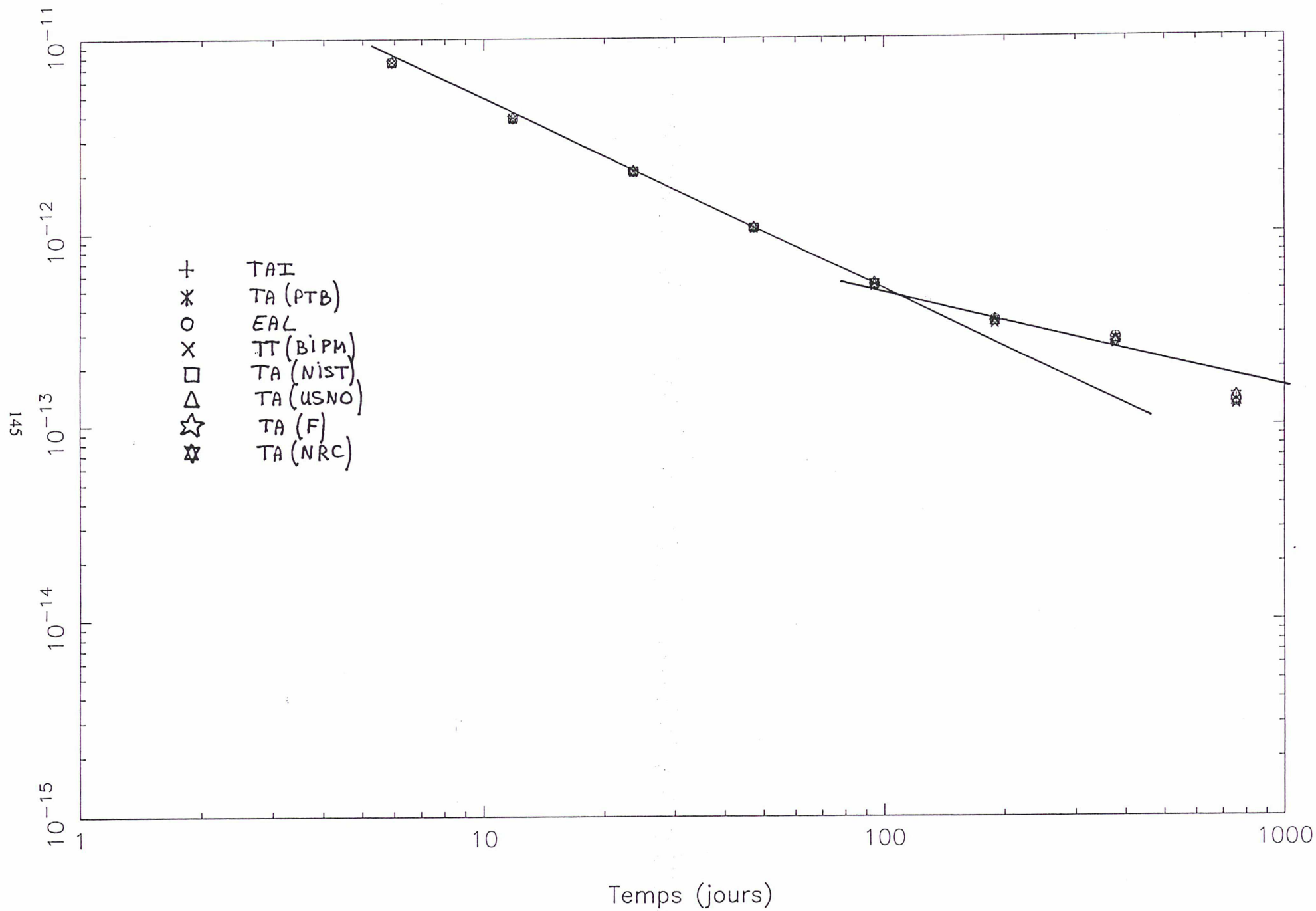
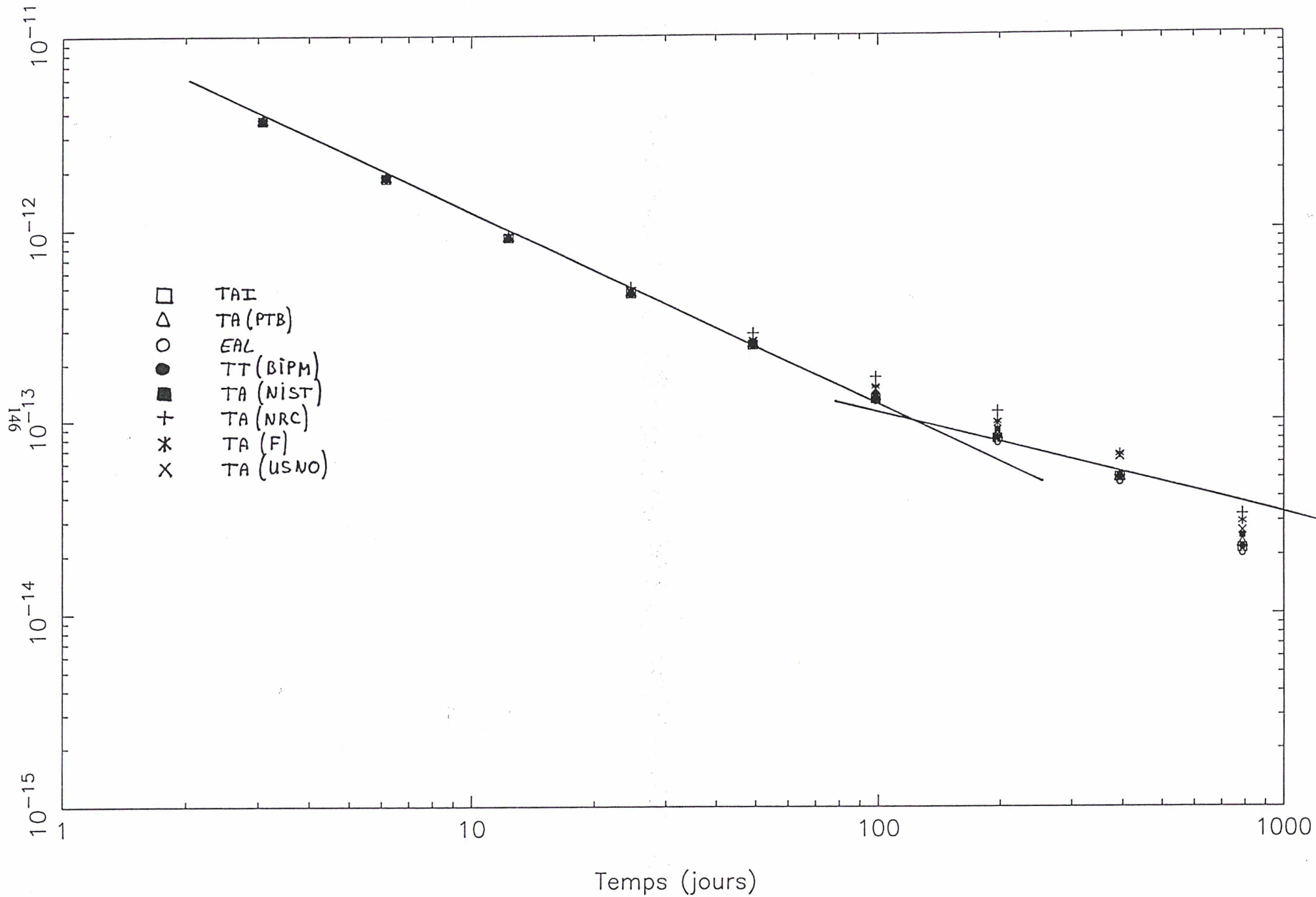


Fig.99 Stabilité comparées de PSR1937+21 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1994



que celle du pulsar. On peut s'en assurer en calculant l'écart-type d'Allan des différences de phases entre TA(PTB) et EAL (figure 77). Le cas du temps atomique du NIST, TA(NISA), est probablement un cas limite dans la mesure où la courbe de stabilité de PSR1937+21 par rapport à cette référence de temps semble être très légèrement perturbée (figures 97 et 99). Les perturbations engendrées étant faibles on peut néanmoins considérer que la stabilité de TA(NISA) est juste suffisante pour chronométrer PSR1937+21 dans de bonnes conditions. Il n'en va pas de même des références TA(F), TA(USNO) et TA(NRC) qui produisent chacune des modifications de la courbe de stabilité qui ne sont plus négligeables sur le long terme (figures 97). Le temps atomique du NRC produit une remontée des points de la courbe de stabilité pour des périodes voisines de un mois et demi, les références TA(F) et TA(NRC) produisant quant à elle des perturbations pour des périodes de l'ordre de 100 jours.

Le chronométrage de PSR1937+21 effectué sur une période plus longue (1989 à 1994) à l'aide des mêmes références de temps conduit exactement aux mêmes conclusions, à savoir que le temps atomique du NRC introduit une perturbation sur le chronométrage pour une période voisine de 50 jours, les temps atomiques français et de l'USNO perturbant, eux, la stabilité aux environs de 100 jours (figure 99). Comme précédemment le temps atomique du NIST présente une stabilité limite pour le chronométrage de PSR1937+21. Enfin les références TAI, TA(PTB) et EAL n'ont pas d'influence notable sur les points représentatifs de l'écart-type d'Allan des résidus (figure 99).

En résumé on peut dire que la stabilité de PSR1937+21 n'est pas affectée par les meilleures références de temps atomiques actuelles, mais qu'elle se détériore d'autant plus vite que la stabilité des références de temps à long terme est moins bonne. La même étude de stabilité a été effectuée pour le pulsar PSR1821-24 en fonction des mêmes références de temps que précédemment. Le résultat de cette étude est résumé par la figure 98 qui montre les écarts-types d'Allan correspondant. Cette fois, on constate que, quelle que soit la référence de temps, la courbe de stabilité du pulsar est identique. Cela montre que cette dernière n'est affectée par aucune des références de temps utilisées, comme on pouvait s'y attendre a priori : la stabilité de PSR1821-24 est en effet de 5 à 10 fois moins bonne que celle de PSR1937+21.

### III.1.1.7 Calculs des paramètres des pulsars en fonction des différentes références de temps

Les tableaux 15 et 16 qui suivent fournissent les paramètres des deux pulsars obtenus lors du chronométrage par rapport à différentes références de temps. On y a joint l'écart-type correspondant des résidus en nanosecondes. Les chiffres entre parenthèses indiquent la précision du calcul qui a été effectué par la méthode des moindres carrés (Press et al., 1988).

	$(P - P_0).10^{18}$	$(\dot{P} - \dot{P}_0).10^{25}$	$\alpha - \alpha_0$	$\delta - \delta_0$	$\mu_\alpha$	$\mu_\delta$	$\sigma$
TAI	48855(3)	53(1)	0.000028(2)	0.00027(4)	-0.51(2)	-0.44(2)	803
TA(PTB)	48871(3)	53(1)	0.000028(2)	0.00025(4)	-0.51(2)	-0.44(2)	812
EAL	50080(3)	45(1)	0.000029(2)	0.00027(4)	-0.52(2)	-0.45(2)	772
TT(BIPM)	48892(3)	50(1)	0.000028(2)	0.00025(4)	-0.52(2)	-0.44(2)	816
TA(NISA)	49264(3)	79(1)	0.000020(2)	0.00036(4)	-0.46(2)	-0.49(2)	774
TA(USNO)	49982(3)	64(1)	0.000038(4)	0.00028(5)	-0.56(2)	-0.43(3)	1040
TA(NRC)	48860(3)	39(1)	0.000015(3)	0.00021(5)	-0.49(2)	-0.42(2)	913
TA(F)	48318(4)	41(1)	0.000032(4)	0.00019(5)	-0.55(2)	-0.40(3)	1097

Tab. 15 Calcul des paramètres de PSR1937+21 par rapport à différents références de temps

Les valeurs des paramètres  $P_0$ ,  $\dot{P}_0$ ,  $\alpha_0$  et  $\delta_0$  sont

$$P_0 = 0,001557806472400000 \text{ s}$$

$$\dot{P}_0 = 1051100.10^{-25} \text{ s/s}$$

$$\alpha_0 = 19^{\text{h}}39^{\text{m}}38,558700^{\text{s}}$$

$$\delta_0 = 21^{\circ}34'59,13700''$$

	$(P - P_0).10^{18}$	$(\dot{P} - \dot{P}_0).10^{25}$	$\alpha - \alpha_0$	$\delta - \delta_0$	$\mu_\alpha$	$\mu_\delta$	$\sigma$
TAI	88879(18)	540(11)	0.000071(20)	0.00586(547)	-1.22(22)	-3.14(416)	5106
TA(PTB)	88909(18)	540(11)	0.000071(20)	0.00559(547)	-1.22(22)	-3.16(416)	5102
EAL	91187(18)	523(11)	0.000071(20)	0.00570(552)	-1.24(22)	-3.05(419)	5155
TT(BIPM)	88916(18)	533(11)	0.000070(20)	0.00570(547)	-1.22(22)	-3.14(416)	5104
TA(NISA)	89968(18)	597(11)	0.000070(20)	0.00535(541)	-1.14(21)	-3.78(411)	5041
TA(USNO)	91224(18)	557(11)	0.000082(20)	0.00804(533)	-1.30(21)	-1.66(405)	4933
TA(NRC)	88835(17)	523(10)	0.000059(20)	0.00323(528)	-0.99(21)	-7.65(401)	4932
TA(F)	87760(17)	515(10)	0.000075(19)	0.00695(520)	-1.21(21)	-3.07(396)	4798

Tab. 16 Calcul des paramètres de PSR1821-24 par rapport à différents références de temps

Les valeurs des paramètres  $P_0$ ,  $\dot{P}_0$ ,  $\alpha_0$  et  $\delta_0$  sont

$$P_0 = 0,003054314705600000 \text{ s}$$

$$\dot{P}_0 = 16187000.10^{-25} \text{ s/s}$$

$$\alpha_0 = 18^{\text{h}}24^{\text{m}}32,005700^{\text{s}}$$

$$\delta_0 = -24^{\circ}52'10,69000''$$

Dans le cas de PSR1937+21 on constate que l'écart-type des résidus vaut à peu près 800ns pour les très bonnes références de temps, alors qu'il passe à 1000 ns pour les références dont la stabilité est moins bonne. L'écart-type des résidus semble donc se détériorer d'autant plus que les références de temps ont une moins bonne stabilité à long terme. Concernant les chronométrages effectués sur le pulsar PSR1821-24, on constate que les écarts-types sont tous très voisins de 5000 ns. Cela n'est pas surprenant, étant donné que les diverses références de temps utilisées n'ont que peu d'influence sur les résidus.

Dans le cas de PSR1937+21 comme dans le cas de PSR1821-24 on constate qu'il y a manifestement un problème quant à la détermination des paramètres, et en particulier quant à la détermination de la période des deux pulsars (colonne P- $P_0$  des tableaux 15 et 16). L'écart entre les périodes déterminées d'une part avec le TAI et d'autre part avec la référence TT(BIPM) correspond à 12 fois l'écart-type du calcul des deux périodes dans le cas de PSR1937+21. Toujours pour ce pulsar et dans le cas de deux références de temps très

corrélées comme par exemple le TT(BIPM) et la référence TA(PTB), cet écart se monte encore à 7 fois l'écart-type alors qu'on aurait pu s'attendre logiquement à ce que cet écart diminue, eu égard à la corrélation évidente qui existe entre ces références. Par exemple dans le cas de TAI et de TA(PTB) l'écart n'est plus que de cinq fois l'écart-type. Cette diminution semble due à la corrélation manifeste du TAI avec TA(PTB) : la fréquence de la première référence est, sur la période considérée, en partie pilotée par la fréquence de la seconde.

Les autres paramètres issus du chronométrage sont soumis à la même règle, bien que les effets constatés soient moins importants. Par exemple, concernant la détermination de la dérivée première de la période (colonne  $\dot{P} - \dot{P}_0$  des tableaux 15 et 16), on constate que l'écart entre les valeurs obtenues avec TA(PTB) et TT(BIPM) se monte à 3 fois l'écart-type du calcul. On pourrait également être tenté de comparer les valeurs obtenues avec le temps atomique du NRC et le temps atomique du NIST. Dans ce cas, l'écart entre les dérivées premières de la période s'élève à 40 fois l'écart-type du calcul. Cependant on ne doit pas oublier que, dans le cas du temps atomique du NRC, celui-ci a une influence non négligeable sur la stabilité des résidus, et par suite sur la détermination des paramètres. L'écart entre les valeurs déterminées grâce à TA(NISA) et EAL s'élève lui à 34 fois l'écart-type. Les écarts entre les autres paramètres semblent être plus compatibles avec la précision de leurs calculs. On ne doit cependant pas s'en étonner, car il semble logique que l'utilisation de différentes références de temps ait d'abord une influence sur la modélisation de la période, avant d'avoir une influence sur la position du pulsar et sur son mouvement propre. Il faudrait utiliser différentes éphémérides de la position de la Terre sur son orbite pour obtenir des écarts sur les quatre derniers paramètres, qui soient du même ordre de grandeur que ceux obtenus sur la période et sur sa dérivée.

Concernant PSR1821-24, on doit tout d'abord remarquer que l'ensemble des références de temps utilisées possèdent des stabilités à long terme meilleures que celle de ce pulsar. La détermination des paramètres ne peut donc être détériorée par l'emploi de ces diverses références. L'écart entre les périodes s'élève encore à 4,5 fois l'écart-type pour les déterminations effectuées avec TA(NRC) et TT(BIPM). Cet écart, bien que moins important que l'écart obtenu dans les mêmes conditions pour PSR1937+21, n'en reste pas moins inexplicable pour l'instant. Lorsque les résultats sont proches les uns des autres, comme dans le cas de TAI et de TA(PTB), il faut peut être invoquer, comme pour PSR1937+21, la corrélation entre les références de temps. Cette proximité des résultats peut également s'expliquer par le fait que les références de temps ont une influence moindre sur la

détermination des paramètres que dans le cas de PSR1937+21. Enfin, en ce qui concerne les quatre derniers paramètres obtenus, la remarque faite dans le cas de PSR1937+21 concernant les références de temps et les éphémérides reste valable.

Tous ces résultats sont à nouveau examinés dans le chapitre III.2 portant sur la détermination de l'exactitude des paramètres des pulsars.

### III.1.1.8 Evolution de l'écart-type des résidus en fonction du temps

Les figures 100 et 101 montrent le résultat d'une étude effectuée sur les résidus de chronométrage des deux pulsars observés à Nançay depuis le début de 1989 jusqu'au milieu de l'année 1995.

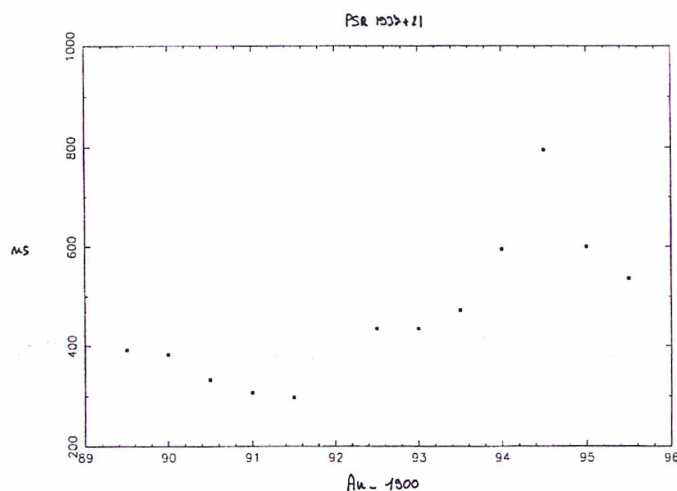


Fig. 100 Variation de la précision du chronométrage de PSR1937+21 entre 1990 et 1996

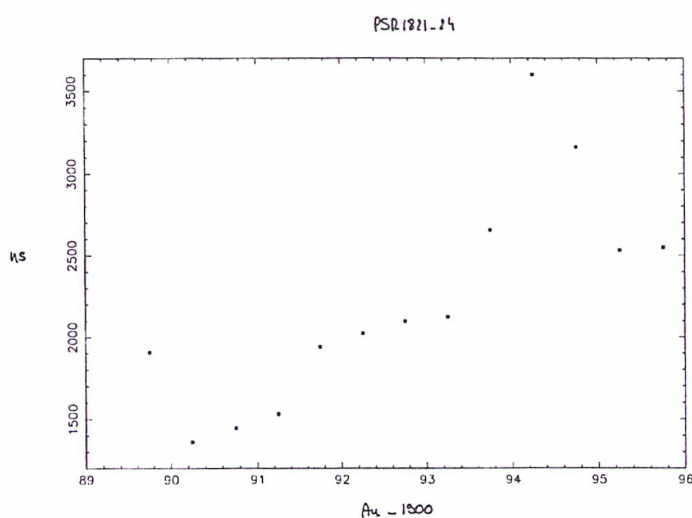


Fig. 101 Variation de la précision du chronométrage de PSR1821-24 entre 1990 et 1996

Chaque point de ces figures correspond à l'écart-type des résidus d'observations. Cet écart type a été obtenu sur des périodes d'observations de un an qui « glissent » par pas successifs de six mois. Les chronométrages ont été réalisés par rapport à la référence de temps TAI et par rapport à l'éphéméride DE202. On constate dans chaque cas que l'écart-type des résidus augmente d'une façon très significative à partir du début de l'année 1992. L'augmentation est de 2,0 ns/j soit 744 ns/an dans le cas du pulsar PSR1821-24 et de 0,5 ns/j soit 176 ns/an dans le cas de PSR1937+21. On voit donc que la dégradation est d'autant plus grande que le pulsar est moins stable. En fait, le rapport des dégradations est du même ordre de grandeur que le rapport des stabilités des deux pulsars pour une période d'observation donnée : le rapport des dégradations vaut 4,2 alors que le rapport des stabilités, par exemple à 1000 jours, est de 5,7 ( $1,7 \cdot 10^{-13} / 3 \cdot 10^{-14}$ ). La cause de ce phénomène n'a pour l'instant pas été étudiée en détail, mais il semble très probable qu'elle soit due à une cause interne à la station de Nançay, étant donné que rien de semblable n'est visible sur les résidus d'Arécibo. La date du début de la dégradation indique cependant qu'elle pourrait être liée soit au changement de corrélateur, soit à l'ajustement d'un paramètre instrumental effectué pour tenir compte d'un déphasage entre les observations en polarisations circulaires gauche et droite de PSR1937+21. Néanmoins, la dégradation étant visible sur les résidus de chronométrage des deux pulsars il semble qu'il faille s'orienter vers la première solution. Une étude approfondie semble cependant nécessaire pour découvrir la cause de cette dégradation, mise en évidence pour la première fois, et trouver une solution à ce problème.

### **III.1.1.9 Etude comparée des stabilités des pulsars PSR1821-24, PSR1855+09 et PSR1937+21**

PSR1855+09 est un pulsar binaire qui a été découvert en 1985 (Segelstein et al., 1986) et dont la liste des paramètres rotationnels et orbitaux est donnée dans le tableau 17 (Kaspi, Taylor, Ryba, 1994)



Paramètre	PSR1855+09
$\alpha(J2000)$	$18^{\text{h}}57^{\text{m}}36.393520(5)^{\text{s}}$
$\delta(J2000)$	$9^{\circ}43'17.32346(12)''$
$\mu_{\alpha}$ (mas/yr <sup>-1</sup> )	-2,94(4)
$\mu_{\delta}$ (mas/yr <sup>-1</sup> )	-5,41(6)
$\Pi$ (mas)	1,1(3)
DM(cm <sup>-3</sup> .pc)	13,309(5)
P(ms)	5,36210045404154(3)
$10^{-20} \cdot \dot{P}$ (s/s)	1,78363(8)
e	0,00002168(5)
P <sub>b</sub> (s)	1065067,59086(5)
$\omega$	276,41(9) <sup>°</sup>
T <sub>0</sub> (MJD)	47529,897(3)
$\dot{\omega}$ (yr <sup>-1</sup> )	0,03(4) <sup>°</sup>
$10^{-15} \dot{e}$ (s <sup>-1</sup> )	0,0(5)
$10^{-12} \dot{P}_b$	0,6(1,2)

Tab. 17 Paramètres du pulsar PSR1855+09

L'ensemble des données représente huit années de chronométrage à l'observatoire d'Arécibo. Ce pulsar n'est malheureusement pas observé à Nançay car il possède une bande de dispersion de 136.2 MHz à 1410 MHz qui met sa détection hors de portée du dédispenseur actuel. La figure 102 représente les résidus de chronométrage de ce pulsar par rapport à TT(BIPM). L'écart-type d'Allan correspondant à ces résidus est quant à lui représenté sur la figure 95. Les données nécessaire au calcul de ces deux courbes ont été obtenues via le serveur FTP anonyme de l'équipe pulsar de Princeton. Les données d'observation au delà de 1992 ne sont pas encore disponibles à l'heure actuelle.

La comparaison entre les résidus de chronométrage de PSR1937+21 ou de PSR1821-24 avec ceux de PSR1855+09 permet de voir les différences essentielles qui existent entre ces trois pulsars. Les résidus de PSR1855+09 sont, avec une bonne approximation, un échantillon de

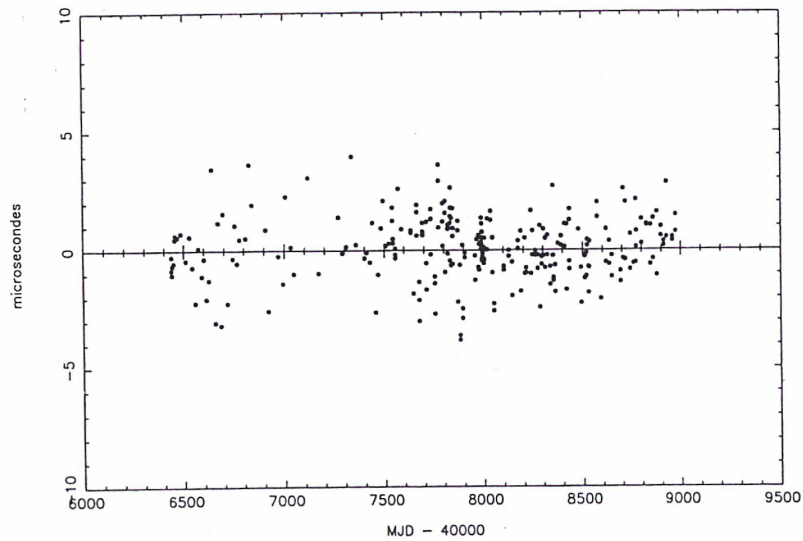


Fig. 102 Résidus de chronométrage de PSR1855+09 obtenus à Arécibo jusqu'en 1992 (Kaspi, Taylor, Ryba, 1994)

bruit blanc dont les valeurs crête à crête sont en bon accord avec ce que les astrophysiciens appellent les « incertitudes » de mesures (Ryba, Taylor, 1991). On observe sur la courbe de stabilité un bruit blanc de phase pour une période qui va jusqu'à au moins 1000 jours. C'est là une caractéristique tout à fait remarquable du point de vue de la métrologie. Comment l'expliquer du point de vue de l'astrophysique ? De nombreux auteurs (Kaspi, Taylor, Ryba, 1993- Cognard et al.,1993) avancent l'hypothèse suivante. Les pulsars millisecondes PSR1821-24 et PSR1937+21 sont des astres relativement jeunes, 30 millions et 150 millions d'années respectivement, qui seraient sujets à des instabilités de rotation. Ces instabilités seraient responsables de fluctuations non modélisées qui sont observées sur les résidus de chronométrage de PSR1937+21 et de PSR1821-24. Corrélativement, ces instabilités induiraient le changement de pente observé sur la courbe de stabilité pour une période d'échantillonnage proche de 100 jours. Au contraire PSR1855+09 est un astre beaucoup plus vieux, puisqu'il serait âgé de 3 milliards d'années. Il serait donc moins sujet à ce genre d'instabilités rotationnelles. La modélisation des temps d'arrivée serait donc suffisante pour une période beaucoup plus longue que dans le cas de PSR1937+21 par exemple. Cela expliquerait le caractère de bruit blanc des résidus, et la pente -1 de l'écart-type d'Allan.

Il n'y aurait donc pas, du point de vue de la stabilité rotationnelle, de coupure brusque entre les pulsars classiques et les pulsars millisecondes. Les premiers seraient seulement moins stables que les seconds car on sait que les pulsars non recyclés, qui sont très jeunes par rapport aux pulsars millisecondes, présentent des « tremblements d'étoiles » qui induisent les

irrégularités de rotation. Sans que la cause en soit nécessairement identique, on peut raisonnablement penser que les pulsars millisecondes sont eux aussi sujet à des instabilités. Dans la continuité de ce qui vient d'être dit, et en accord avec ce que semblent penser les astrophysiciens, le groupe des pulsars millisecondes serait lui-même à diviser en deux sous-groupes. L'un serait constitué par les pulsars millisecondes jeunes, dont PSR1937+21 serait un représentant. L'autre serait constitué par les pulsars millisecondes vieux, dont un représentant serait PSR1855+09. Comme le montre la figure 95 les instabilités à 1000 jours des pulsars PSR1937+21 et PSR1855+09 sont tout à fait comparables. On trouve dans les deux cas une stabilité voisine de  $3 \cdot 10^{-14}$ . Il ne faut cependant pas considérer que ce résultat est totalement définitif. En effet, les observations de PSR1855+09 qui ont été effectuées à l'observatoire d'Arévalo (Kaspi, 1995) montrent que les instabilités qui affectent la rotation de PSR1855+09 commencent à avoir une influence sur les résidus de chronométrage (figure 103).

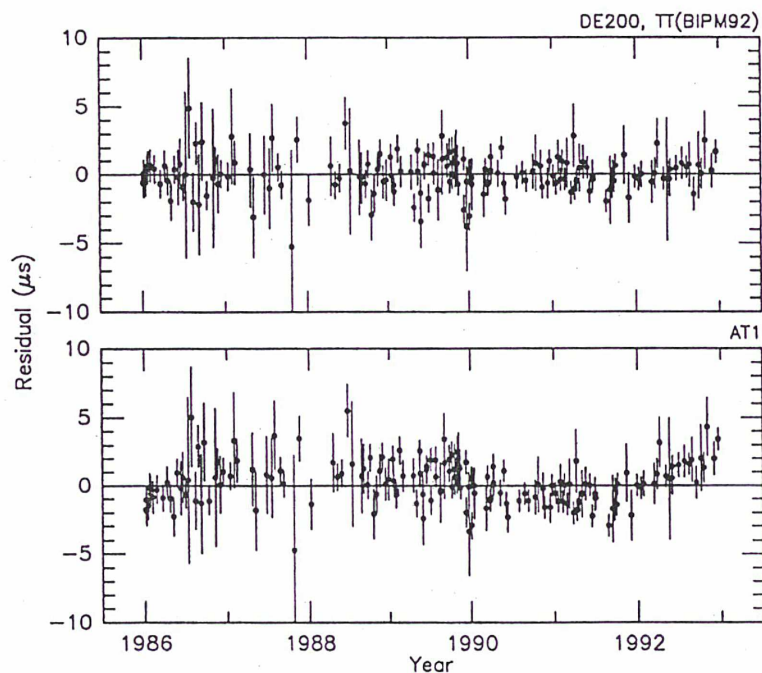


Fig. 103 Résidus de chronométrage de PSR1855+09 obtenus à Arévalo jusqu'en 1994 (Kaspi, Taylor, Ryba, 1994)

Il est donc raisonnable de penser que la courbe de stabilité de PSR1855+09, tout comme celles de PSR1821-24 et de PSR1937+21, va elle aussi présenter un changement de pente, pour une période qui sera cependant supérieure à celle des pulsars plus jeunes. Concernant PSR1937+21, les instabilités de rotation font apparaître la forme cubique des résidus au bout

de trois ou quatre ans d'observations. Dans le cas de PSR1855+09, cette durée est repoussée à sept ou huit ans. On peut donc émettre l'hypothèse que les instabilités de rotations de PSR1855+09 vont induire un changement de pente de la courbe de stabilité des résidus, pour une période qui correspond à peu près au double de celle qui fait apparaître un changement de pente sur la courbe de stabilité des résidus de PSR1937+21. Cette durée serait donc de l'ordre d'une année pour le pulsar rapide PSR1855+09. La stabilité à 1000 jours serait alors de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-14}$  environ.

### III.1.1.10 Conclusion

La figure 104 présente sur un même diagramme les courbes de stabilité des trois pulsars mentionnés dans ce chapitre, ainsi que celles de plusieurs références de temps. Il est ainsi possible de comparer en terme de stabilité, les pulsars millisecondes avec les horloges commerciales, les échelles de temps ou les étalons primaires.

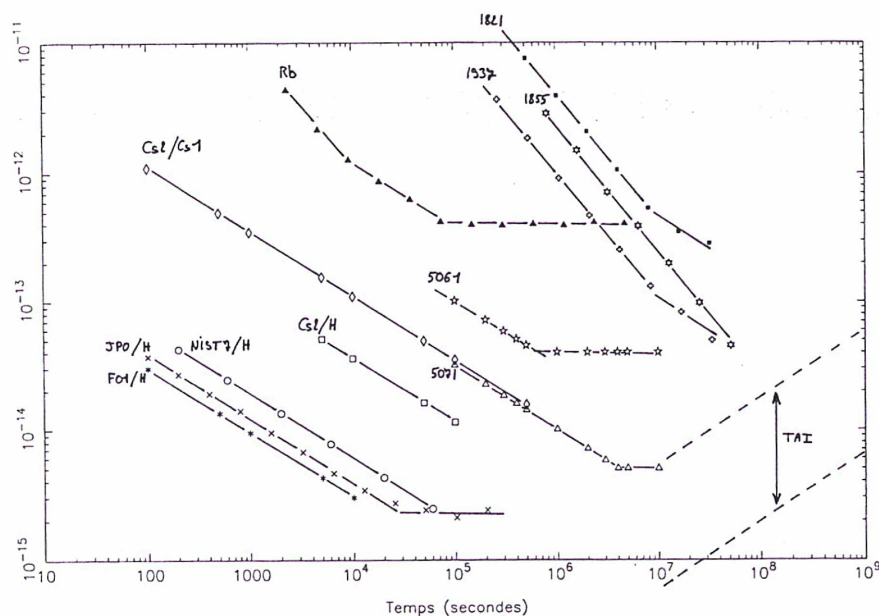


Fig. 104 Comparaison des courbes de stabilité des pulsars à celles de quelques horloges atomiques

Les horloges commerciales du type HP5061, longtemps majoritaires dans les laboratoires de métrologie, ont été remplacées ces dernières années par la nouvelle génération du type HP5071, plus performantes puisqu'elles présentent un palier de scintillation bien meilleur, aux environs de  $5 \cdot 10^{-15}$ , sur des périodes de un mois à un an et peut être plus. Même en

supposant que le bruit de marche aléatoire de fréquence (pente +1/2) devienne prépondérant à partir de 100 jours environ, ce qui est une hypothèse pessimiste, on constate que la stabilité à 1000 jours d'une horloge commerciale HP5071-A est encore de l'ordre de  $2.10^{-14}$ , soit du même ordre de grandeur que le meilleur pulsar milliseconde PSR1855+09. Par conséquent une seule horloge de ce type serait juste suffisante pour le chronométrage des pulsars millisecondes sur des périodes d'observations pouvant aller jusqu'à environ 1000 jours.

L'introduction de cette nouvelle génération d'horloges a permis une amélioration spectaculaire des échelles de temps. La stabilité de EAL à 100 jours est à l'heure actuelle de  $3.10^{-15}$ . Il est bien connu que l'apport éventuel des pulsars millisecondes à la stabilité à long terme d'une échelle de temps comme EAL ne pourra être évaluée que sur des périodes supérieures à 1000 jours, soit environ trois ans, période qui nécessite pour le calcul d'une variance d'Allan une durée d'observation supérieure à six ans. Encore l'écart type obtenu est-il alors entaché d'un intervalle de confiance trop important pour pouvoir conclure : plusieurs années supplémentaires sont sans aucun doute nécessaires.

Au delà des horloges commerciales ou des échelles de temps, il y a lieu de considérer les étalons primaires de fréquence, au premier rang desquels se trouve actuellement la fontaine atomique du LPTF. Rappelons que l'exactitude de cet étalon a été évaluée en 1995 à  $3.10^{-15}$  ( $1\sigma$ ) (Clairon, 1995). La figure 104 donne la courbe de stabilité réelle de la fontaine ( $\sigma_y(\tau) = 2,0.10^{-13} \tau^{-1/2}$ ), alors que la figure 15 donne un écart-type d'Allan tel qu'il pourrait être d'ici à quelques années :

$$\text{Fontaine à césium : } \sigma_y(\tau) = 1,0.10^{-14} \tau^{-1/2}$$

En admettant que cette prévision soit quelque peu optimiste, il n'en reste pas moins vrai qu'elle se situe bien en-dessous de la courbe de stabilité des pulsars, même pour des périodes fort longues (1000 jours et plus). Tout cela est également vrai des pièges linéaires à ions mercure, et des étalons optiques à ions mercure dont les écarts-types d'Allan sont donnés ci-dessous

$$\text{Étalons optiques à ions mercure : } \sigma_y(\tau) = 3,9.10^{-13} \tau^{-1/2}$$

$$\text{Pièges linéaires à ions mercure : } \sigma_y(\tau) = 1,0.10^{-13} \tau^{-1/2}$$

Autre projet en cours de développement, le maser cryogénique à hydrogène présenterait un bruit à marche aléatoire de fréquence pour une période supérieure à  $10^5$  secondes. Son écart-type d'Allan vaudrait

$$\sigma_y(\tau) = 3,2 \cdot 10^{-20} \tau^{1/2}$$

Ce dernier étalon, qui est à priori le moins stable des trois à très long terme bien qu'étant de très loin le plus stable à court ou moyen terme, pourrait fournir une stabilité de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-16}$  pour une période de 3 ans. Même les meilleurs pulsars sont bien loin d'atteindre une telle stabilité mais on peut également rappeler que rares sont les étalons primaires qui fonctionnent en continu sur des durées aussi longues. A ce stade, on ne peut conclure que sur des périodes de comparaisons inférieures à trois ans : la stabilité des références de temps est meilleure que celle des pulsars millisecondes. Au delà de trois ans, on ne pourrait conclure qu'en ayant accès à la stabilité à long terme des pulsars millisecondes. C'est l'objet du chapitre suivant.

### **III.1.2 Utilisation des résidus avant l'ajustement des paramètres**

Le chapitre précédent a permis de faire le point sur l'état de l'art de l'application des pulsars millisecondes à la métrologie du temps, pour des résidus de chronométrage calculés *après* l'ajustement des paramètres. Jusqu'à présent l'effet de cet ajustement n'a pas été pris en compte. C'est pourtant une notion fondamentale qui peut modifier totalement le comportement des résidus de chronométrage. C'est l'objet de la première partie de ce chapitre.

#### **III.1.2.1 Effet de l'ajustement des paramètres des pulsars.**

En 1991, Guinot et Petit (Guinot, Petit, 1991) ont montré que l'ajustement des paramètres d'un pulsar absorbait la marche aléatoire de fréquence de la référence de temps qui servait à en effectuer le chronométrage. Implicitement, cela revenait à dire que les résidus de chronométrage présenteraient une stabilité à long terme meilleure que celle des meilleures références de temps atomique. La procédure qu'ils ont utilisée est la suivante. Ils génèrent une

première série de 5000 nombres représentant du bruit blanc de phase à un niveau de 3000 ns. Cette série de nombres est supposée représenter les résidus de chronométrage d'un pulsar de très bonne qualité métrologique par rapport à une référence de temps idéale (PSR1937+21 par exemple). La référence de temps est quant à elle modélisée par la somme de trois autres séries de 5000 nombres. Ces séries représentent les différents types de bruits qu'exhibent une référence de temps : bruit blanc sur les phases ainsi que bruit de scintillation et marche aléatoire sur les fréquences. Le niveau de chacun de ces différents types de bruit est choisi de façon à ce que la variance d'Allan de la référence de temps résultante soit cohérente avec la variance d'Allan attendue du TAI par rapport à une référence de temps idéale

$$\sigma_y^2(\tau) = (3,2 \cdot \tau^{-2} + 0,004 + 0,00001 \cdot \tau) \cdot 10^{-26}$$

La simulation effectuée par Guinot et Petit peut être facilement reproduite par la méthode indiquée dans la première partie de ce mémoire. Les résidus de chronométrage du pulsar par rapport à la référence de temps non idéale peuvent être obtenus simplement en ajoutant les deux séries de 5000 nombres mentionnées ci-dessus. Ces résidus sont des résidus de chronométrage avant l'ajustement des paramètres du pulsar. Leur écart-type d'Allan présente du bruit blanc de phase (celui des résidus de chronométrage par rapport à la référence de temps idéale), du bruit de scintillation de fréquence et de la marche aléatoire de fréquence (ceux de la référence de temps). A partir de ces résidus de chronométrage simulés (avant l'ajustement des paramètres), on fabrique par la méthode habituelle les résidus de chronométrage après ajustement. Ce sont ces résidus qui sont couramment employés dans la communauté astrophysique, et à partir desquels les astrophysiciens ont forgé leurs idées concernant les pulsars millisecondes. Leur variance d'Allan ne présente plus que du bruit blanc de phase ce qui montre à l'évidence que l'ajustement a absorbé la marche aléatoire de fréquence de la référence de temps. Cela revient encore à dire que l'information contenue dans les résidus avant ajustement se retrouve dans les résidus après ajustement mais sous une forme très différente et en tout cas difficile à interpréter.

Plutôt que de présenter une étude identique à celle effectuée par Guinot et Petit et qui est basée sur une simulation numérique, on peut profiter du fait que des données réelles de chronométrage sont accessibles afin de mettre en évidence ce phénomène d'absorption. Les

données de chronométrage utilisées sont celles provenant du radiotélescope de Nançay. Le chronométrage de PSR1937+21 a été effectué par rapport à différentes références de temps par la méthode indiquée au chapitre précédent. Les résidus de chronométrage obtenus avant l'ajustement des paramètres sont présentés sur les figures 105 à 113.

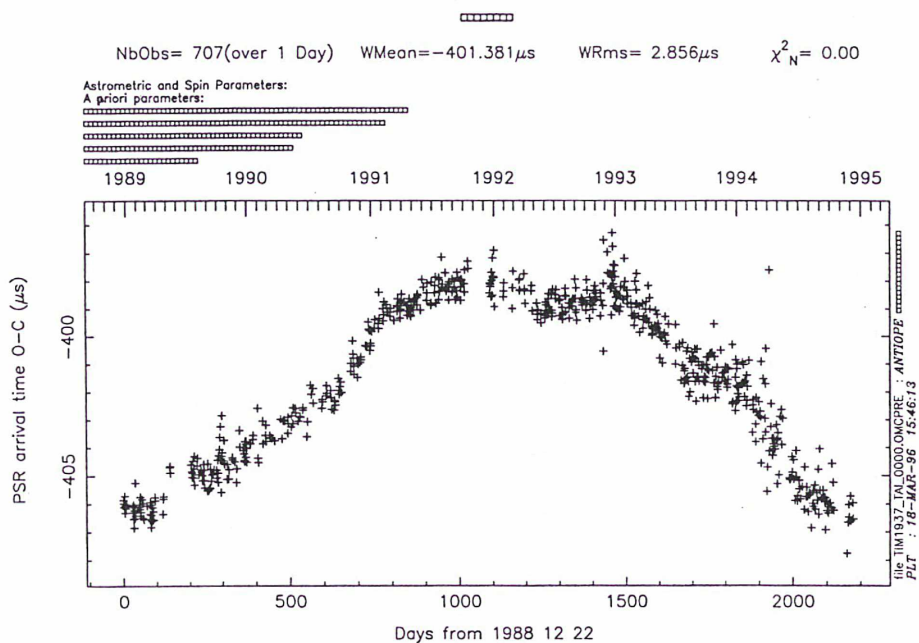


Fig.105 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport au TAI avant l'ajustement des paramètres

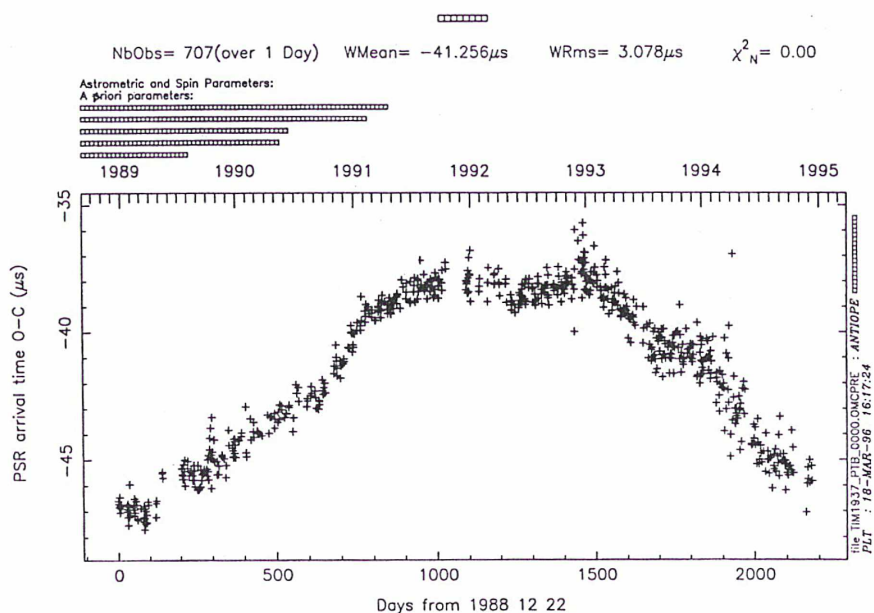


Fig.106 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport au TA(PTB) avant l'ajustement des paramètres



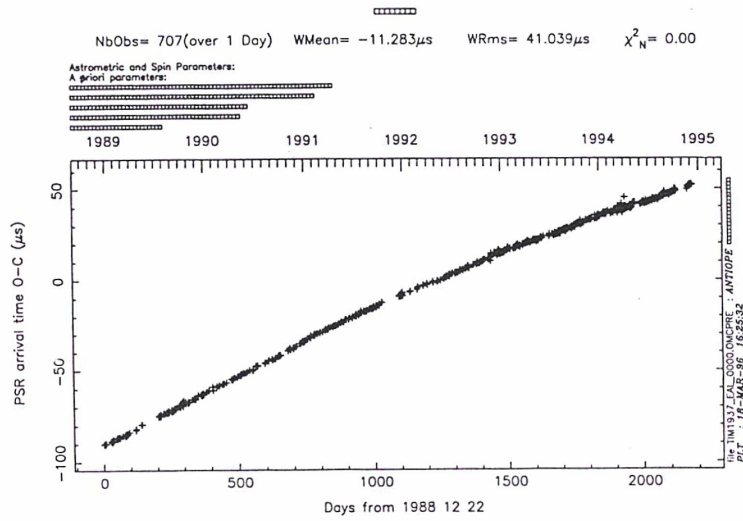


Fig. 107 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à EAL avant l'ajustement des paramètres

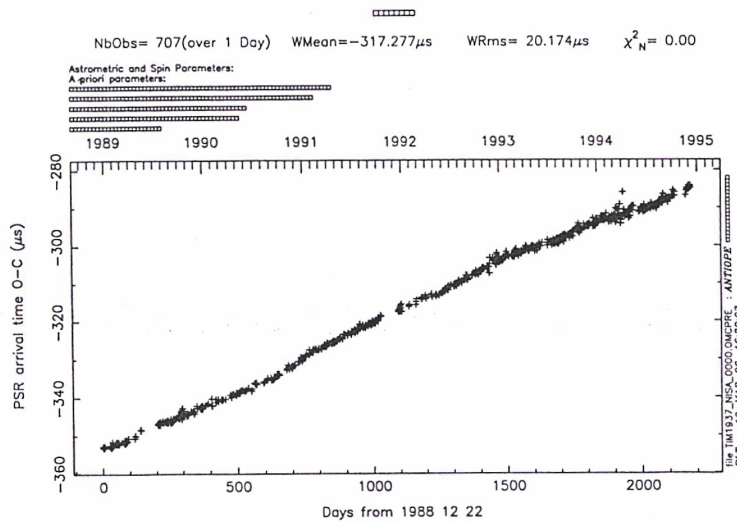


Fig. 108 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TA(NISA) avant l'ajustement des paramètres

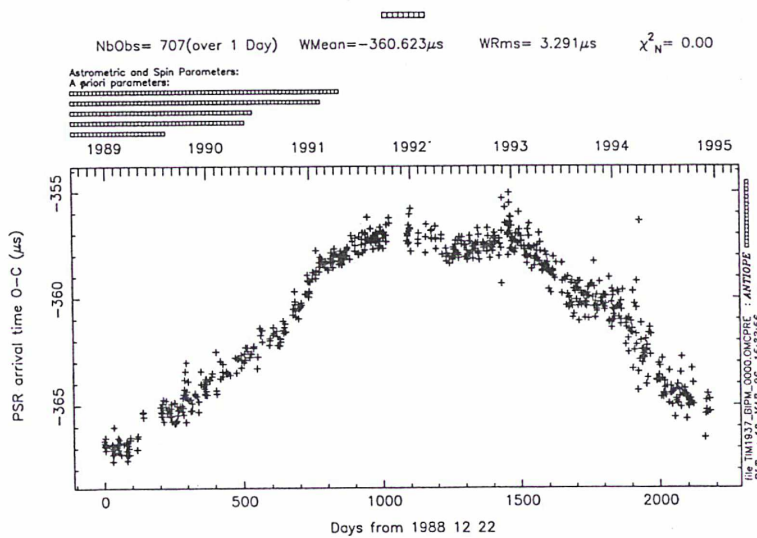


Fig. 109 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TT(BIPM) avant l'ajustement des paramètres

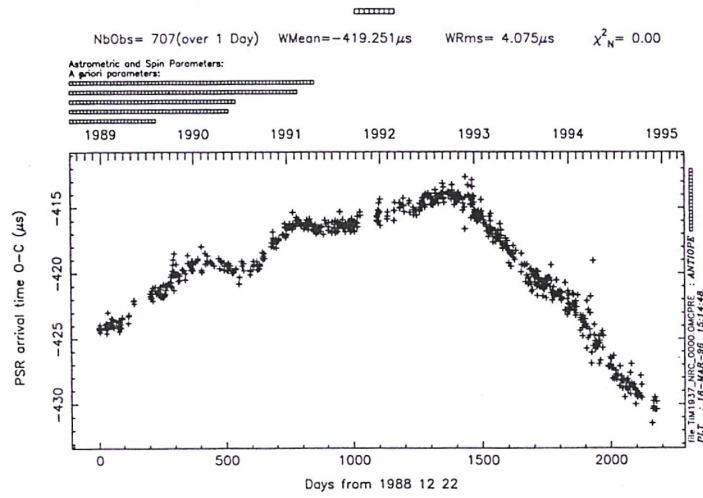


Fig. 110 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TA(NRC) avant l'ajustement des paramètres

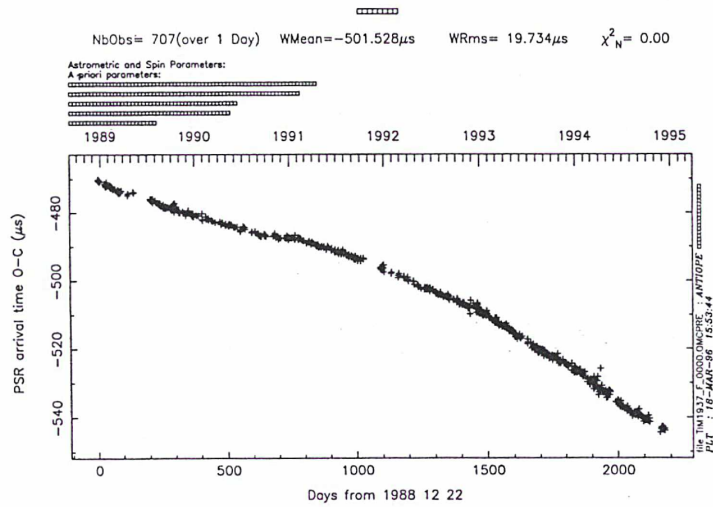


Fig. 111 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TA(F) avant l'ajustement des paramètres

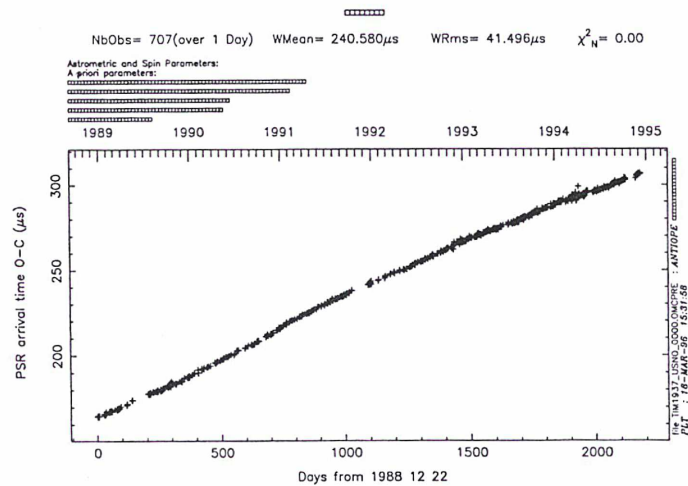


Fig. 112 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TA(USNO) avant l'ajustement des paramètres

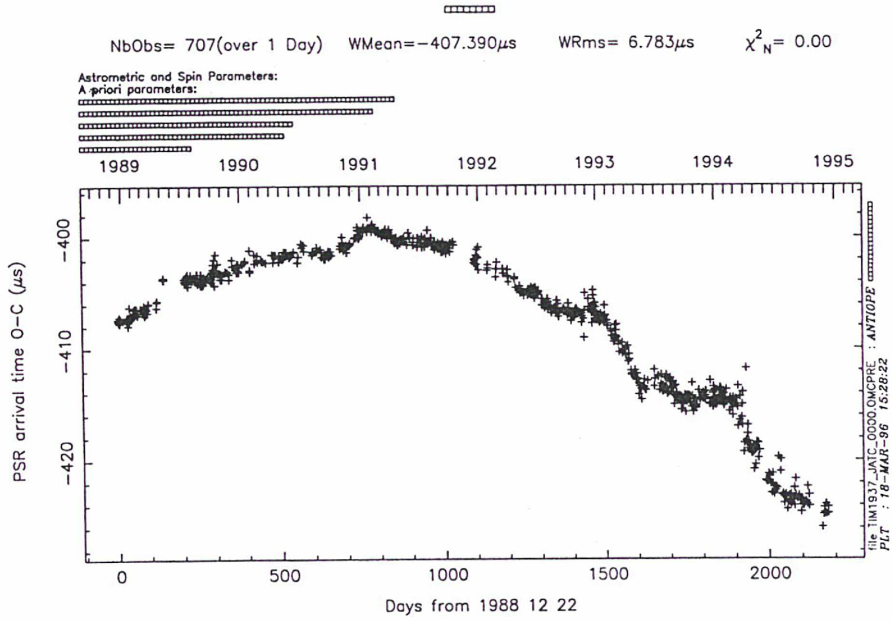


Fig. 113 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport à TA(JATC) avant l'ajustement des paramètres

Si on effectue la différence entre les résidus de chronométrage par rapport à TAI et ceux chronométrés par rapport à TA(k) on obtient bien sûr la différence entre les phases des deux références de temps puisque « l'horloge pulsar » n'est plus alors qu'un intermédiaire de calcul. Ces différences de phases sont représentées sur les figures 114 à 121.

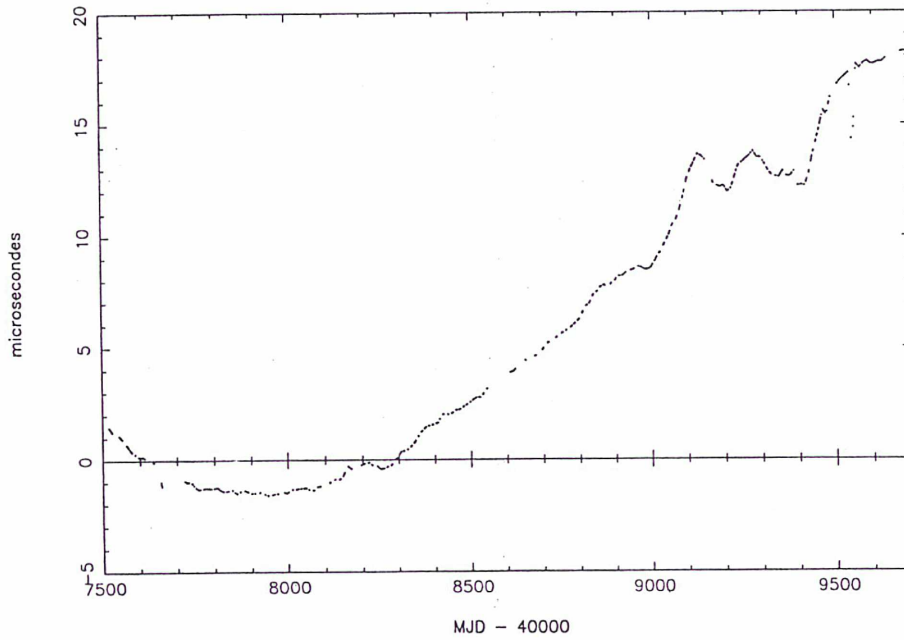


Fig. 114 Différence de phase entre le TAI et TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

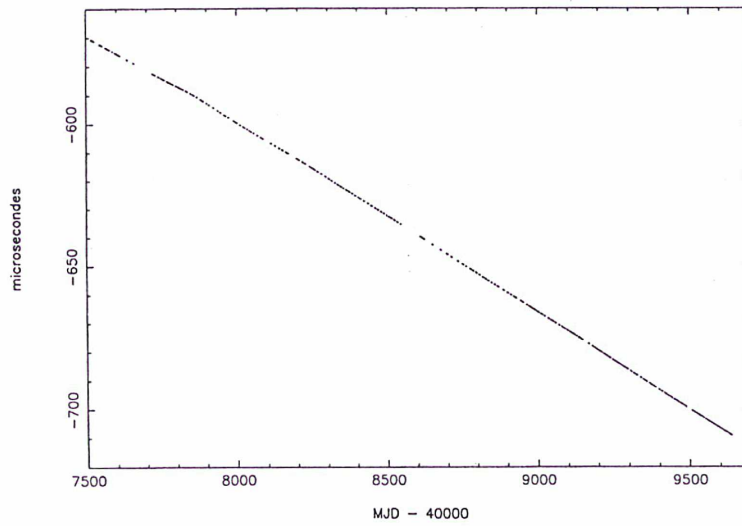


Fig. 115 Différence de phase entre le TAI et TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

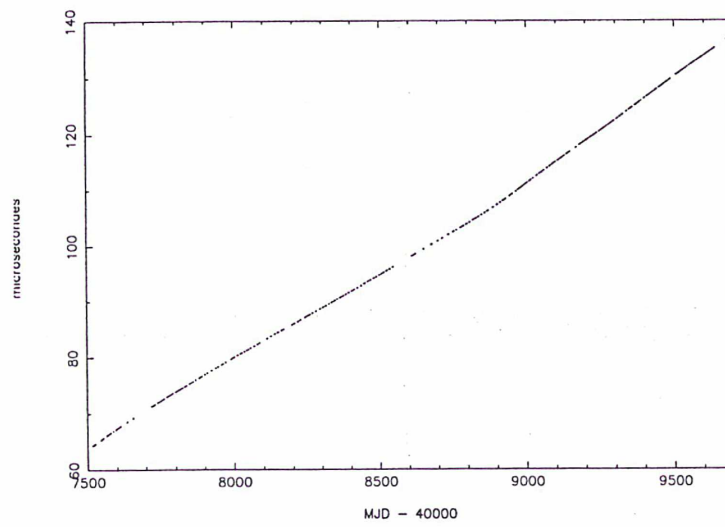


Fig. 116 Différence de phase entre le TAI et TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

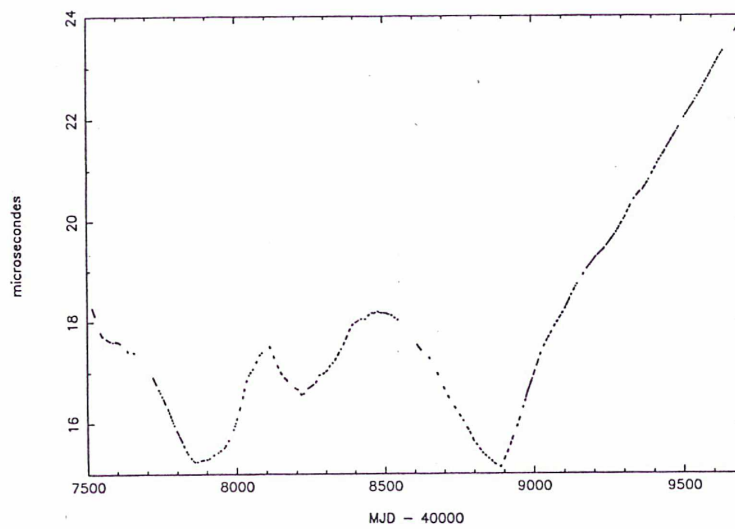


Fig. 117 Différence de phase entre le TAI et TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

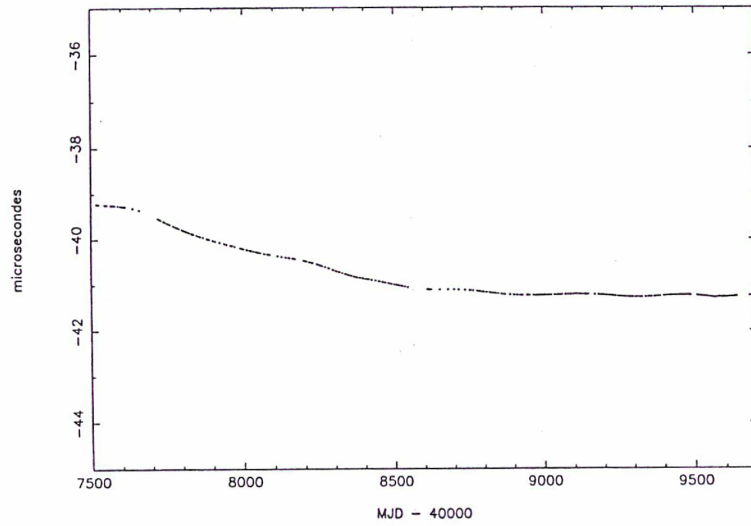


Fig. 118 Différence de phase entre le TAI et TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

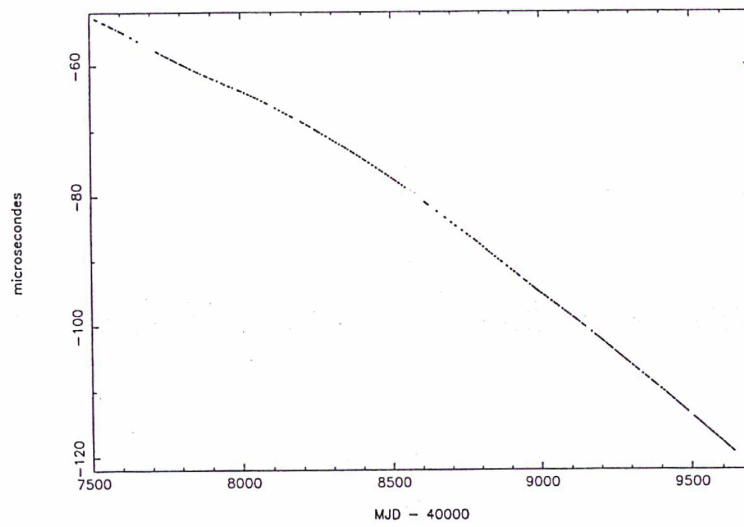


Fig. 119 Différence de phase entre le TAI et TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

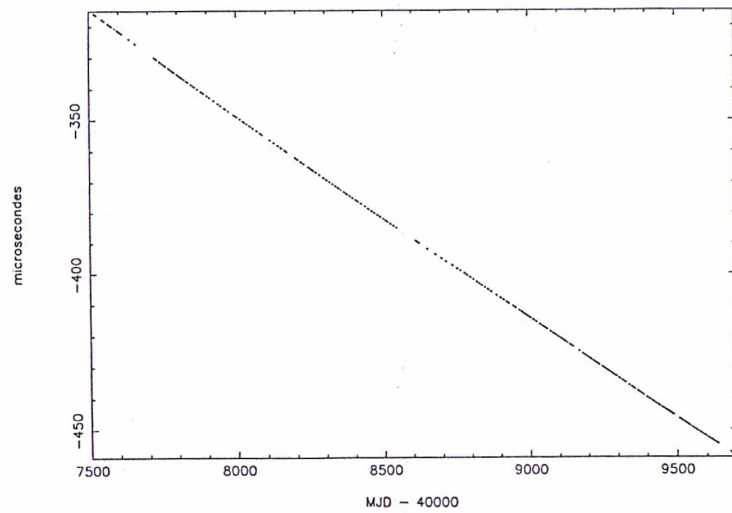


Fig. 120 Différence de phase entre le TAI et EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

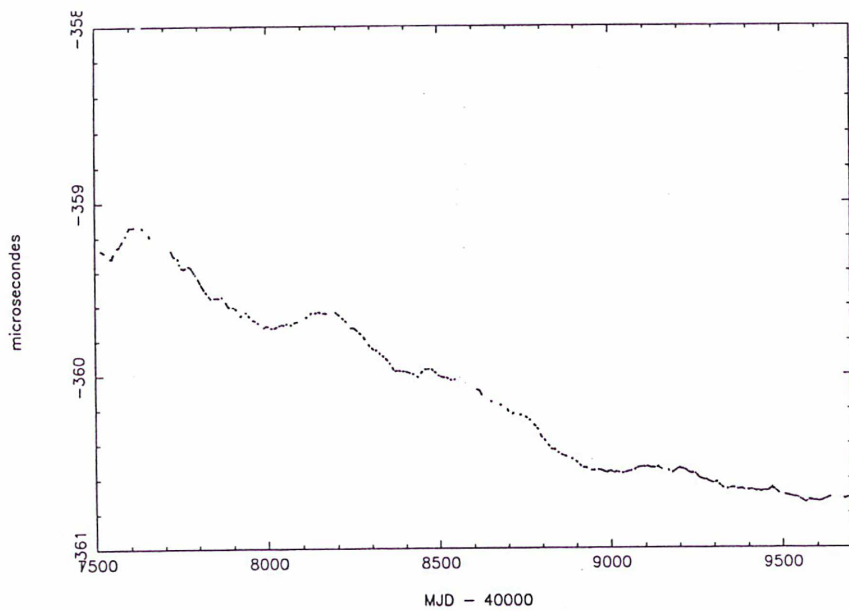


Fig. 121 Différence de phase entre TAI et TA(PTB) obtenus par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres

Elles ont été obtenues, rappelons le, par l'intermédiaire des résidus de chronométrage avant l'ajustement des paramètres. La comparaison de ces figures avec les figures 70 à 76 montre qu'il n'existe aucune différence, ce qui était un résultat attendu : on retrouve les mêmes écarts entre références de temps. Si maintenant on reproduit la même expérience, mais avec les résidus après ajustement, on observe les différences de phases représentées sur les figures 122 à 129.

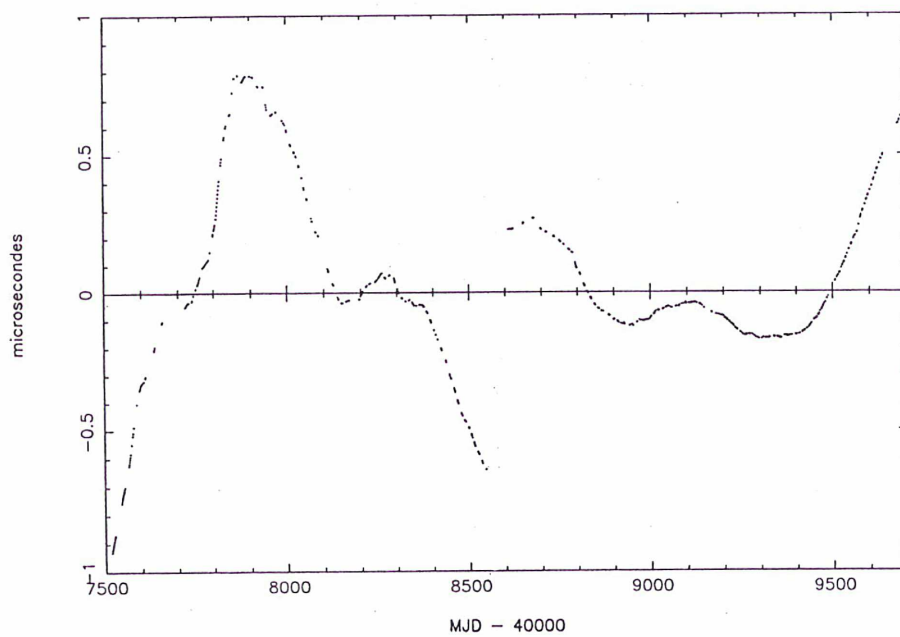


Fig. 122 Différence de phase entre TAI et TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

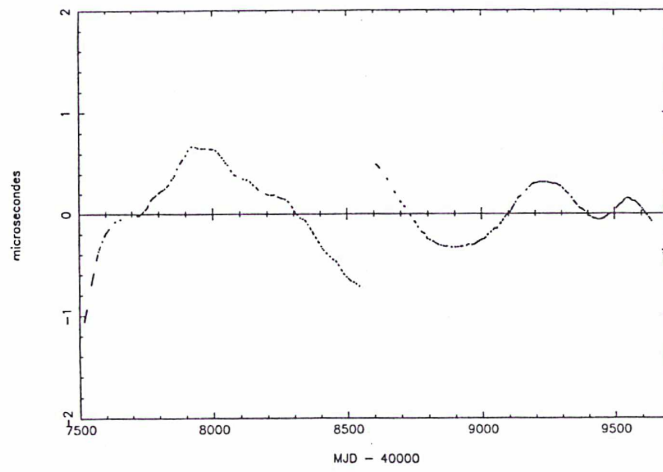


Fig. 123 Différences de phase entre TAI et TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

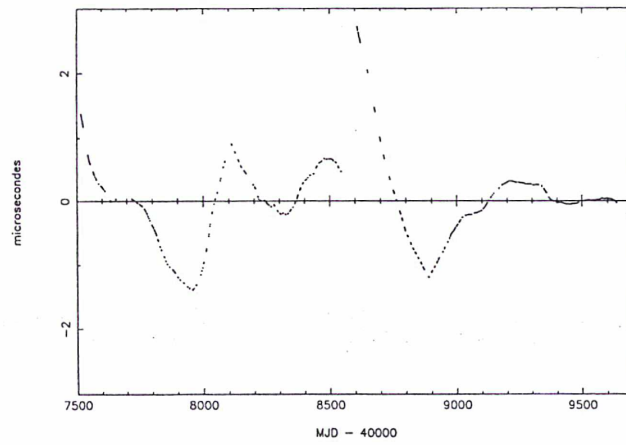


Fig. 124 Différences de phase entre TAI et TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

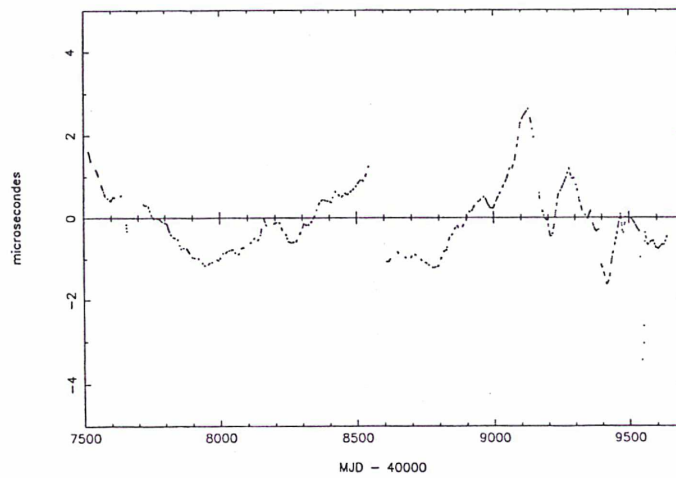


Fig. 125 Différences de phase entre TAI et TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

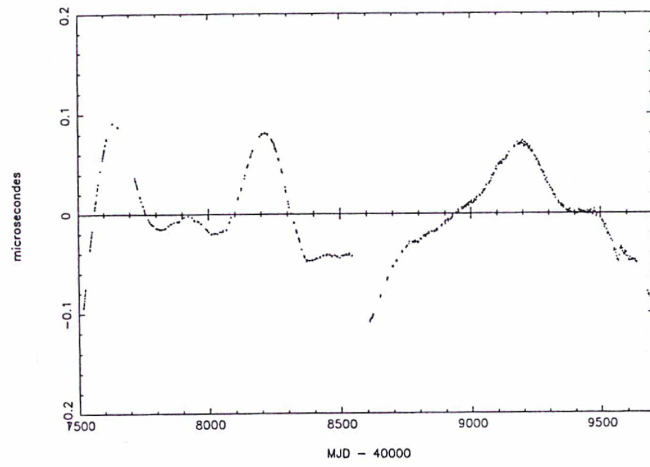


Fig. 126 Différences de phase entre le TAI et TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

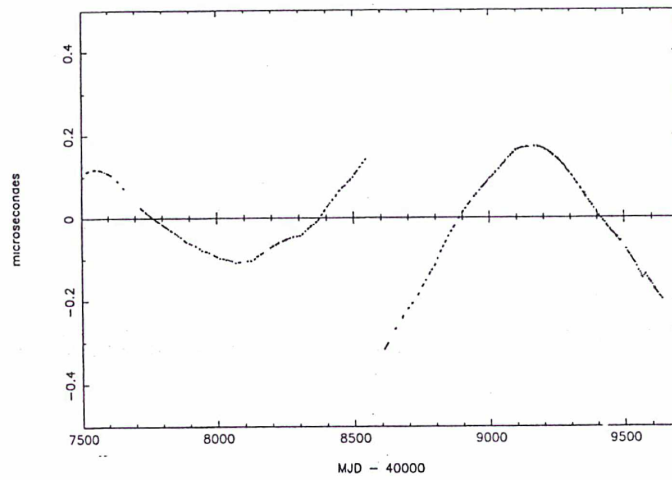


Fig. 127 Différences de phase entre le TAI et EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

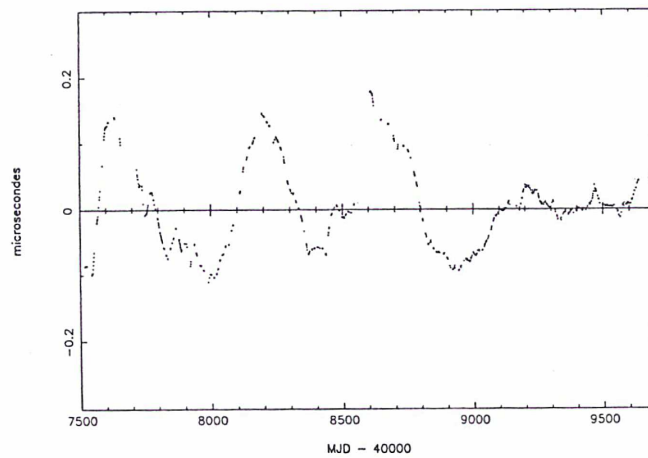


Fig. 128 Différences de phase entre le TAI et TA(PTB) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres



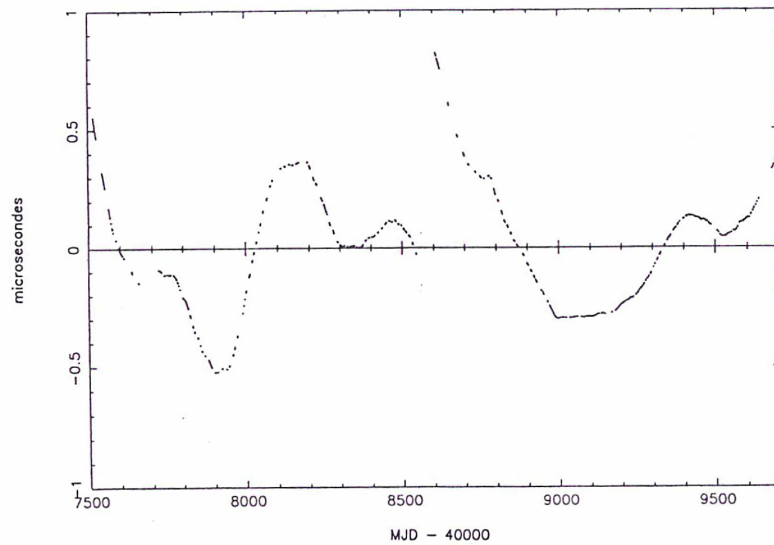


Fig. 129 Différences de phase entre le TAI et TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres

On constate que l'ajustement a effectivement absorbé la référence de temps comme l'avaient simulé Guinot et Petit.

Pour s'en convaincre totalement, on peut appliquer le modèle de chronométrage du pulsar aux différences de phase TAI-TA(k) disponibles dans les circulaires T du BIPM. On considère alors ces dernières comme des résidus de chronométrage avant ajustement. Les résidus de cet ajustement (cercles blancs sur les figures 130 à 137) sont comparés aux différences de phases entre TAI et TA(k) issues du calcul précédent (cercles noirs des figures 130 à 137).

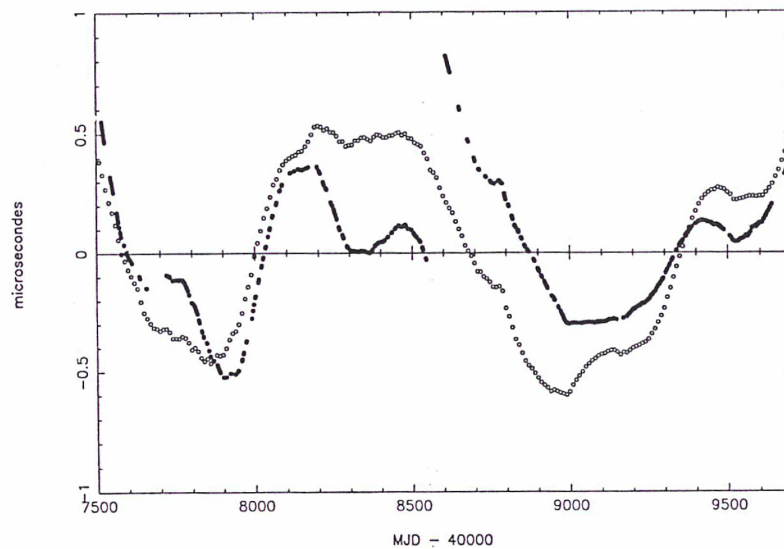


Fig. 130 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

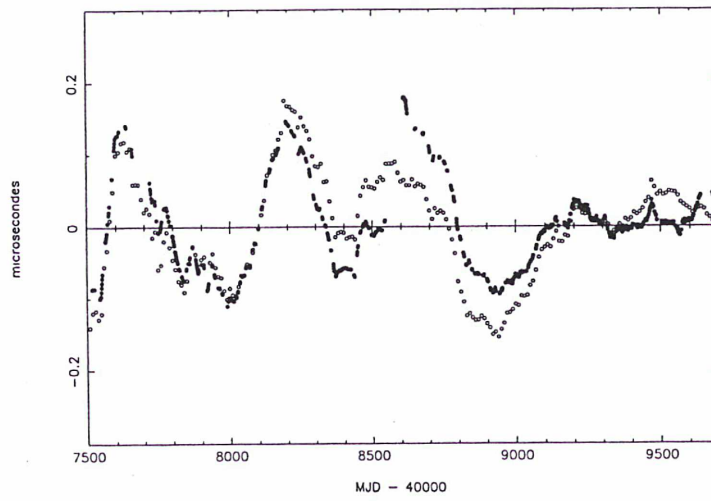


Fig. 131 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(PTB) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

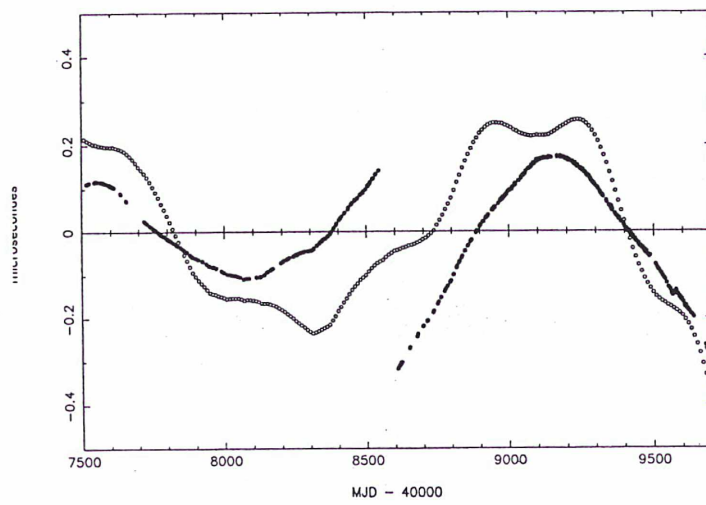


Fig. 132 Comparaison entre les différences de phase TAI-EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

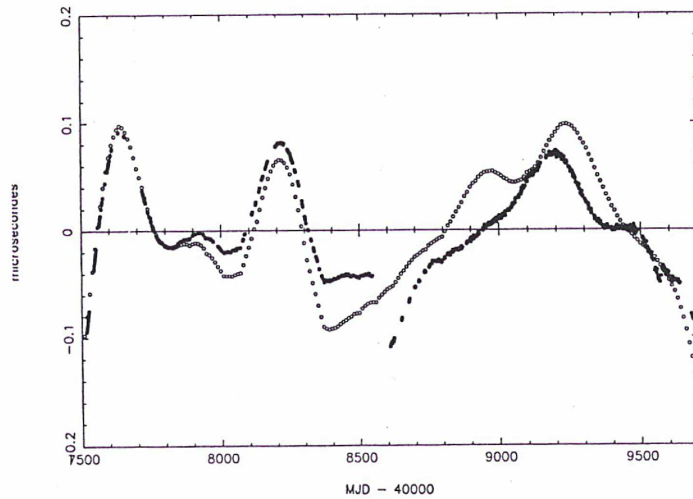


Fig. 133 Comparaison entre les différences de phase TAI-TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

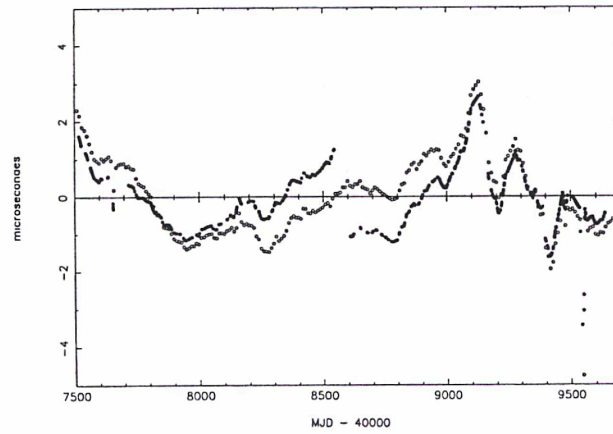


Fig. 134 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

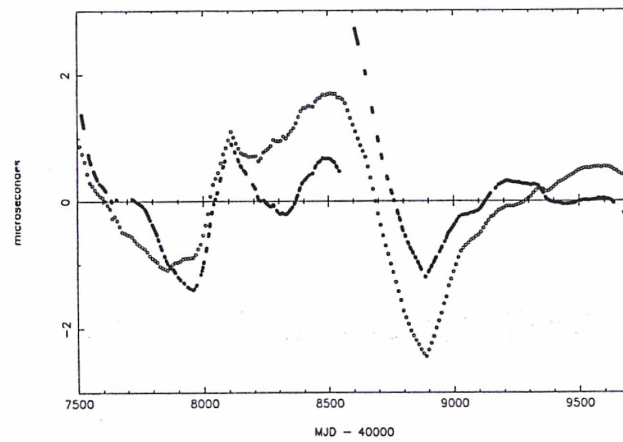


Fig. 135 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

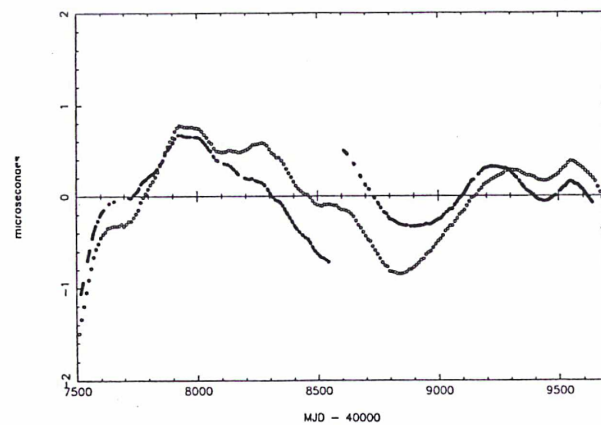


Fig. 136 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

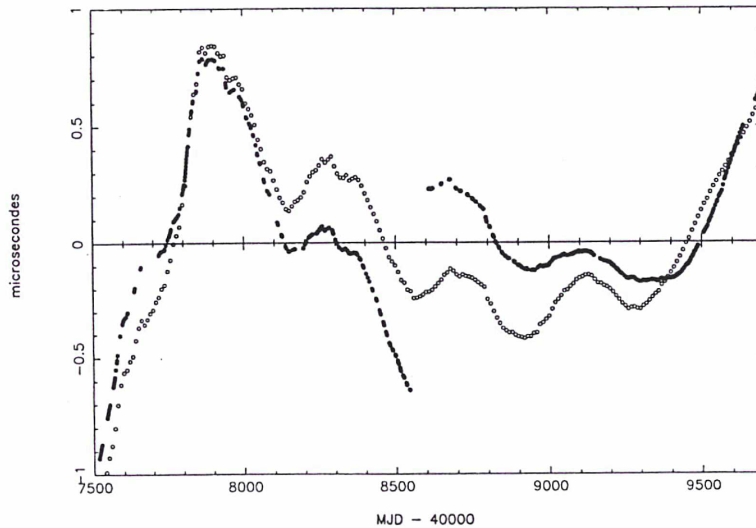


Fig. 137 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps

Les différences qui subsistent encore entre les courbes s'expliquent par le fait que deux logiciels différents ont été employés pour réaliser les calculs. Le logiciel ANTIOPE a été utilisé pour calculer les résidus de chronométrage après l'ajustement des paramètres, alors que l'application du modèle de chronométrage du pulsar aux différences de phases TAI-TA(k) a été effectué par un logiciel créé pour l'occasion. La différence entre les deux logiciels réside dans le fait qu'ANTIOPE ajuste les paramètres des pulsars plus un paramètre instrumental destiné à tenir compte d'un déphasage qui existe entre les observations effectuées en polarisation circulaire gauche ou droite. Ce paramètre instrumental n'a pas été pris en compte dans le logiciel qui a été créé spécialement pour cette expérience, car le programme source d'ANTIOPE n'était pas accessible. De plus il existe un saut de phase bien visible sur les résidus après ajustement qui provient d'une modification de l'instrumentation utilisée. Avant 1992.0 les observations ont été effectuées avec un dédisperseur à deux voies (résolution du corrélateur de  $2 \times 512$  points), alors qu'après cette date elles le furent grâce à un dédisperseur à 4 voies ( $4 \times 256$  points). Cela explique le saut de phase visible autour du MJD 48500. Mis à part ces différences minimes, il est indéniable au vu des résultats obtenus que l'ajustement des paramètres absorbe l'échelle de temps et donc sa marche aléatoire de fréquence.

L'effet de l'ajustement des paramètres d'un pulsar peut également être mis en évidence par une autre méthode. La figure 138 montre la courbe de stabilité du pulsar PSR1937+21 sur des durées d'observation comprises entre 3,0 ans et 7,0 ans.

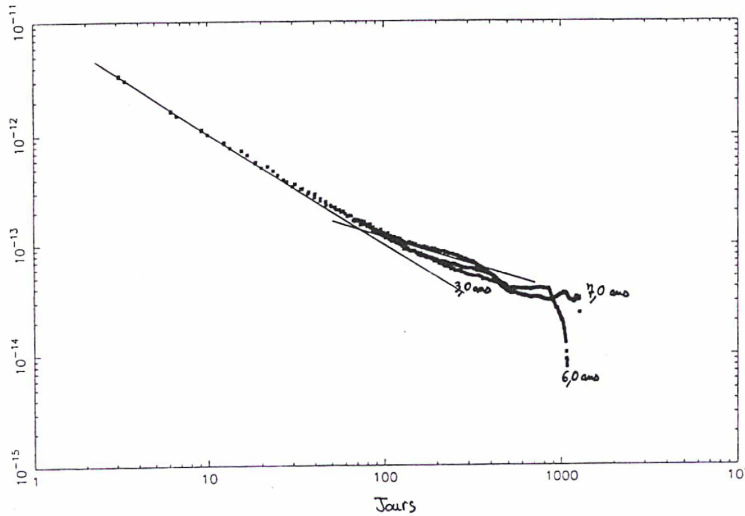


Fig. 138 Stabilité de PSR1937+21 en fonction du temps d'observation

Cette figure montre clairement que plus la durée d'observation est importante moins la courbe de stabilité est biaisée pour une durée d'échantillonnage donnée (par exemple 200 jours). On peut également en déduire qu'à l'heure actuelle la courbe de stabilité est très probablement biaisée pour une durée d'échantillonnage supérieure à un an. Cela revient encore à dire, si on considère le pulsar comme un oscillateur classique, que le comportement à long terme de l'écart type d'Allan peut être soit du bruit blanc de fréquence (hypothèse optimiste), soit du bruit de scintillation de fréquence ou bien encore de la marche aléatoire de fréquence (hypothèse pessimiste). Diverses simulations numériques ont été effectuées afin de mettre ce résultat en évidence. Pour ce faire, quatre séries de 5000 nombres ont été générées par la méthode du chapitre I.2.3.2 . Ces quatre séries de nombres correspondent à du bruit blanc de phase, à du bruit blanc de fréquence, à du bruit de scintillation de fréquence et enfin à du bruit à marche aléatoire de fréquence. Le bruit blanc de phase représente le comportement à court terme de la stabilité des résidus ( $\tau \leq 100 \text{ jours}$ ). Les autres bruits représentent ce que pourrait être le comportement à long terme de l'écart type d'Allan ( $\tau \geq 1 \text{ an}$ ) lorsque la durée d'observation sera telle que l'ajustement des paramètres n'aura plus aucune influence sur la stabilité pour des durées d'échantillonnages inférieures à quelques années. En ajoutant les échantillons de bruit blanc de phase à chacun des autres types de bruits on obtient trois simulations de résidus de chronométrage d'un pulsar avant l'ajustement de ses paramètres qui montrent trois comportements à long terme différents. Les figures 139 à 141 montrent une

comparaison de la stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 avec celles des simulations décrites précédemment.

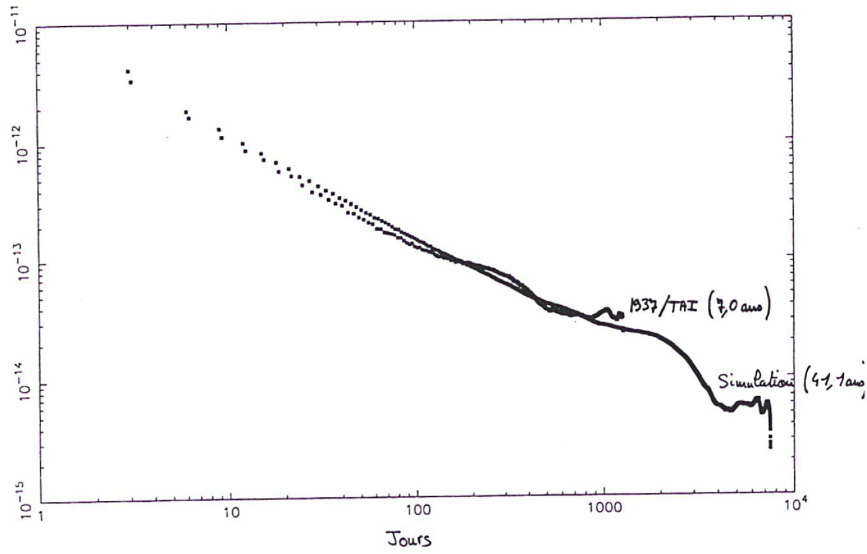


Fig. 139 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit blanc de fréquence.

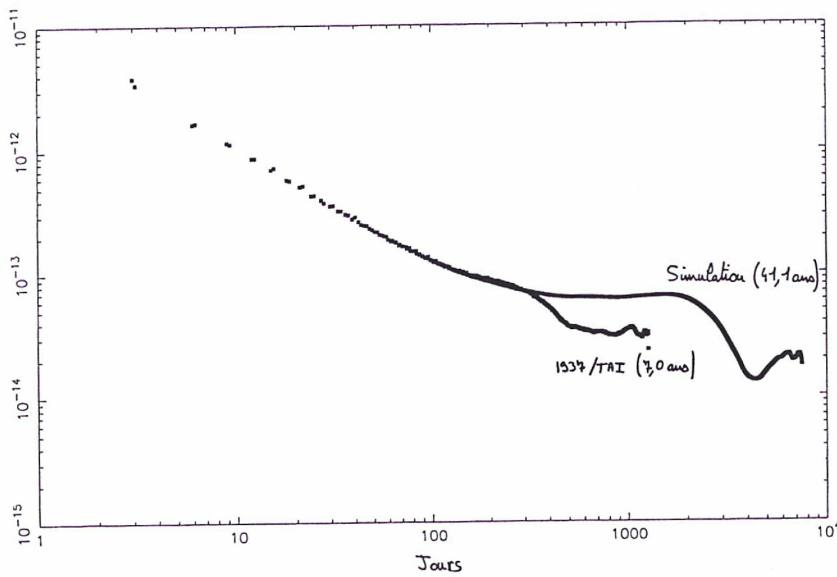


Fig. 140 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit de scintillation de fréquence.

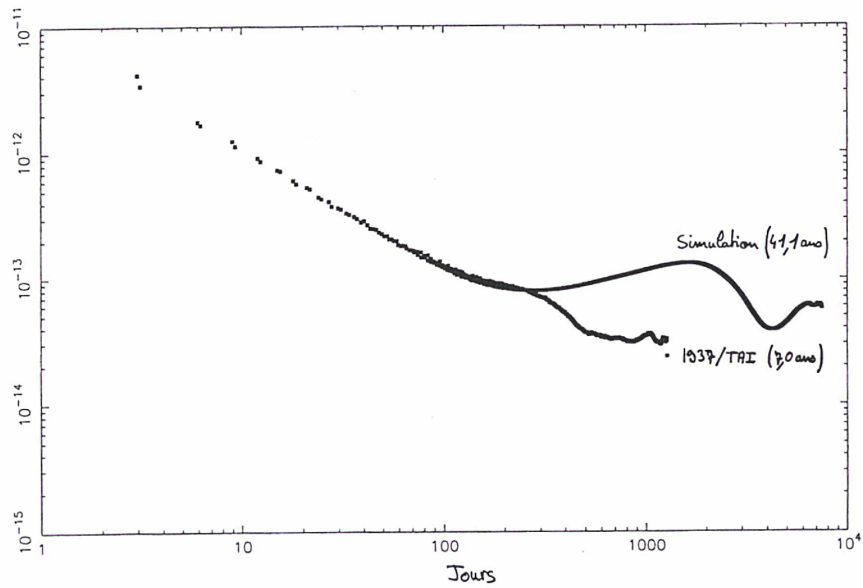


Fig. 141 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit à marche aléatoire de fréquence.

Les paramètres du pulsar sont alors ajustés aux trois séries de résidus simulés, et ce, sur des durées d'observations croissantes afin de bien mettre en évidence l'effet de l'ajustement des paramètres. Les figures 142 à 144 montrent les résultats de ces ajustements en terme de stabilité.

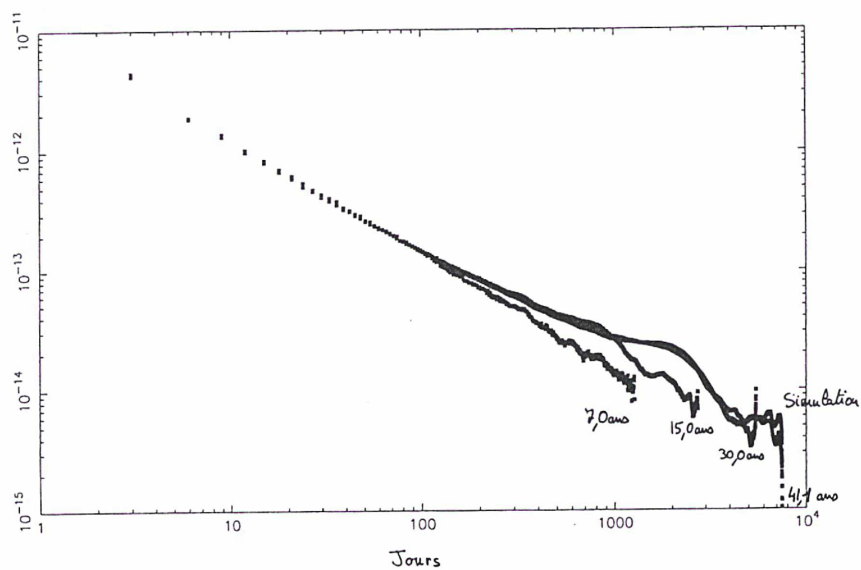


Fig. 142 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit blanc de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation

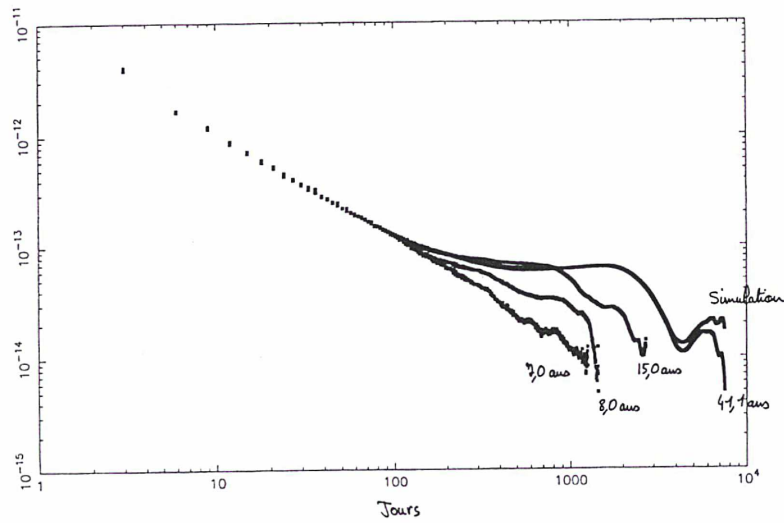


Fig. 143 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit de scintillation de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation

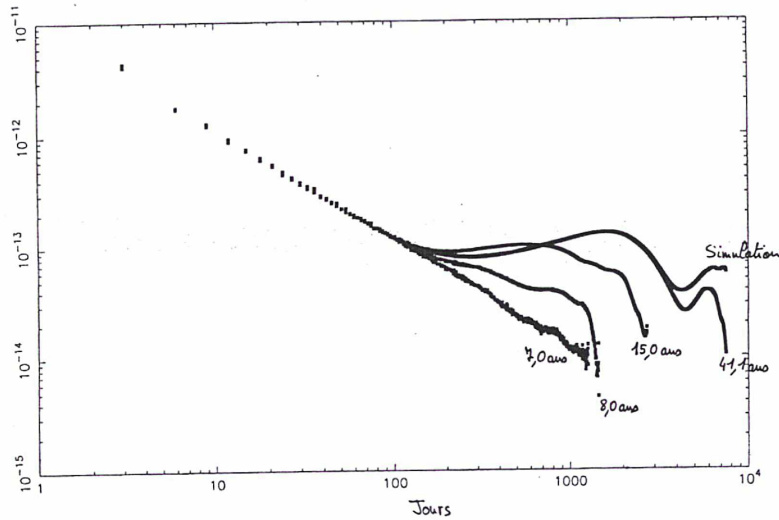


Fig. 144 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit à marche aléatoire de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation

Comme dans le cas des courbes de stabilité réelles présentées sur la figure 138 on constate que plus la durée d'observation est importante moins l'effet de l'ajustement se fait sentir sur une durée d'échantillonnage donnée. Il est donc tout à fait possible que la stabilité des résidus de chronométrage montre, d'ici à quelques années, un comportement à long terme qui soit l'un des trois types de bruits envisagés précédemment. L'objet des chapitres qui suivent est l'étude de la stabilité des résidus dans l'hypothèse d'une stabilité à long terme montrant de la marche aléatoire de fréquence.

### III.1.2.2 Stabilité des résidus de chronométrage avant l'ajustement des paramètres



Les résultats du chapitre précédent peuvent être explicités encore autrement. En métrologie du temps, les « observations » sont les signaux produits par une horloge atomique. Le tracé de la stabilité de tels signaux, calculée par une variance d'Allan, présente la succession des pentes représentatives des bruits de l'oscillateur étudié.

L'ajustement des paramètres lors du chronométrage d'un pulsar milliseconde reviendrait, dans le cas d'une horloge atomique, à ne plus considérer les signaux affectés de leurs bruits réels, mais des signaux corrigés par une fonction qui absorberait les bruits à basse fréquence (scintillation ou marche aléatoire de fréquence). Or une telle démarche, qui dénature la stabilité de l'horloge atomique, ne peut être envisagée que lors de la fabrication, selon certains critères, d'une échelle de temps, conçue à partir de la stabilité intrinsèque des horloges impliquées. La métrologie du temps exige donc d'utiliser les résidus de chronométrage *avant* l'ajustement des paramètres (déterminés avec N-1 observations par exemple), pour pouvoir tracer la courbe de stabilité de PSR1937+21, puis évaluer le nombre de pulsar millisecondes de qualité équivalente qui serait nécessaire à la fabrication d'une échelle de temps pulsar dont la stabilité serait meilleure que celle du TAI.

### III.1.2.2.1 Stabilité de PSR1937+21

Le paragraphe précédent a permis de montrer que l'ajustement des paramètres du pulsar absorbait la référence de temps et biaisait la stabilité à long terme des résidus « postfit ». Afin d'obtenir une courbe de stabilité qui pourrait être celle des résidus de PSR1937 lorsque l'ajustement des paramètres n'aura plus aucune influence vers 1000 jours, on propose de calculer l'écart type d'Allan avant l'ajustement des paramètres. La figure 145 montre l'écart-type d'Allan des résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport au TAI. Ces résidus sont représentés sur la figure 105. On constate cette fois qu'au-delà d'un an les résidus présentent un bruit à marche aléatoire de fréquence, ce qui est conforme au résultat annoncé dans le paragraphe précédent. Pour mémoire on trouve également sur la figure 95 la courbe de stabilité des résidus après l'ajustement. Dans la démonstration de Guinot et Petit, la marche aléatoire de fréquence était due exclusivement à la référence de temps. Dans l'esprit de ces auteurs la stabilité rotationnelle des résidus de chronométrage était meilleure que celle des références de temps atomique sur le long terme. Or on constate sur la courbe de stabilité de la figure 145 que le niveau de la marche aléatoire de fréquence des résidus pourrait être très supérieur à celui de la marche aléatoire de fréquence attendue du TAI. Celle-ci est en effet au moins un ordre de

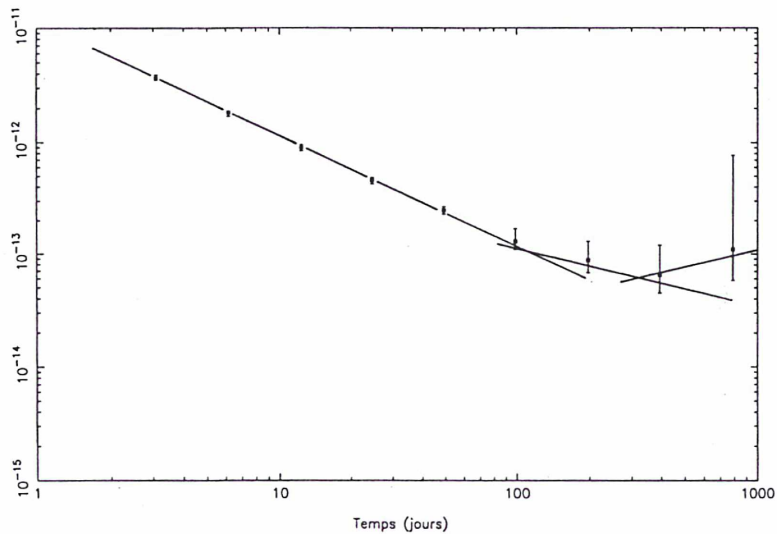


Fig. 145 Stabilité des résidus de chronométrage avant l'ajustement

grandeur meilleure que celle obtenue sur la figure 145. *Une explication envisageable serait que la remontée de la courbe de stabilité soit intrinsèque aux résidus de chronométrage.*

La stabilité de la référence de temps utilisée, en-deçà d'un certain seuil, n'aurait par conséquent plus d'influence sur la stabilité à long terme des résidus de chronométrage. Si on examine la figure 104 on constate que la courbe de stabilité d'une horloge atomique commerciale HP5071-A présente un palier de scintillation, à partir de un mois, à un niveau de  $5.10^{-15}$ . Si la marche aléatoire de fréquence apparaît aux environs de 100 jours, ce qui est une hypothèse pessimiste qui implique un palier de scintillation très court, le niveau de stabilité atteint sera de l'ordre de  $1,5.10^{-14}$  à 1000 jours. Cette stabilité est pratiquement un ordre de grandeur meilleure que celle du pulsar PSR1937+21 toujours à 1000 jours. On peut donc affirmer qu'une seule horloge commerciale Hewlett Packard nouveau modèle serait apte à effectuer le chronométrage de PSR1937+21.

### III.1.2.2.2 Echelle de temps pulsar

En 1992, Petit, Tavella et Thomas (Petit, Tavella, Thomas, 1992) ont développé un algorithme qui, à l'image du TAI, permet de calculer une échelle de temps des pulsars. La stabilité de l'échelle de temps résultante se trouvera approximativement améliorée d'un facteur  $N^{1/2}$ , par rapport à la stabilité d'un seul pulsar, si N est le nombre de pulsars participant

à l'élaboration de cette échelle. Cette méthode appelle cependant deux remarques au vu des résultats précédents.

Premièrement les résidus d'observation utilisés par Petit, Tavella et Thomas sont des résidus après l'ajustement des paramètres. Comme le font remarquer ces auteurs, l'ajustement de la position du pulsar et de son mouvement propre absorbe tous les termes de période annuelle, alors que l'ajustement de la période et de sa dérivée première absorbe toutes les sources de bruit à basse fréquence. Petit, Tavella et Thomas en concluent donc que la stabilité des résidus de chronométrage ne peut être valablement estimée que pour des périodes supérieures à deux ans et inférieures à la moitié de la durée totale d'observation. Ces deux limites dans le temps semblent cependant avoir été définies de façon empirique. Dans ces conditions, la stabilité à long terme calculée à partir de résidus après ajustement serait encore actuellement biaisée, puisqu'il faudrait au minimum six ans d'observations pour obtenir un point de l'écart-type d'Allan à trois ans, soit environ 1000 jours, qui soit non biaisé, bien qu'affecté d'un intervalle de confiance très large.

Cela nous conduit à la seconde remarque. Si, dans quelques années, la courbe de stabilité des résidus est celle de la figure 145 il faudra, pour améliorer la stabilité de la référence de temps pulsar dans des proportions intéressantes pour la métrologie du temps, que le nombre  $N$  de pulsars observés soit grand, et en tout cas suffisamment grand pour que cette stabilité soit meilleure que celle du TAI. Ce nombre devra être très supérieur au nombre d'horloges atomiques de poids maximum participant au calcul du TAI avec lequel on essaye de rivaliser en stabilité. Pour l'instant, le nombre total d'horloges participant au TAI est de l'ordre de 200, parmi lesquelles environ  $N=100$  sont affectées du poids maximum. Même en admettant que ce nombre soit suffisant pour que la stabilité de l'échelle de temps pulsar soit meilleure que celle du TAI, il est difficile de penser que l'on puisse observer régulièrement une centaine de pulsars pendant au moins 10 ans, la pression sur les radiotélescopes étant trop importante pour que cela soit envisageable. L'algorithme proposé par Petit, Tavella et Thomas permettra donc de calculer une échelle de temps des pulsars, à l'image du TAI, mais la stabilité à long terme que l'on peut raisonnablement en attendre sera moins bonne que celle des références de temps atomique et, en tout état de cause, du TAI. Par ailleurs, à partir d'une certaine période, la stabilité de la référence de temps « pulsar » sera forcément affectée par les imperfections de la modélisation des résidus d'observation.

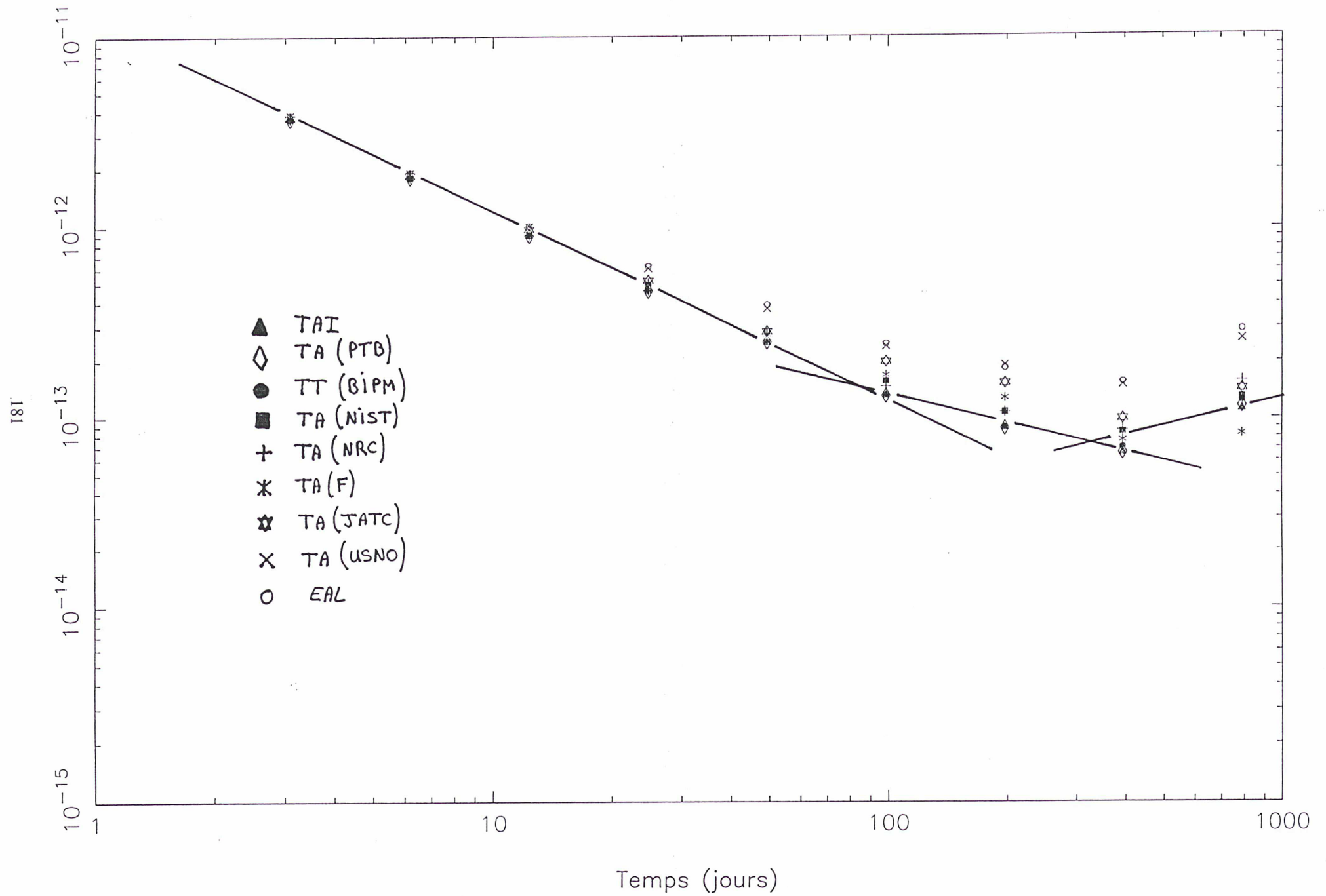
### III.1.2.2.3 Conclusion

La courbe de stabilité obtenue en partant des résidus avant l'ajustement des paramètres pourrait être la courbe de stabilité obtenue lorsque la durée d'observation sera telle que les points de AVAR vers 1000 jours ne soient plus biaisés. Dans ces conditions on s'aperçoit que le nombre de pulsars milliseconde qui serait nécessaire à la fabrication d'une échelle de temps pulsar, dont la stabilité à long terme serait meilleure que celle du TAI, est totalement irréaliste. En conclusion, la métrologie du temps ne pourrait plus être considérée comme un des objectifs scientifiques du chronométrage des pulsars, à moins de mettre au point une modélisation plus fine des temps d'arrivée qui permettrait une amélioration sensible de leur stabilité, ce qui semble extrêmement difficile en l'état actuel de nos connaissances sur les pulsars.

### III.1.2.3 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 avant l'ajustement de ses paramètres en fonction de différents références de temps

Le choix des références de temps ainsi que la méthode de calcul sont en tous points identiques à ce qui a été utilisé précédemment. On peut donc se reporter aux chapitres III.1.1.2 et III.1.1.3 pour plus de détails. Les résidus avant ajustement sont présentés sur les figures 105 à 113. Les écart-types d'Allan correspondants se trouvent représentés sur la figure 146. On constate, en comparant ces courbes de stabilité à celles des références de temps en fonction du TAI, que la hiérarchie de leurs stabilités n'est pas respectée : les résidus de chronométrage obtenus avec une très bonne référence de temps comme EAL présentent une stabilité qui se trouve être la moins bonne de toutes. Cela tient au fait que tous les résidus ont été obtenus avec des paramètres calculés en fonction du TAI. Or, lorsque le chronométrage d'un pulsar est effectué par rapport à la référence de temps TA(k), ses paramètres à priori doivent également être calculés grâce à cette référence. Par exemple lorsque le chronométrage de PSR1937+21 est effectué par rapport à EAL, les paramètres de ce pulsar doivent être calculés à posteriori avec EAL, mais, rappelons-le, sur une durée telle que l'ajustement n'absorbe pas la marche aléatoire de fréquence des résidus. De cette façon les paramètres n'absorberont pas une information précieuse. Pour obtenir la courbe de stabilité des résidus en fonction de différentes références de temps, la méthode consiste donc à calculer tous les

Fig.146 Stabilité des résidus de chronométrage par rapport à différentes références de temps avant l'ajustement des paramètres



paramètres a posteriori en fonction de chaque référence de temps sur une durée telle que la marche aléatoire de fréquence ne soit pas absorbée, puis, à l'aide de ces paramètres, à recalculer les résidus avant ajustement et à en déduire leur écart-type d'Allan. La période choisie pour calculer les paramètres à posteriori en fonction de chaque référence de temps s'étend du 22 décembre 1988, début du chronométrage de PSR1937+21, à la fin de 1991, date du changement de dédisperseur. Le tableau 18 présente pour les neuf références de temps les paramètres obtenus. La figure 147 montre les courbes de stabilité des résidus. Cette fois, la hiérarchie des stabilités est plus conforme à ce que l'on attend. Malgré une légère dispersion des points issus des références TA(JATC), TA(NRC), TA(F) et TA(USNO), on constate que les références TA(NISA), TA(PTB), EAL et TT(BIPM) fournissent des courbes de stabilité des résidus qui sont totalement identiques démontrant ainsi qu'elles n'introduisent aucune dégradation dans le chronométrage du pulsar PSR1937+21. Il se confirme donc que le temps atomique du NIST, de moins bonne stabilité que TA(PTB), EAL ou TT(BIPM), semble être une limite qu'il ne faut pas franchir, sous peine d'introduire une dégradation dans la stabilité des résidus. Signalons enfin que les écarts entre les valeurs numériques des paramètres (Tableau 18) obtenus en fonction des cinq meilleures références de temps sont, comme dans le chapitre III.1.1.7, totalement incompatibles avec la valeur de l'écart-type des mesures individuelles. Par exemple l'écart obtenu entre les périodes déterminées grâce au TAI et à TT s'élève à 0,037 fs soit près de  $20 \sigma$ . Ce problème est abordé dans le chapitre III.2.2.1.

#### **III.1.2.4 Durée pendant laquelle l'ajustement des paramètres peut être effectué**

Comme on l'a vu précédemment, l'ajustement des paramètres absorbe plus ou moins la marche aléatoire de fréquence des résidus de chronométrage, selon que cet ajustement est effectué sur une durée d'observation plus ou moins longue. Le but de ce chapitre est d'essayer de quantifier la longueur de l'intervalle de temps d'observation, utilisable du point de vue de l'ajustement des paramètres. Autrement dit sur quelle période peut-on ajuster les paramètres d'un pulsar sans absorber la marche aléatoire de fréquence de ses résidus d'observation ? Pour répondre à cette question il suffit d'employer la méthode décrite dans le chapitre précédent. A partir de paramètres a priori très grossiers, on calcul les paramètres à posteriori sur un intervalle de temps initial déterminé mais relativement court, c'est à dire des paramètres initiaux a posteriori peu convergents. A l'aide

Tableau 18 : Paramètres de PSR1937+21 en fonction de différentes références de temps

	TAI	TA(PTB)	EAL	TT(BIPM)	TA(NISA)	TA(F)	TA(USNO)	TA(NRC)	TA(JATC)
$P - P_0$	48798(2)	48815(2)	50026(2)	48835(2)	49214(2)	48237(2)	49905(2)	48823(3)	48817(2)
$\dot{P} - \dot{P}_0$	207(2)	206(2)	196(2)	204(2)	226(2)	218(2)	237(2)	172(2)	153(2)
$\alpha - \alpha_0$	20(1)	20(1)	21(1)	19(1)	14(1)	21(1)	27(1)	11(1)	19(1)
$\delta - \delta_0$	40(2)	38(2)	39(2)	38(2)	48(2)	36(2)	46(2)	22(3)	48(2)
$\mu_\alpha$ (mas/an)	-0.30(2)	-0.28(2)	-0.30(2)	-0.29(2)	-0.26(2)	-0.28(2)	-0.33(2)	-0.26(2)	-0.34(2)
$\mu_\delta$ (mas/an)	-0.66(3)	-0.61(3)	-0.65(3)	-0.63(2)	-0.70(2)	-0.65(3)	-0.72(3)	-0.66(3)	-0.80(3)

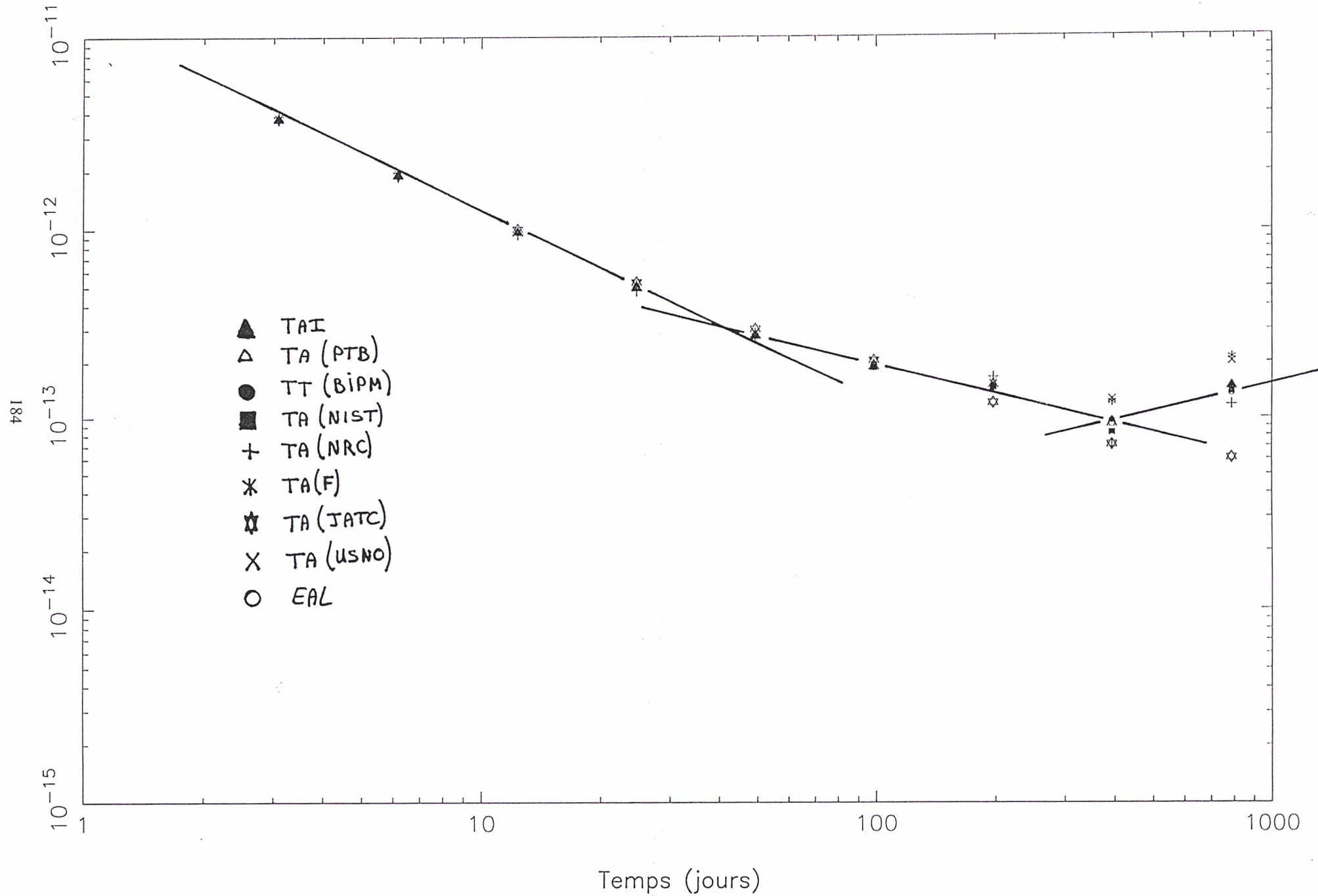
$$P_0 = 0,001557806472400000s$$

$$\dot{P}_0 = 10,51000.10^{-20} s / s$$

$$\alpha_0 = 19h39m38,558700s$$

$$\delta_0 = 21^\circ34'59,13700''$$

Fig.147 Stabilité des résidus de chronométrage par rapport à différentes références de temps avant l'ajustement des paramètres. Les paramètres sont calculés par rapport à chacune des références de temps considérées





de ces paramètres initiaux on recalcule les résidus avant ajustement sur toute la durée d'observation disponible. De cette façon, l'information véhiculée par les sources de bruits à haute et basse fréquences (périodes valant respectivement deux ans et la moitié du temps total d'observation) n'est pas absorbée par l'ajustement de la position ou des mouvements propres du pulsar dans un cas, ou par l'ajustement de la période et de sa dérivée dans l'autre.

Pour PSR1937+21, la durée d'observation utilisée va de 1,5 ans à 6 ans à partir du 22 décembre 1988. Les paramètres obtenus sont consignés dans le tableau 19 ci-dessous. Les écart-types d'Allan sont représentés sur le figure 148. On constate que si l'on utilise moins de deux ans d'observations pour déterminer les paramètres initiaux, l'écart-type d'Allan ne montre pas les différents types de bruit habituellement présents dans un oscillateur. Ce n'est qu'à partir de deux ans et jusqu'à environ 3,5 ans que la courbe de stabilité présente l'aspect que l'on attend d'elle. Au delà de 3,5 ans la marche aléatoire de fréquence est progressivement absorbée pour aboutir, lorsque l'on détermine les paramètres d'observation sur la totalité de la durée d'observation, soit six ans, à la courbe de stabilité des résidus après l'ajustement des paramètres (figure 95). La même expérience a été réalisée en utilisant d'autres périodes d'observation initiales pour déterminer les paramètres a posteriori initiaux, à partir de dates variables, et jusqu'au 9 décembre 1994. Comme dans le cas précédent, les calculs de stabilité correspondant à chaque période d'observation ont été représentés sur la figure 149. Cette fois la période la plus longue sur laquelle on peut ajuster les paramètres initiaux se situe aux environs de deux ans. Dès que l'on utilise une période d'observation initiale supérieure à 2,5 ans, la marche aléatoire de fréquence des résidus est totalement absorbée. On tend alors vers la courbe de stabilité des résidus après l'ajustement des paramètres. Les écart-types d'Allan qui montrent encore la marche aléatoire de fréquence, et qui ont été obtenus sur les deux périodes d'observation (3,5 ans dans le premier cas, 2,5 ans dans le second), sont en fait identiques à une translation près, parallèlement à l'axe des ordonnées. La période d'observation que l'on choisit détermine donc le niveau du bruit blanc et de la marche aléatoire de fréquence. *La meilleure courbe de stabilité que l'on puisse obtenir est donc celle qui montre encore la marche aléatoire de fréquence des résidus et qui possède un niveau de bruit blanc de fréquence identique à celui obtenu avec les résidus après l'ajustement des paramètres sur toute la période d'observation.* Le tableau 20 ci-dessous donne les valeurs numériques des paramètres lors des différents calculs effectués.

Les courbes de stabilité de PSR1821-24 qui sont représentées sur le figure 150 ont été obtenues avec des paramètres a priori calculés sur des périodes d'observation initiales

Tableau 19 : Paramètres de PSR1937+21 calculés avec TAI en fonction de la durée d'observation

T(an)/N <sub>obs</sub>	$P - P_0$	$\dot{P} - \dot{P}_0$	$\alpha - \alpha_0$	$\delta - \delta_0$	$\mu_\alpha$ (mas/an)	$\mu_\delta$ (mas/an)
1,5/321	918(57)	334(53)	1(12)	32(6)	-0.55(18)	-1.54(35)
2,0/429	799(3)	215(3)	19(3)	44(3)	-0.29(4)	-0.68(4)
2,5/533	796(2)	211(2)	19(1)	41(2)	-0.35(3)	-0.73(3)
3,0/647	798(2)	207(2)	20(1)	40(2)	-0.30(2)	-0.66(3)
3,5/701	802(3)	204(2)	21(1)	40(3)	-0.43(2)	-0.77(3)
4,0/873	830(3)	176(1)	24(2)	28(3)	-0.41(2)	-0.45(2)
4,5/1006	845(3)	162(1)	30(2)	29(3)	-0.60(1)	-0.43(2)
5,0/1176	855(3)	153(1)	28(2)	27(4)	-0.51(1)	-0.44(2)
5,5/1300	857(3)	152(1)	30(2)	26(4)	-0.55(1)	-0.43(2)
6,0/1418	859(3)	150(1)	29(2)	29(4)	-0.53(1)	-0.47(1)

$$P_0 = 0,001557806472448000s$$

$$\dot{P}_0 = 10,51000.10^{-20} s / s$$

$$\alpha_0 = 19h39m38,558700s$$

$$\delta_0 = 21^\circ34'59,13700''$$

Fig.148 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : début des observations le 22 décembre 1988

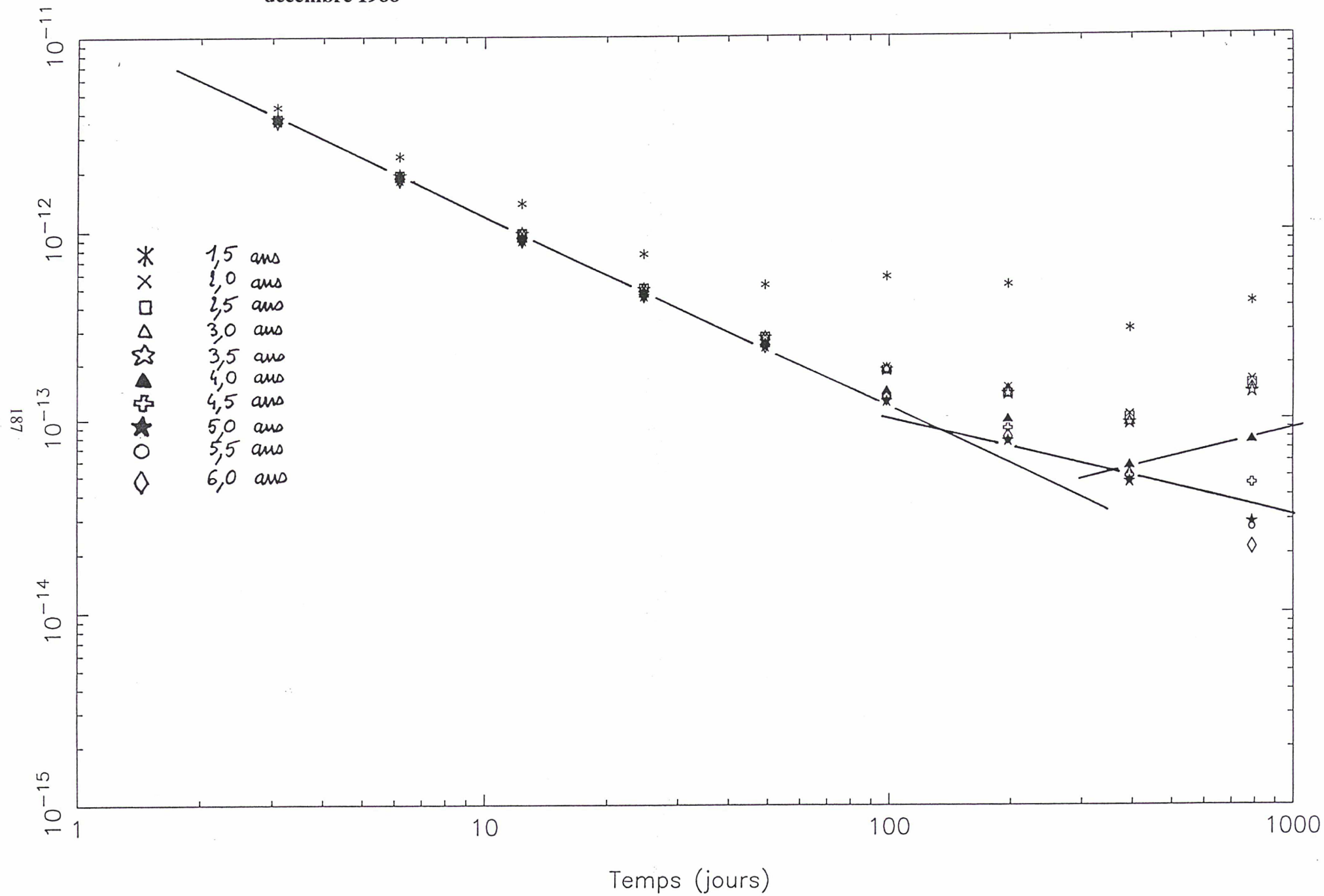


Fig.149 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : fin des observations le 09 décembre 1994

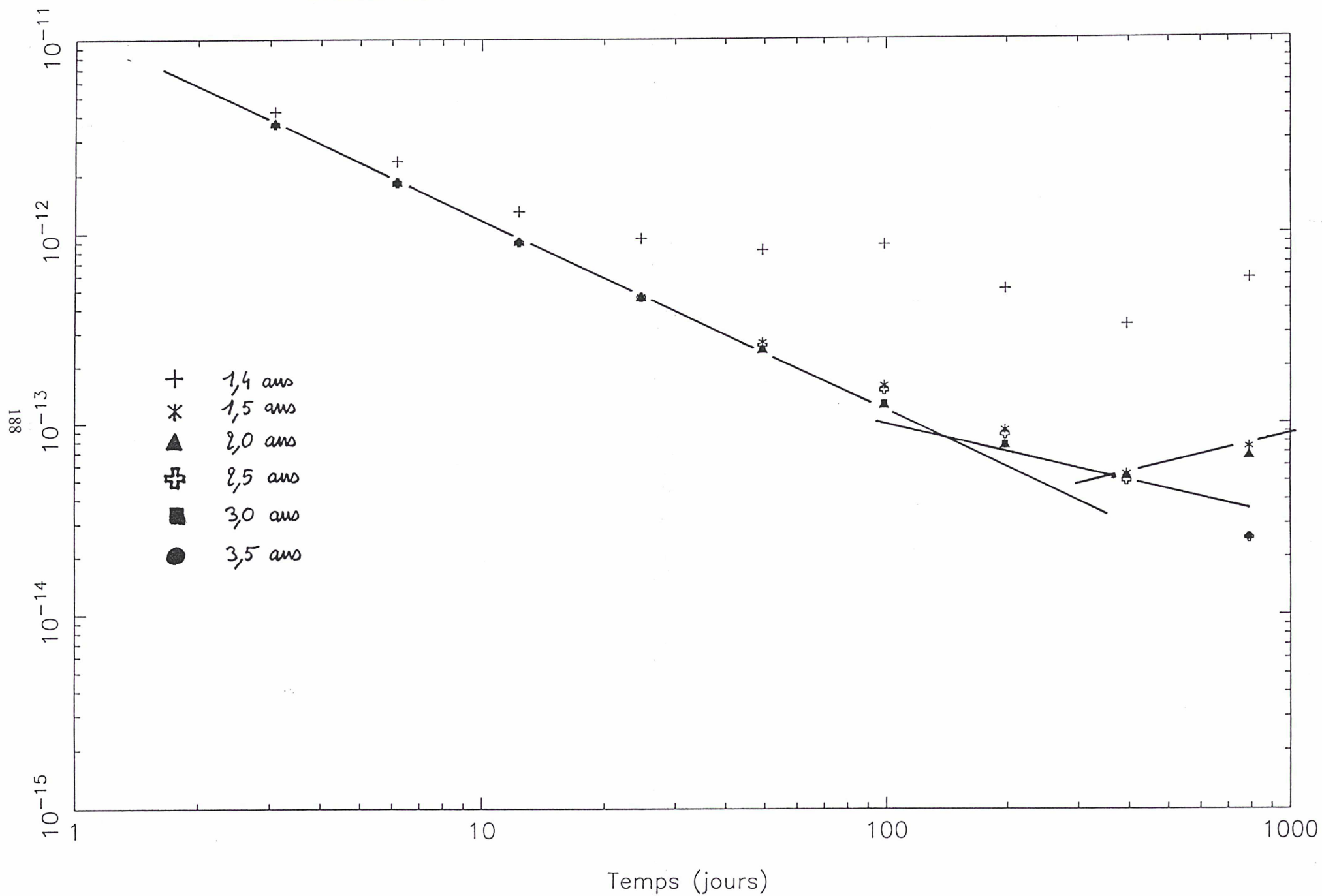


Tableau 20 : Paramètres de PSR1937+21 calculés avec TAI en fonction de la durée d'observation

T(an)/N <sub>obs</sub>	$P - P_0$	$\dot{P} - \dot{P}_0$	$\alpha - \alpha_0$	$\delta - \delta_0$	$\mu_\alpha$ (mas/an)	$\mu_\delta$ (mas/an)
1.4/397	50743(1400)	9(105)	17(59)	4177(322)	-0.55(23)	-1.52(75)
1.5/411	48663(839)	164(64)	45(57)	3707(194)	-0.57(22)	-0.43(45)
2.0/578	48684(78)	163(6)	8(18)	3760(32)	-0.44(7)	-0.55(8)
2.5/690	48863(34)	149(3)	44(10)	3702(17)	-0.58(4)	-0.41(5)
3.0/770	48954(23)	141(2)	21(8)	3712(14)	-0.50(3)	-0.44(4)
3.5/872	48953(19)	141(2)	26(7)	3720(12)	-0.52(3)	-0.46(3)
6.0/1418	48859(3)	150(1)	29(2)	3729(4)	-0.53(1)	-0.47(1)

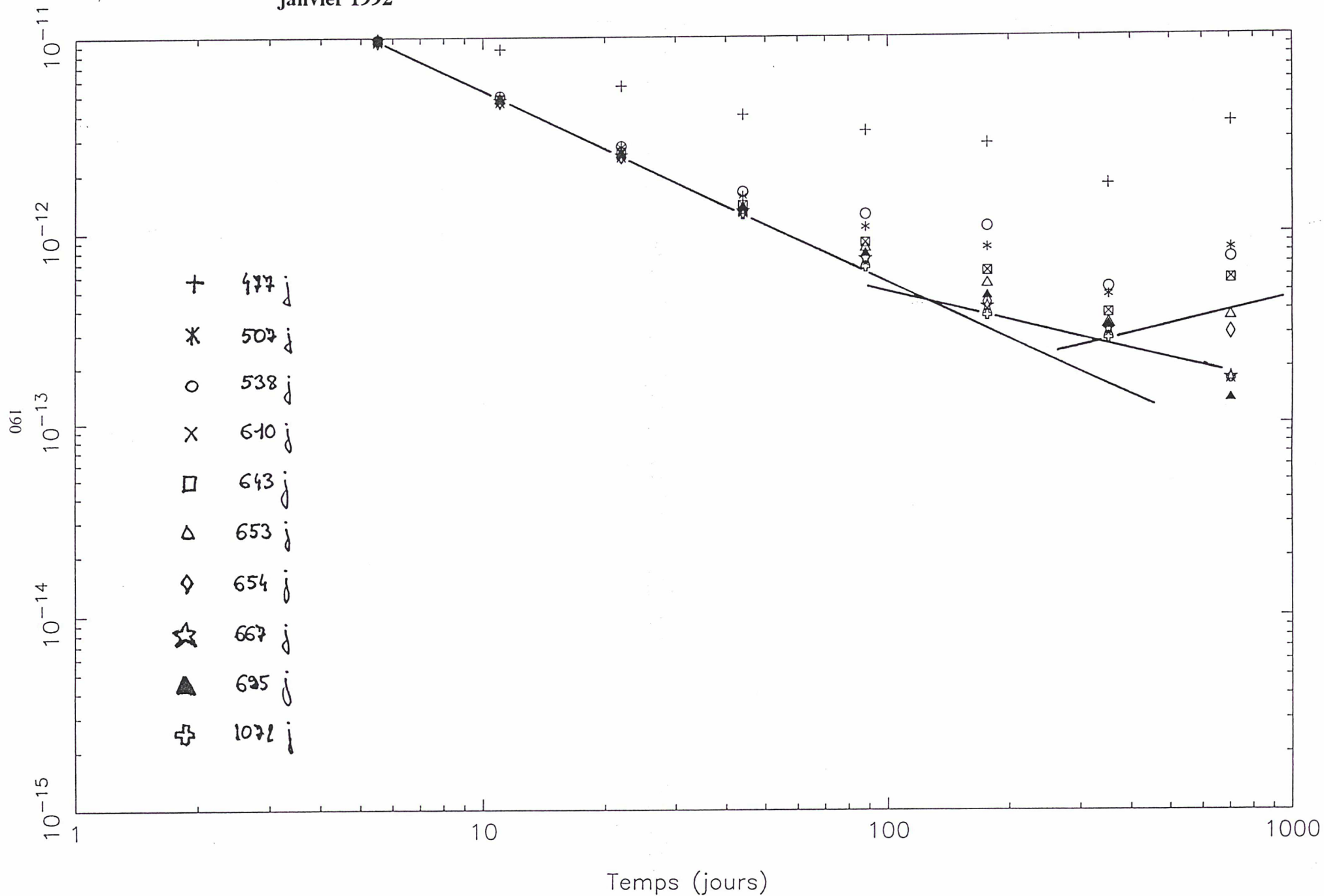
$$P_0 = 0,001557806472400000s$$

$$\dot{P}_0 = 10,51000.10^{-20} s / s$$

$$\alpha_0 = 19h39m38,558700s$$

$$\delta_0 = 21^\circ 34' 59,10000''$$

Fig.150 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : début des observations le 8 janvier 1992



comprises entre le 8 janvier 1992 et le 15 décembre 1994. La période d'observation au-delà de laquelle la marche aléatoire de fréquence est absorbée semble se situer aux environs de 1,8 ans. La liste des paramètres se trouve dans le tableau 21. On constate à la lecture de ce tableau, ainsi que des tableaux 19 et 20, que chaque paramètre tend vers une limite qui est d'autant plus précisément déterminée que le nombre d'observations augmente. Il ne faut cependant pas en déduire que les valeurs des paramètres obtenues sont proches des valeurs vraies, autrement dit que leur détermination est effectuée avec une grande exactitude. Une mesure peut être très précise sans pour cela être exacte (voir chapitre suivant). Comme dans le cas de PSR1937+21, la meilleure courbe de stabilité que l'on puisse obtenir pour PSR1821-24 est celle qui montre encore la marche aléatoire de fréquence des résidus et qui possède un niveau de bruit blanc de fréquence identique à celui obtenu avec les résidus après ajustement. Cette courbe est tracée en pointillés sur la figure 151.

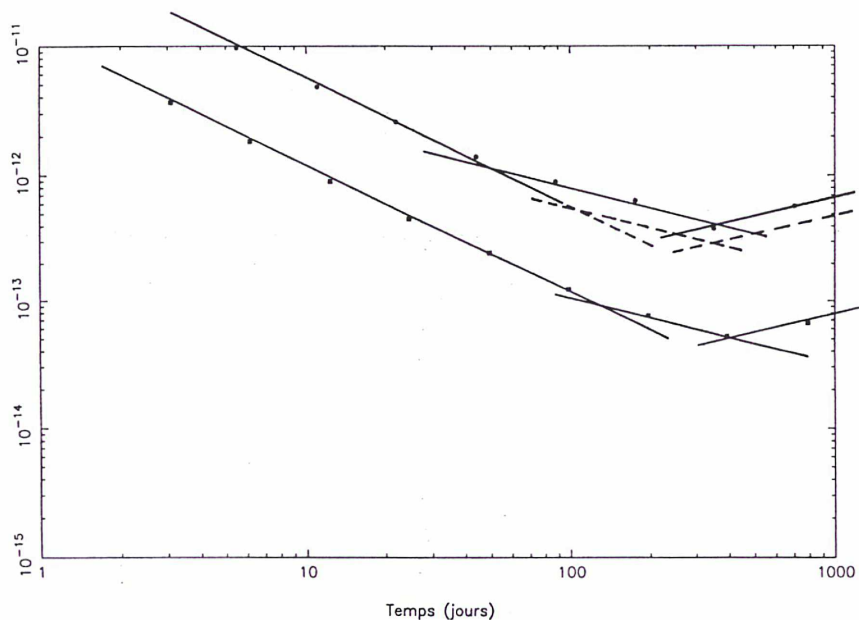


Fig. 151 Courbe de stabilité comparée de PSR1821-24 et de PSR1937+21

Il est frappant de constater la grande ressemblance qui existe entre les deux courbes de stabilité. Les résidus de chronométrage de PSR1937+21 et de PSR1821-24 présentent du bruit blanc de fréquence pour des périodes respectivement égales à 128 jours et 103 jours, alors que la marche aléatoire de fréquence se produit pour 400 jours et 348 jours, soit 25 jours d'écart dans un cas et 52 jours dans l'autre. Ce résultat est en fin de compte logique, eu égard au fait que ces deux pulsars sont à classer dans le sous-groupe des pulsars milliseconde jeunes. D'un

Tableau 21 : Paramètres de PSR1821-24 calculés avec TAI en fonction de la durée d'observation

T(an)/N <sub>obs</sub>	$P - P_0$	$\dot{P} - \dot{P}_0$	$\alpha - \alpha_0$	$\delta - \delta_0$	$\mu_\alpha$ (mas/an)	$\mu_\delta$ (mas/an)
1,31/204	497(4811)	90303(1507)	6565(445)	93586(14057)	-12.32(708)	193.02(12266)
1,39/212	6786(3266)	88269(988)	5959(287)	76372(10099)	-3.00(473)	52.06(9226)
1,47/226	6902(2176)	88231(633)	5948(175)	76050(6956)	-2.82(295)	49.42(6557)
1,67/242	7414(947)	88088(255)	5916(68)	74350(2887)	-2.22(97)	32.68(2695)
1,76/254	7431(684)	88081(175)	5910(57)	74269(1986)	-2.13(65)	31.98(1765)
1,79/256	8026(639)	87921(162)	5894(57)	72524(1854)	-1.75(63)	14.89(1618)
1,79/258	8178(606)	87880(153)	5890(56)	72081(1755)	-1.65(62)	10.54(1509)
1,83/266	8599(503)	87769(124)	5886(56)	70926(1483)	-1.48(60)	-0.76(1195)
1,90/276	8929(394)	87684(94)	5890(56)	70135(1284)	-1.47(60)	-8.46(950)
2,94/456	9119(146)	87625(25)	5852(43)	70857(1071)	-1.11(31)	-0.19(524)
6,00/771	8938(17)	87614(6)	5791(20)	69663(532)	-0.96(16)	-4.39(297)

$$P_0 = 0,003054314705680000s$$

$$\dot{P}_0 = 161,00000.10^{-20} s / s$$

$$\alpha_0 = 18h24m32,000000s$$

$$\delta_0 = -24^\circ52'10.00000''$$



point de vue métrologique ils ont donc des caractéristiques similaires, d'où des courbes de stabilité très proches.

### **III.1.3 Conclusion**

En guise de conclusion, on propose simplement un rappel des résultats obtenus dans ce chapitre concernant la stabilité des pulsars millisecondes et particulièrement celle de PSR1937+21.

- La courbe de stabilité de PSR1937+21 pourrait présenter de la marche aléatoire de fréquence pour une durée de moyennage de l'ordre d'une année. Cette marche aléatoire pourrait actuellement être absorbée par l'ajustement des paramètres.
- Dans ce cas la stabilité de ce pulsar serait moins bonne d'un ordre de grandeur que celle d'une bonne horloge atomique commerciale quelle que soit la durée des observations.
- La fabrication d'une échelle de temps pulsar ne saurait alors, en l'état actuel de la modélisation des TOA, rivaliser avec la stabilité de TAI, et ce même à long terme.

On serait donc amené à en déduire, en admettant que tous les pulsars millisecondes possèdent des courbes de stabilité voisines, que la métrologie du temps ne pourrait plus être un des objectifs du chronométrage des pulsars millisecondes, à moins de découvrir une autre modélisation des temps d'arrivée.

### **III.2 Précision et exactitude de la détermination des paramètres de PSR1937+21**

Après avoir mis l'accent sur la différence qui existe entre les notions de précision et d'exactitude dans le cas du chronométrage des pulsars et de la détermination de leur paramètres, je propose une méthode qui devrait permettre de déterminer l'exactitude avec laquelle on connaît ces derniers.

### III.2.1 Introduction

Comme on peut le constater à la lecture d'un grand nombre d'articles, les pulsars millisecondes jouent un très grand rôle dans des domaines aussi variés que la métrologie du temps, le raccordement des systèmes de référence, la cosmologie, le milieu interstellaire...etc. Le cas de la métrologie du temps a été abordé dans les pages qui précèdent au travers de divers calculs de stabilité. Les résultats qui ont été obtenus reposent principalement sur les données d'observation, et non sur une discussion portant sur les valeurs des paramètres des pulsars : les paramètres d'horloge  $P$  et  $\dot{P}$  ainsi que les paramètres astrométriques  $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $\mu_\alpha$  et  $\mu_\delta$ . Les paramètres d'horloge sont fondamentaux dans le cas où l'on considère le pulsar comme un oscillateur, alors que les paramètres astrométriques trouvent leur importance dans le cas où l'on utilise la technique de chronométrage des pulsars pour raccorder les systèmes de références. Le chronométrage des pulsars est en effet tributaire de la position de la Terre par rapport au barycentre du système solaire. Cette position est elle-même affectée par le mouvement des autres planètes ainsi que par celui de tous les corps du système solaire, et principalement les plus gros astéroïdes. Le chronométrage des pulsars sert donc à matérialiser un système de référence dynamique. Les pulsars étant par ailleurs des étoiles qui émettent principalement dans le domaine des longueurs d'onde radio, il est également possible de déterminer la position de ces astres par la technique du VLBI (Petit, 1994), Very Long Baseline Interferometry ou interférométrie à très grande base. Cette technique permet de mesurer la position des radiosources extragalactiques, les quasars, et par la même de matérialiser le système de référence extragalactique. Ces radiosources sont quasi ponctuelles et au nombre d'une centaine environ, ce qui garantit une bonne couverture du ciel et une excellente précision de la détermination de leurs coordonnées. La connaissance de la position des pulsars dans les deux types de systèmes de référence, dynamique et extragalactique, permet donc leur raccordement.

Concernant la construction et le raccordement des systèmes de référence on pourra lire avec profit les thèses de E. F. Arias (Arias, 1990) et G. Petit (Petit, 1994). Signalons également que l'*exactitude* de la position du pulsar PSR1937+21 obtenue avec le technique du VLBI a été estimée par Bartel en 1990 à 4 mas (Bartel et al., 1990). La précision et plus encore l'*exactitude* de la détermination des paramètres des pulsars jouent donc un rôle primordial dans ce raccordement. Le but de ce chapitre est de montrer que les incertitudes avec lesquelles les paramètres des pulsars sont connues sont des incertitudes de type A (aléatoires) et non de

type B (systématiques). La différence, pourtant fondamentale, entre les notions de précision et d'exactitude n'a jamais été mise en évidence ou étudiée par les astrophysiciens, ce qui explique certainement la confusion qui règne quant à la signification et à l'utilisation de ces deux termes dans la littérature concernant le chronométrage des pulsars millisecondes.

### III.2.2 Précision des paramètres

#### III.2.2.1 Introduction

Le chapitre III.1, consacré à l'étude de la stabilité des résidus de chronométrage en fonction de diverses références de temps, a montré que la détermination des paramètres, ainsi que leurs incertitudes issues du calcul par les moindres carrés, conduisait presque dans tous les cas à des incohérences lorsque ces paramètres étaient déterminés avec des références de temps indépendantes. Cela est particulièrement vrai pour les paramètres d'horloge  $P_0$  déterminés avec les références de temps TAI et TT par exemple. L'écart entre les valeurs atteint 20 fois l'écart-type. Cette grande différence n'est concevable que si on considère que l'écart-type calculé par ANTIOPE correspond à la précision de la mesure et non à son exactitude. Appelons  $\sigma_p$  l'écart-type correspondant à la précision de la détermination de la période et  $\sigma_e$  l'écart-type correspondant à l'exactitude de cette détermination. La valeur de  $\sigma_e$  nous est pour l'instant inaccessible alors que la valeur de  $\sigma_p$  nous est fournie par ANTIOPE. Les deux valeurs de  $P_0$  calculées peuvent alors être très éloignées l'une de l'autre, ici  $20 \sigma_p$ , si on considère la précision  $\sigma_p$  de leur détermination, mais très proche l'une de l'autre si on considère l'exactitude  $\sigma_e$  de leur détermination, dont on peut d'ailleurs déjà dire que  $\sigma_e > 20 \cdot \sigma_p$  : l'exactitude ne peut être inférieure à l'écart entre deux déterminations indépendantes (voir chapitre III.2.3). Ce raisonnement est également valable pour tous les autres paramètres du pulsar, bien que l'écart mesuré entre deux paramètres astrométriques soit plus faible en valeur relative que celui qui est mesuré pour la période. Cela tient simplement au fait que la référence de temps doit logiquement avoir un effet plus important sur les paramètres d'horloge que sur les paramètres astrométriques. Il ne faut donc pas baser un raisonnement sur une comparaison de deux valeurs de la période, même si ces dernières ont été obtenues indépendamment, en désignant les écart-types donnés par le logiciel de traitement des données par le terme « exactitude ». Cette comparaison, eu égard à ce qui a été dit plus haut, n'a aucun

sens puisque l'on compare des précisions de calculs. De plus existe-t-il deux observatoires dans le monde qui obtiennent des séries temporelles de chronométrage qui soient totalement indépendantes ? Les logiciels, donc les méthodes de calcul des résidus sont semblables, les éphémérides même si elles ne sont pas identiques sont très corrélées et les références de temps habituellement utilisées (TAI ou TT(BIPMXX)) ne sont pas non plus totalement indépendantes....Les mesures du DM sont bien souvent issues d'un même observatoire : Arécibo. Il semble donc bien que la notion d'indépendance des séries de chronométrage ne soit pas totalement vérifiée.

### **III.2.2.2 Remarques concernant la précision et l'exactitude de la détermination des paramètres a posteriori**

La mesure de l'exactitude doit faire l'objet d'un traitement particulier qui sera proposé au chapitre II.2.3. En général la notion d'exactitude est une notion qui demande un certain recul par rapport à la technique que l'on utilise. Par exemple, dans le cas des étalons primaires, cette exactitude ne résulte pas d'un calcul (mis à part la somme quadratique des incertitudes), mais plutôt d'une réflexion qui consiste à dégager tous les effets physiques susceptibles de générer des erreurs affectant la réalisation de la seconde. L'incertitude associée à chaque poste d'erreur est alors estimée, parfois empiriquement. Lorsque tous les postes d'erreurs sont affectés d'une incertitude, l'exactitude avec laquelle l'étalon considéré génère la seconde est connue. Le cas des pulsars est cependant très différent, de part le fait que l'on ne mesure pas les paramètres, comme pour la seconde avec une étalon primaire, mais qu'ils sont des produits dérivés d'un calcul qui applique une procédure de moindres carrés. On propose cependant, comme dans le cas des horloges, d'effectuer un bilan des postes d'erreurs en leur affectant une incertitude, puis de déterminer comment se propagent ces incertitudes lors du calcul des paramètres. La méthode qui permet d'observer ce comportement est détaillée un peu plus loin.

Puisque l'exactitude de la détermination des paramètres a posteriori doit être évaluée, il faut également s'assurer que le logiciel ou la méthode de calcul n'introduisent aucune incertitude supplémentaire. En particulier il faut être certain que la précision du calcul des paramètres a posteriori est bien inférieure à leur exactitude estimée empiriquement. Comme il est difficile, voire impossible, de faire des suppositions sur la propagation des incertitudes pendant le calcul, on suggère d'imposer que la précision de la détermination des paramètres soit la plus

petite possible. A cette condition, on fait l'hypothèse que la précision n'aura pas d'influence sur l'exactitude de la détermination des paramètres a posteriori, puisqu'étant négligeable devant elle. Cette condition est probablement vérifiée sur un intervalle de très longue durée, par exemple si l'on considère la totalité des observations disponibles actuellement. Certaines remarques dans l'introduction de ce chapitre avaient pour but de montrer que les incertitudes avec lesquelles on connaît actuellement les paramètres sont des incertitudes de types A. L'objet du chapitre suivant est d'essayer de quantifier cette « intuition ».

### III.2.2.3 Détermination de la précision des paramètres a posteriori

Le calcul de l'incertitude des paramètres est effectué automatiquement par le logiciel ANTIOPE. Ce calcul est effectué grâce à une « routine » tirée de l'ouvrage « Numerical Recipes » (Cognard, 1995c). Le tableau 22 ci-dessous donne les résultats concernant l'incertitude obtenue sur la période et sur les coordonnées du pulsar. La première colonne donne les dates de début et de fin des observations. Les périodes d'observations correspondantes ont été choisies au hasard de façon à avoir des nombres d'observations et des périodes d'observation qui soient les plus variés possible. La deuxième colonne donne, pour chaque période d'observation, le nombre de jours correspondant. La troisième colonne donne le nombre d'observations utilisées pour effectuer les calculs. La quatrième colonne donne l'incertitude obtenue sur  $P_0$  en  $10^{-18}$ s. La cinquième colonne donne l'incertitude obtenue sur l'ascension droite du pulsar en  $10^{-6}$  s. La sixième colonne donne l'incertitude obtenue sur la déclinaison du pulsar en  $10^{-5}$ ''.

Période d'observation	T <sub>obs.</sub> (jour)	N <sub>obs.</sub>	$\sigma(P_0)$ ( $10^{-18}$ s)	$\sigma(\alpha_0)$ ( $10^{-6}$ s)	$\sigma(\delta_0)$ ( $10^{-5}$ '' )
09/01/90~09/04/90	91	19	549273	-----	-----
01/11/89~31/01/90	92	27	225635	28535	-----
09/01/90~20/04/90	102	22	496997	-----	-----
01/11/89~15/02/90	107	30	176852	18778	-----
09/01/90~30/04/90	112	24	483238	-----	-----
01/11/89~25/02/90	117	34	111034	10607	-----
20/12/89~20/04/90	123	8	719017	-----	-----
		17	828274	-----	-----

		23	391453	64714	-----
		26	339884	56381	-----
		33	285726	47203	-----
09/01/90~15/05/90	127	29	289687	43239	87529
01/11/89~08/03/90	128	35	54816	5149	-----
22/12/88~10/05/90	140	48	942764	61402	17969
09/01/90~31/05/90	143	33	204627	29696	50429
01/01/91~27/05/91	147	52	877864	5311	-----
30/11/89~30/04/90	152	8	735448	-----	-----
		12	150267	26131	-----
		18	100526	17374	66160
		23	90956	15678	59368
		27	80134	13816	52264
		33	71562	12337	46628
		38	76498	13168	49469
09/01/90~27/06/90	170	12	172157	24030	31571
		17	160442	22329	28687
		23	139537	19348	24444
		28	116075	16030	19852
		34	89394	12350	15387
		39	80518	11131	13971
06/07/90~03/01/91	182	8	498290	27519	56270
		50	146276	7830	16861
01/11/89~23/05/90	204	8	23238	4154	16644
		53	9202	1648	6902
22/12/88~13/07/89	204	8	363869	20980	24536
		51	188056	11122	11920
08/08/90~21/03/91	226	9	76727	5676	2502
		16	72558	5341	2175
		21	66051	4850	1906
		28	54538	4005	1474
		33	50182	3687	1318
		38	56690	4162	1452
		45	46926	3442	1351

		51	44169	3234	1306
		58	42219	3093	1197
		63	42742	3139	1215
08/08/90~21/03/90	226	70	38902	2862	1155
01/11/89~08/07/90	250	8	10989	1838	5126
		63	3953	643	1550
08/07/90~08/04/91	275	11	73567	5803	1973
		16	54082	4259	1437
		24	47271	3722	1255
		34	21295	1676	874
		44	17658	1387	780
		52	14180	1109	687
		60	13001	1015	652
		72	11911	928	591
		80	10971	854	549
20/11/90~15/10/91	330	17	10127	574	1256
		28	7492	430	914
		40	6835	387	830
01/11/89~05/10/90	339	8	3873	586	679
		84	852	125	119
11/11/89~15/10/91	339	53	6117	330	791
01/11/90~15/10/91	349	64	4259	215	587
		76	3833	192	528
		89	3484	173	481
		100	3273	162	454
		111	3085	152	428
		122	2821	138	395
09/01/90~10/01/91	366	23	1605	108	243
		30	1502	100	229
		40	1288	87	193
		50	1139	76	171
		59	1129	77	166
		68	1088	74	159
		79	1007	68	147

		90	927	64	134
01/11/89~25/01/91	451	8	498	66	35
		119	157	20	15
01/11/89~06/05/91	552	8	114	14	26
		153	47	5	11
09/01/90~16/10/91	646	8	54	13	22
		12	51	10	19
		17	44	9	16
		18	46	9	16
		19	43	9	15
		20	46	10	16
		28	53	11	17
		40	49	10	15
		50	46	10	14
		60	51	10	15
		69	47	10	14
		90	43	9	13
		110	39	8	11
		127	37	8	10
		147	33	7	9
		167	29	6	9
		185	26	5	8

Tab.22 Précision des paramètres en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les obtenir

On constate que le terme qui est déterminé le plus vite avec une incertitude très petite est sans conteste la période. En effet, pour la période d'observation qui va du 09/01/90 au 15/05/90 par exemple, son incertitude relative est de  $2,9.10^{-10}$  alors qu'elle n'est que de  $6,1.10^{-7}$  pour l'ascension droite et de  $1,1.10^{-5}$  pour la déclinaison. Les paramètres  $\alpha_0$  et  $\delta_0$  exigent donc un temps d'observation plus long pour obtenir une incertitude relative qui soit du même ordre de grandeur que celle obtenue dans le cas de l'ajustement de  $P_0$ . Lorsque le temps d'observation est fixé, l'incertitude sur les paramètres dépend évidemment du nombre d'observations effectuées : plus le nombre d'observations est grand, plus l'incertitude sur les paramètres est petite. Là encore, la période du pulsar est le paramètre qui est le plus vite et le mieux



déterminé. Il n'existe cependant aucun modèle de la variation de l'incertitude en fonction du temps et du nombre d'observations. Le suivi que l'on peut effectuer du phénomène est donc forcément empirique.

A la suite de tests de différents modèles, il s'avère que celui qui représente le mieux les données obtenues dans le tableau 22 est un modèle où l'incertitude des paramètres diminue exponentiellement quand le temps et le nombre d'observations augmente. On a donc ajusté, grâce à la méthode des moindres carrés, un modèle de la forme

$$\sigma = e^{\alpha N_{obs} + \beta T_{obs} + \gamma}$$

$\sigma$  représente l'incertitude d'un paramètre,  $N_{obs}$  le nombre d'observations,  $T_{obs}$  la durée de l'observation et  $\alpha, \beta, \gamma$  des constantes. En prenant les logarithmes il vient

$$\ln \sigma = \alpha N_{obs} + \beta T_{obs} + \gamma$$

Sous forme matricielle, les équations s'écrivent alors

$$\begin{pmatrix} N_{obs}^{(1)} & T_{obs}^{(1)} & 1 \\ N_{obs}^{(2)} & T_{obs}^{(2)} & 1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ N_{obs}^{(n)} & T_{obs}^{(n)} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ln \sigma^{(1)} \\ \ln \sigma^{(2)} \\ \cdot \\ \cdot \\ \ln \sigma^{(n)} \end{pmatrix}$$

ou encore avec des notations évidentes:

$$A \cdot X = B$$

La solution des moindres carrés est alors

$$X = (A^t \cdot A)^{-1} \cdot (A^t \cdot B)$$

Les valeurs numériques des constantes sont, dans le cas du paramètre  $P_0$

$$\alpha = -0,0083637913$$

$$\beta = -0,016604596$$

$$\gamma = +14,690768$$

Dans le cas de  $\alpha_0$  et  $\delta_0$  on obtient respectivement

$$\alpha = -0,001099989$$

$$\beta = -0,014838595$$

$$\gamma = +11,926899$$

$$\alpha = -0,0096726216$$

$$\beta = -0,014120018$$

$$\gamma = +11,847952$$

Les figures 152 à 154 représentent les données du tableau 23 comparées au calcul effectué grâce à la modélisation proposée. On constate que le modèle choisi représente convenablement les données de ce tableau. Les figures 155 à 157 représentent quant à elles la modélisation de la variation de l'incertitude des paramètres  $P_0$ ,  $\alpha_0$  et  $\delta_0$  en fonction du nombre d'observations pour une durée d'observation de 120 jours. Cette durée a été choisie à titre d'exemple afin d'illustrer la variation de l'incertitude en fonction du nombre d'observations. Sur une durée beaucoup plus longue le nombre d'observations n'a plus une influence aussi importante et ses effets sont donc masqués, d'ou, peut être, l'explication de la confusion entre les incertitudes de types A et B que l'on retrouve souvent dans la littérature. On constate, compte tenu des valeurs numériques des constantes  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  qui viennent d'être calculées que, dans le cas de la période, le temps d'observation à une influence deux fois plus importante que le nombre d'observations sur l'incertitude. En d'autres termes, on peut se contenter d'observer peu si l'on observe longtemps (cas d'Arécibo). L'incertitude du paramètre  $P_0$  n'en souffre pas. Inversement, si on observe sur des durées courtes, il faut observer souvent le pulsar pour avoir

Fig.152 Variation de la précision de la période en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées

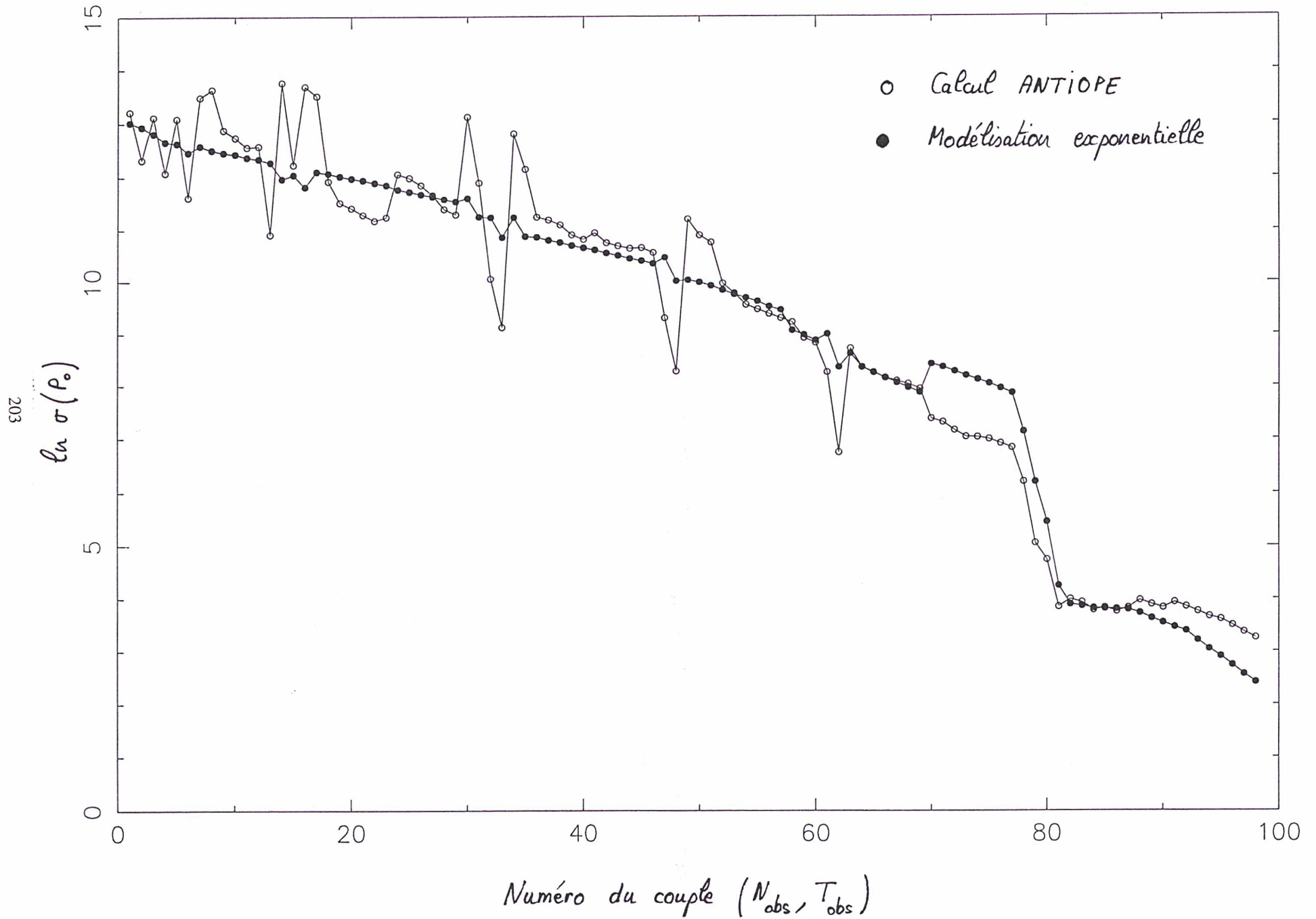


Fig.153 Variation de la précision de l'ascension droite en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées

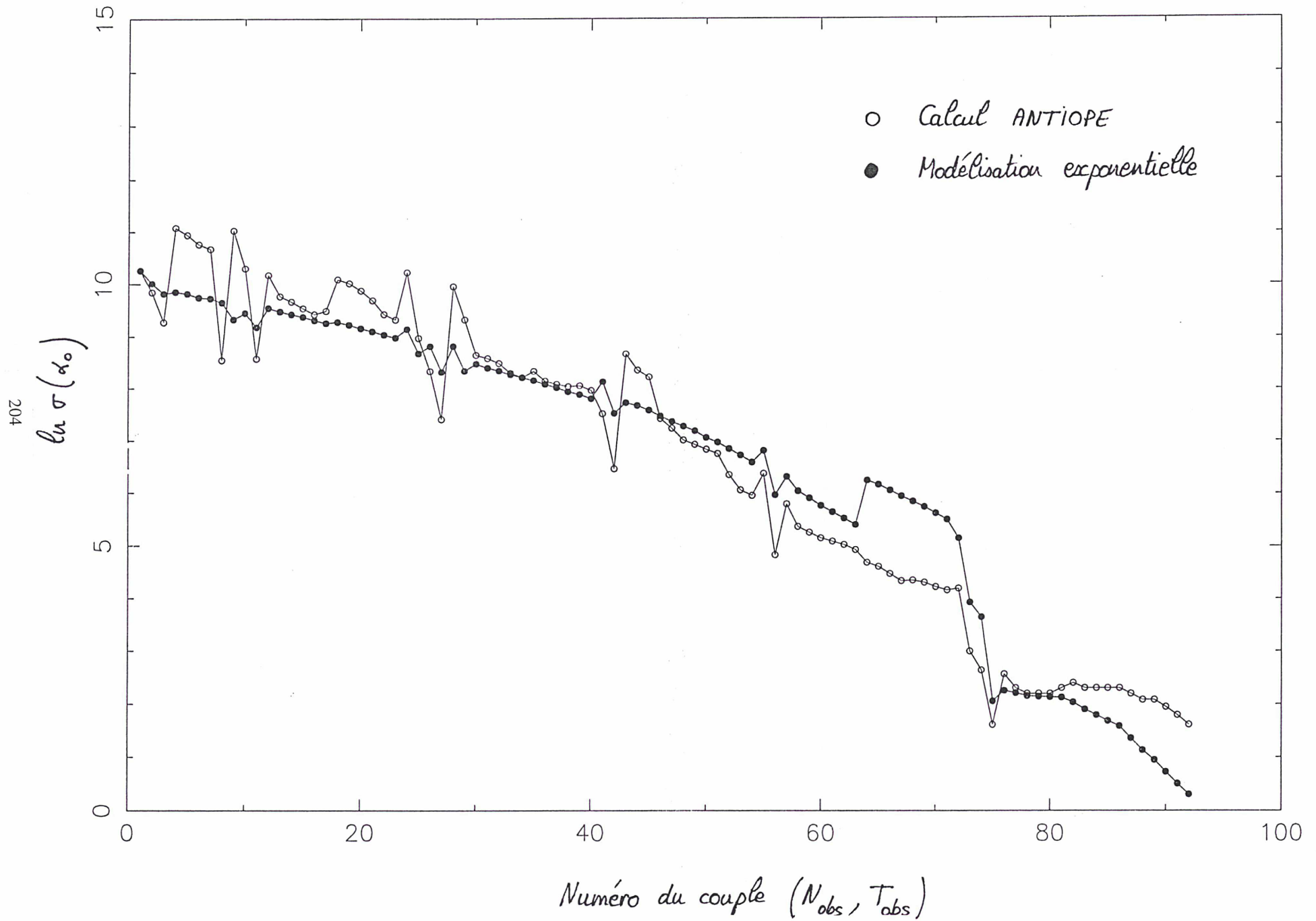
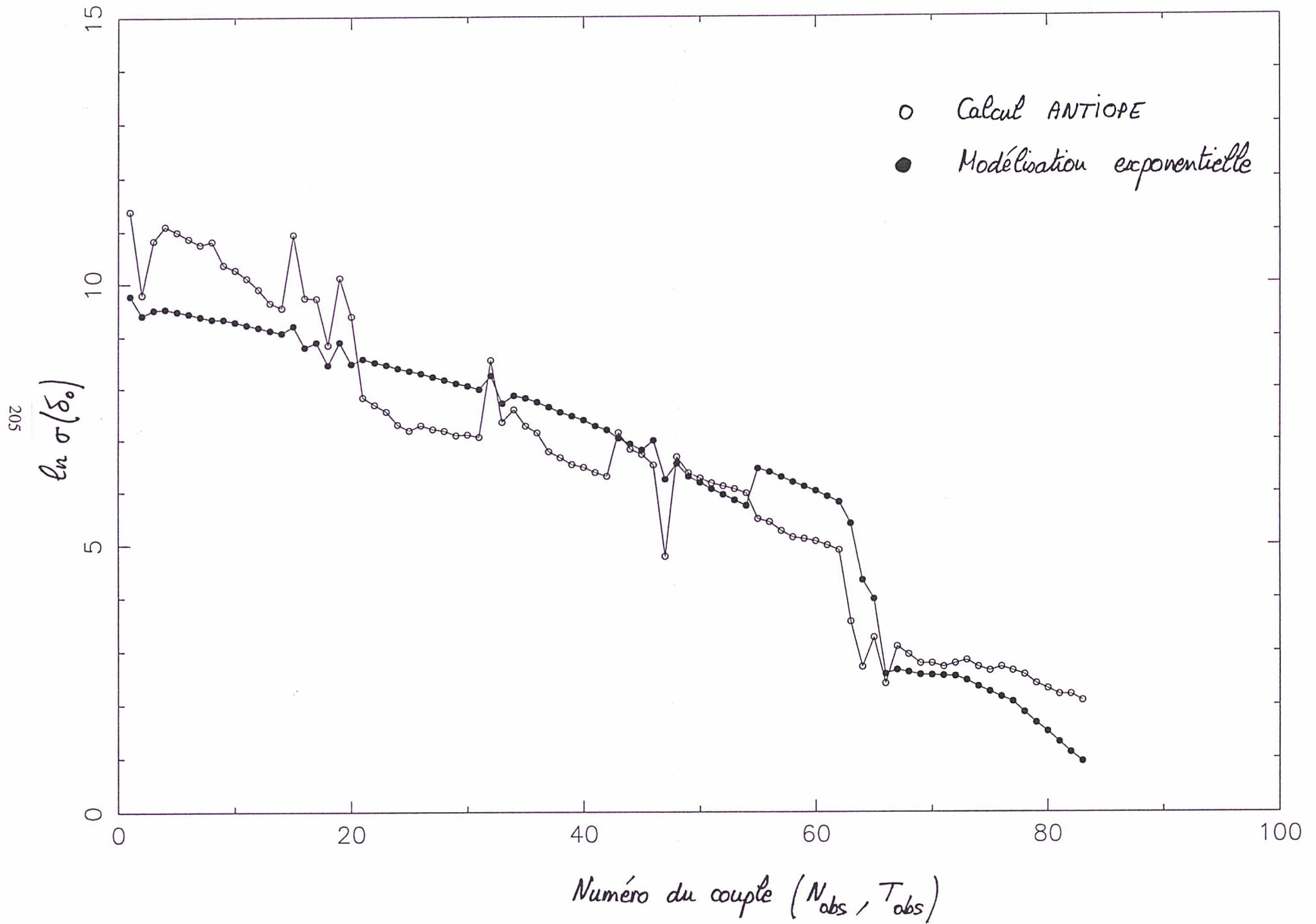


Fig.154 Variation de la précision de la déclinaison en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées



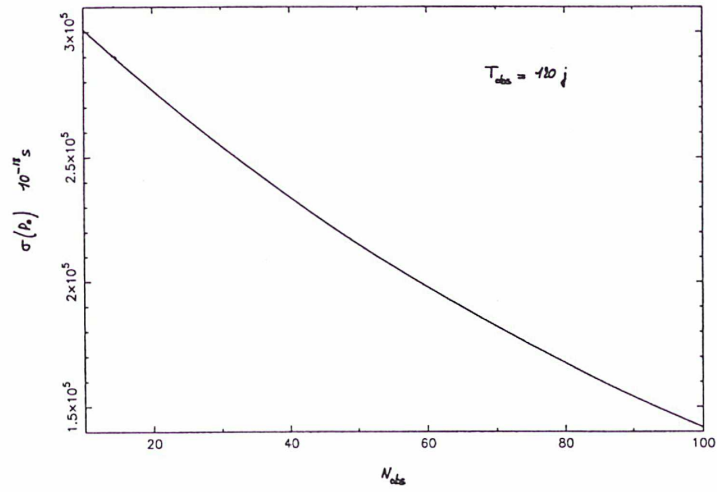


Fig. 155 Variation de la précision de la période en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation

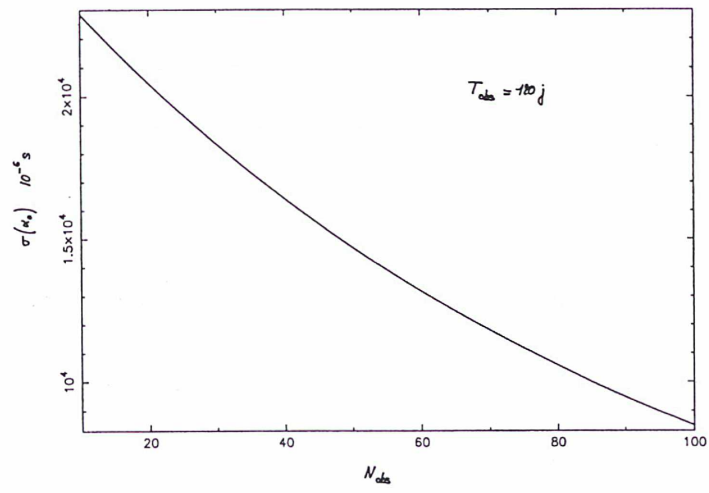


Fig. 156 Variation de la précision de l'ascension droite en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation

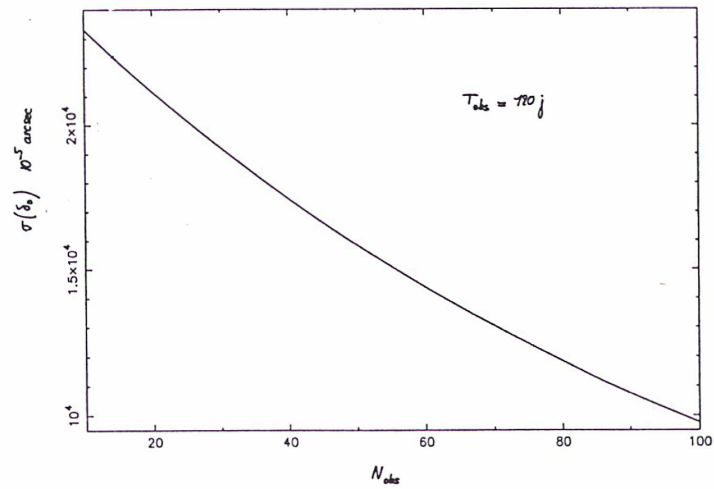


Fig. 157 Variation de la précision de la déclinaison en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation

une excellente incertitude. Le cas des paramètres astrométriques est plus simple puisque le nombre d'observation est tout aussi important que le temps passé à les obtenir. Le tableau 23 donne l'incertitude des paramètres obtenue, à partir de la modélisation, pour des nombres d'observations régulièrement espacés.

$N_{\text{obs}}$	$\sigma(P_0)$ ( $10^{-18}$ s)	$\sigma(\alpha_0)$ (mas)	$\sigma(\delta_0)$ (mas)
100	141752	127,303	97,623
150	93307	73,448	60,189
200	61418	42,376	37,109
250	40428	24,449	22,879
300	26611	14,106	14,106
350	17516	8,139	8,697
400	11530	4,696	5,362
450	7589	2,709	3,306
500	4996	1,563	2,038
550	3288	0,902	1,257
600	2165	0,520	0,775
650	1425	0,300	0,478
700	938	0,173	0,295

Tab. 23 Précision des paramètres en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation

Cet exemple, choisi à dessein, montre bien que l'incertitude de la détermination des paramètres de PSR1937+21 est variable avec la durée et le nombre des observations : c'est une caractéristique de la précision et non de l'exactitude d'une mesure. L'incertitude avec laquelle on détermine actuellement les paramètres du pulsar est cependant suffisante pour ne pas affecter l'exactitude de la détermination de ces derniers. Cette incertitude doit bien sur être considérée comme une incertitude de type A. La détermination des incertitudes de type B est plus complexe. C'est l'objet du chapitre suivant.

### III.2.3 Méthode permettant d'estimer l'exactitude des paramètres

Il convient maintenant d'estimer l'exactitude des paramètres du pulsar due aux incertitudes avec lesquelles on connaît les « paramètres d'entrée » du problème. Ces paramètres d'entrée sont tout d'abord les éphémérides de la Terre, la mesure de dispersion DM et les paramètres d'orientation de la Terre (EOP) que sont le mouvement du pôle terrestre  $(x,y)$  et le temps universel (UT1). Ces paramètres d'entrée ont une influence sur les TOA calculés. Il existe enfin deux autres paramètres d'entrée qui ont une influence sur les TOA observés : le transfert de temps et les instruments. On peut dire qu'intuitivement les contributions instrumentales jouent très certainement un rôle de tout premier ordre quant à la détermination des temps d'arrivée au radiotélescope. Ces contributions instrumentales sont de natures très différentes. On peut citer pêle-mêle la mesure de la fréquence d'arrivée, le dédisperseur, le radiotélescope lui-même...etc. Il conviendrait donc d'effectuer une étude systématique des erreurs introduites par les instruments, afin d'en déduire leur influence sur l'exactitude avec laquelle on connaît le temps d'arrivée d'une impulsion au radiotélescope. Le cas du transfert de temps est plus simple puisque son exactitude a été estimée par le LPTF (Fréon, 1992) à 54 ns ( $1\sigma$ ). Le cas des paramètres d'orientation de la Terre est également simple à régler puisque leur exactitude est connue, de l'ordre de quelques dixièmes de mas (Feissel, 1995). Concernant les éphémérides de la Terre on peut estimer que l'exactitude de la détermination de sa position  $(\alpha,\delta)$  est de l'ordre de plusieurs dizaines de mas à  $1\sigma$  (Bretagnon, 1995). Enfin, concernant la mesure de dispersion DM, son exactitude ne semble pas avoir été déterminé ni par Kaspi (Kaspi, Taylor, Ryba, 1994) ni par Cognard (Cognard et al., 1995). Il faudrait donc également effectuer la démarche nécessaire pour obtenir ce résultat qui est fondamental pour la suite du travail.

Par ailleurs, une fois connues toutes les incertitudes des paramètres d'entrée, il faut savoir comment elles se propagent lors du calcul des paramètres a posteriori du pulsar. Pour cela on propose de procéder en deux étapes. On considère tout d'abord, les uns après les autres, les paramètres d'entrée qui ont une influence sur les temps d'arrivée calculés : les éphémérides, la mesure de dispersion et les paramètres d'orientation de la Terre. Considérons par exemples les éphémérides. Comme on l'a déjà vu, la position de la Terre sur son orbite est connue avec une exactitude de quelques centaines de mètres à  $1\sigma$ . La méthode consiste alors à générer un ensemble de valeurs numériques présentant tous les types de bruits présents dans les oscillateurs, et dont les valeurs extrêmes correspondent à l'exactitude avec laquelle on connaît la position de la Terre à  $3\sigma$ . En ajoutant cet échantillon de bruits aux positions de la Terre obtenues grâce aux éphémérides, on obtient des positions dégradées, mais cependant tout



aussi « exactes » en première approximation que les positions non dégradées, puisque la dégradation introduite est comprise entre plus et moins  $3\sigma$  si  $\sigma$  représente l'écart-type de l'exactitude du paramètre considéré. [En toute rigueur, l'écart type de l'exactitude ne devrait permettre de fabriquer que l'intervalle à  $\pm 3\sigma$  autour de la valeur « vraie » du paramètre considéré, mais cette valeur « vraie » est par essence inaccessible]. On calcule alors les temps d'arrivée avec les positions dégradées et on les compare aux temps d'arrivée observés au radiotélescope. Cette comparaison va fournir des résidus d'observation, dont on va déduire une valeur de chaque paramètre. La différence entre les paramètres dégradés et ceux qui ne le sont pas donne une estimation de l'incertitude sur ces paramètres due à l'inexactitude de la position de la Terre sur son orbite. On renouvelle alors ce calcul dans le cas de la mesure de dispersion et des paramètres d'orientation de la Terre.

A ce stade les incertitudes sur les paramètres du pulsar dues aux paramètres d'entrée qui ont une influence sur les temps d'arrivée calculés seraient toutes connues. Il convient donc également d'agir sur les temps d'arrivée observés en dégradant le transfert de temps et les performances des instruments. On réitère alors le processus effectué ci-dessus. On serait alors en possession de toutes les incertitudes dues aux paramètres d'entrée. Tout le travail qui vient d'être effectué sur une seule période d'observation devrait alors être renouvelé sur un nombre suffisant de ces périodes afin d'obtenir des résultats statistiquement exploitables. Après calcul de toutes les incertitudes concernant les cinq paramètres d'entrée par la méthode qui vient d'être indiquée, l'exactitude sur les coordonnées du pulsar en découle immédiatement : c'est la somme quadratique de ces incertitudes.

### III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les études effectuées sur la stabilité du pulsar m'ont permis de démontrer, sur des données réelles de chronométrage, que l'ajustement des paramètres à la totalité des observations absorbait la référence de temps par rapport à laquelle les temps d'arrivée sont enregistrés. D'autre par, l'effet de l'ajustement des paramètres étant d'absorber les sources de bruits à basse fréquences la courbe de stabilité actuelle est encore probablement biaisée. Il est alors tout à fait concevable que la courbe de stabilité soit affectée de marche aléatoire de fréquence aux environs d'un an. Dans cette hypothèse, la stabilité du pulsar rapide PSR1937+21 serait environ deux ordres de grandeur moins bonne que celle du TAI, ou un ordre de grandeur moins bonne que celle d'une seule horloge atomique de type HP5071-A.

Par ailleurs, la fabrication d'une échelle de temps pulsar dont la stabilité serait meilleure que celle du TAI nécessiterait alors un nombre d'observations irréaliste sur le plan pratique. En conséquence, étant donné la modélisation actuelle des temps d'arrivée, la métrologie du temps ne pourrait plus être considérée comme un des objectifs scientifiques du chronométrage des pulsars millisecondes.

Dans la seconde partie de ce chapitre j'ai développé une méthode de calcul qui devrait permettre de déterminer l'exactitude des paramètres de PSR1937+21. Ces développements ont été motivés par le fait qu'aucun calcul de cette sorte n'a jamais été entrepris. Tous les résultats qui figurent dans la littérature concernent la précision de leur détermination. Or l'exactitude du raccordement des systèmes de référence par l'intermédiaire du chronométrage des pulsars ne peut reposer que sur l'exactitude des paramètres de ce chronométrage. Tant que l'exactitude de ces paramètres n'aura pas été évaluée, on ne disposera d'aucune méthode directe permettant d'apprécier le raccordement des systèmes de référence. La précision actuelle des coordonnées de PSR1937+21, à Nançay, se situe aux environs de quelques centièmes de mas. Cette précision doit être incluse dans le bilan des incertitudes qui va conduire à la détermination de l'exactitude des paramètres. Autrement dit cette valeur numérique représente un minorant de l'exactitude et non l'exactitude elle-même. C'est donc une valeur très optimiste de cette dernière.

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'objet de cette thèse était l'étude des possibilités offertes par les pulsars millisecondes en métrologie du temps.

Dans le cadre de cette étude, l'implantation d'un récepteur GPS sur le site de Nançay m'a permis d'améliorer le raccordement de l'horloge atomique à rubidium, référence de temps du radiotélescope, à l'horloge à césium de l'Observatoire de Paris, et par suite au TAI. L'analyse des comparaisons de phases de ces horloges m'a permis de montrer que le lissage de ces données devait être effectuée sur 0,1 jour, durée qui correspond à la fin du bruit des mesures provenant du GPS, plutôt que sur 24 heures, durée traditionnellement utilisée pour le traitement des données de vues communes. La validation du remplacement du système TV par le GPS a été effectuée en comparant les stabilités du rubidium obtenues par les deux systèmes, ainsi que leur application à la détermination des paramètres du pulsar rapide PSR1937+21, les écarts résultants étant compatibles avec la précision du calcul effectué par ANTIOPE. Les tentatives d'observations d'autres pulsars millisecondes n'ont malheureusement pas aboutis. Cette absence de résultat est très probablement due au fait que la phase orbitale de ces pulsars n'a pas été correctement modélisée. Il semblerait en effet que certaines observations effectuées depuis par des chercheurs du département ARPEGES, après modification des logiciels, aient été fructueuses. Le dépouillement des observations que j'ai effectué après l'implantation d'un DDS sur la voie 3 du dédisperseur en septembre 1994 a également permis de montrer l'utilité et le grande souplesse de ces synthétiseurs numériques. Les observations des signaux parasites effectuées en février et avril 1994 m'ont permis de quantifier l'écart-type des spectres obtenus au foyer du radiotélescope, et ce en présence d'un signal parasite généré par les satellites GLONASS.

Si  $T$  est la durée d'observation d'un pulsar, sa stabilité ne peut être estimée que pour des périodes de lissage inférieures à  $\frac{T}{2}$ . Il est par ailleurs connu depuis plusieurs années que l'ajustement des paramètres d'un pulsar absorbe tous les bruits à basse fréquence. En conséquence, la stabilité des pulsars à long terme peut dans certains cas être limitée à des périodes de lissage inférieures à  $\frac{T}{2}$ . A l'heure actuelle, les courbes de stabilité sont donc

encore biaisées par l'ajustement des paramètres des pulsars. L'hypothèse la plus communément admise concernant PSR1937+21 est que sa courbe de stabilité continue de montrer au-delà d'un an un bruit haute fréquence (bruit blanc, de scintillation ou à marche aléatoire de phase). Cependant, rien ne s'oppose au fait que dans quelques années, lorsque l'ajustement des paramètres n'introduira plus aucun biais dans le calcul de l'écart-type d'Allan entre un et trois ans, la stabilité des résidus de chronométrage exhibe un bruit basse fréquence à partir, pourquoi pas, d'une période de un an, comme par exemple de la marche aléatoire de fréquence. C'est cette hypothèse qui a été retenue dans la dernière partie de ce mémoire. Si elle s'avère exacte, et en admettant que la stabilité de PSR1937+21 soit représentative de celle de l'ensemble des pulsars millisecondes, la métrologie du temps ne pourrait plus être considérée comme un des objectifs scientifiques du chronométrage des pulsars millisecondes. D'autre part, il existe à l'heure actuelle une confusion dans la communauté astrophysique entre les concepts de précision et d'exactitude. Il semble en effet bien impossible de connaître la période du pulsar avec une « exactitude » de quelque  $10^{-18}$  secondes. L'ajustement de ce paramètre ainsi que de sa dérivée première absorbe, on l'a vu, toutes les sources de bruit à basses fréquences ce qui conduit probablement à une incertitude de type A de ces paramètres correspondant à la valeur numérique évoquée ci-dessus. Par ailleurs aucun auteur n'a à ce jour réussi à quantifier les incertitudes de types B, qui devraient prendre en compte tous les phénomènes physiques liés à la détection et à la mise en forme du signal pulsar. Il en va de même des coordonnées du pulsar qui ne sont certainement pas connues au niveau du centième de mas mais plutôt au niveau de quelques dixièmes de mas à un mas. La même remarque s'applique bien sûr au mouvement propre.

Les prolongements de ce travail pourraient être de deux sortes. Tout d'abord, les durées actuelles d'observation des pulsars millisecondes ne permettent pas de connaître avec certitude leur courbe de stabilité. Il conviendrait donc de continuer l'étude et l'observation de ces astres pour connaître le comportement à long terme de l'écart-type d'Allan. D'autre part, la détermination de l'exactitude des paramètres, et en particulier de la position et des mouvements propres, est fondamentale pour le raccordement des systèmes de référence. Une étude de tous les postes d'erreurs qui affectent leur détermination devrait être effectuée. Cette étude relève essentiellement d'une analyse physique du problème. Elle concerne les instruments d'observation (radiotélescope, dédispenseur, transfert de temps...), les éphémérides, le milieu interstellaire. Ces incertitudes connues, encore faudrait-il étudier la

manière dont elles se propagent pendant le calcul des paramètres. Ce n'est qu'à ce prix que l'exactitude des paramètres des pulsars pourrait être évaluée.

## LISTE DES FIGURES

- Fig.1 Variation annuelle de l'équation du temps (courbe E). Les courbes C et R en traits interrompus correspondent respectivement à l'équation du centre et à la réduction à l'équateur.....p.3
- Fig.2 En trait plein, la différence TE-TU2 en secondes, de 1680 à 1955. En trait interrompu, la partie séculaire de cette différence. En haut à gauche, la variation saisonnière du temps terrestre TU1.....p.8
- Fig.3 Différence entre TAI et UT1 depuis 1955 et l'insertion d'une seconde intercalaire pour obtenir UTC.....p.10
- Fig.4 Echantillons de fréquence d'un bruit blanc de phase.....p.19
- Fig.4<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit blanc de phase.....p.20
- Fig.5 Echantillons de fréquence d'un bruit de scintillation de phase.....p.20
- Fig.5<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit de scintillation de phase.....p.21
- Fig.6 Echantillons de fréquence d'un bruit à marche aléatoire de phase.....p.21
- Fig. 6<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit à marche aléatoire de phase.....p.22
- Fig.7 Echantillons de fréquence d'un bruit de scintillation de fréquence.....p.22
- Fig. 7<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit de scintillation de fréquence.....p.23
- Fig.8 Echantillons de fréquence d'un bruit à marche aléatoire de fréquence.....p.23
- Fig. 8<sup>bis</sup> Echantillons de phase d'un bruit à marche aléatoire de fréquence.....p.24
- Fig.9 Séquence de calcul de la variance de Allan obtenue par moyennage avec recouvrement (dans cet exemple  $\tau=3\tau_0$ ).....p.28
- Fig.10 Pente caractéristique des différents types de bruits présent dans un oscillateur.....p.30
- Fig.11 Diagramme des niveaux d'énergie des raies D<sub>1</sub> et D<sub>2</sub> du césium.....p.33
- Fig.12 Schéma de principe d'un étalon de fréquence à jet de césium.....p.34
- Fig.13 Franges de Ramsey.....p.35
- Fig.14 Comparaison de la stabilité de diverses horloges atomiques.....p.38

- Fig.15 Stabilité attendue des étalons atomiques du futur.....p.39
- Fig.16 Caractéristique des signaux de test des lignes 17, 18, 330 et 331 dans le retour de trame.....p.46
- Fig.17 Magnétosphère d'un pulsar.....p.53
- Fig.18 Position des pulsars millisecondes et des pulsars binaires dans le diagramme  $P/\dot{P}$ . Les pulsars binaires sont représentés par de petits cercles.....p.55
- Fig.19 Schéma du radiotélescope de Nançay.....p.58
- Fig.20 Dispersion du signal d'un pulsar par le milieu interstellaire.....p.60
- Fig.21 Evolution de la fréquence d'un VCO au cours du temps.....p.64
- Fig.22 Stabilité du VCO étudié.....p.64
- Fig.23 Déroulement dans le temps du balayage et fenêtres de comptage pour l'asservissement. La courbure est très exagérée.....p.66
- Fig.24 Détail d'un fichier d'asservissement.....p.68
- Fig.25 Evolution de l'asservissement au cours du temps.....p.69
- Fig.26 Distribution des pulsars dans le plan  $P/DM$ .....p.70
- Fig.27 Spectres de PSR1937+21 obtenus avec des VCO sur les voies 1,2,4 et un DDS sur la voie 3.....p.70
- Fig.28 Spectres de PSR1937+21 obtenus le 21/08/95.....p.72
- Fig.29 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 ( $\ddot{P}$  non ajusté).....p.79
- Fig.30 Résidus de chronométrage de PSR1821-24( $\ddot{P}$  non ajusté).....p.79
- Fig.31 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 ( $\ddot{P}$  ajusté).....p.80
- Fig.32 Différences de phase entre UTC(OP) et UTC(Nançay) par GPS.....p.84
- Fig.33 Résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par TV et GPS.....p.85
- Fig.34 Différences entre les mesures TV et GPS à 13h22 et 13h45.....p.85
- Fig.35 Comparaison des récepteurs GPS du BNM-LPTF.....p.86
- Fig.36 Différences de phase entre UTC(OP) et UTC(Nançay) par GPS et par TV.....p.88

Fig.37 Résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par TV et GPS.....	p.88
Fig.38 Ajustement d'une droite toute les 24h aux résidus des mesures [UTC(OP)-UTC(Nançay)] par GPS.....	p.88
Fig.39 Différences entre les mesures TV et GPS à 13h22 et 13h45.....	p.89
Fig.40 Différences entre les résidus de la figure 36 et l'ajustement de la figure 38.....	p.89
Fig.41 Historique de l'horloge à rubidium de Nançay.....	p.91
Fig.42 UTC(OP)-UTC(Nançay) par GPS (observations).....	p.95
Fig.43 UTC(OP)-UTC(Nançay) après ajustement d'une droite dont les paramètres sont approchés (« préfits »).....	p.96
Fig.44 UTC(OP)-UTC(Nançay) après ajustement de la droite des moindres carrés (« postfits »).....	p.97
Fig.45 Stabilité des résidus de la figure 44.....	p.97
Fig.46 Résidus obtenus après ajustement de segments de droite sur 24h aux données de la figure 44.....	p.98
Fig.47 Résidus obtenus après ajustement de segments de droite sur 0,1j aux données de la figure 44.....	p.99
Fig.48 Différences entre les données TV et GPS.....	p.100
Fig.49 Raccordement de l'horloge de Nançay à UTC(OP).....	p.101
Fig.50 UTC(OP)-UTC(Nançay) par TV.....	p.103
Fig.51 Résidus des données de la figure 50 après ajustement d'une droite.....	p.103
Fig.52 Comparaison de la stabilité du rubidium de Nançay raccordé à UTC(OP) par TV ou par GPS.....	p.104
Fig.53 Tentative d'observation de PSR1908+00 le 25 août 1994.....	p.108
Fig.54 Intégration des quatre voies du corrélateur.....	p.109
Fig.55 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°04/13.....	p.110
Fig.56 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°14/23.....	p.110
Fig.57 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°24/33.....	p.111



Fig.58 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°34/43.....	p.111
Fig.59 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°44/53.....	p.111
Fig.60 Intégration des quatre voies du corrélateur :cycles n°54/63.....	p.112
Fig.61 Première demi période d'observation de PSR1620-24. Seconde campagne d'observation.....	p.112
Fig.62 Seconde demi période d'observation de PSR1620-24. Seconde campagne d'observation.....	p.113
Fig.63 Premier tiers de période d'observation de PSR1713+03. Première campagne d'observation.....	p.115
Fig.64 Deuxième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Première campagne d'observation.....	p.115
Fig.65 Deuxième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Seconde campagne d'observation.....	p.115
Fig.66 Troisième tiers de période d'observation de PSR1713+03. Seconde campagne d'observation.....	p.116
Fig.67 Positions et heures d'observation des satellites GLONASS.....	p.119
Fig.68 Spectre parasité par un satellite GLONASS lors de la première série d'observations.....	p.120
Fig.69 Spectre parasité par un satellite GLONASS lors de la seconde série d'observations.....	p.121
Fig.70 Différences de phase entre le TAI et TA(NRC).....	p.128
Fig.71 Différences de phase entre le TAI et TA(F).....	p.129
Fig.72 Différences de phase entre le TAI et TA(USNO).....	p.129
Fig.73 Différences de phase entre le TAI et TA(NISA).....	p.129
Fig.74 Différences de phase entre le TAI et TA(BIPM).....	p.130
Fig.75 Différences de phase entre le TAI et EAL.....	p.130
Fig.76 Différences de phase entre le TAI et TA(PTB).....	p.130
Fig.77 Stabilité des références de temps utilisées par rapport au TAI.....	p.131
Fig.78 Effet de l'ajustement du $\ddot{P}$ sur la stabilité des résidus de PSR1937+21.....	p.132

- Fig.79 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(NRC).....p.134
- Fig.80 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(F).....p.134
- Fig.81 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(USNO).....p.135
- Fig.82 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(NISA).....p.135
- Fig.83 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(BIPM).....p.135
- Fig.84 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec EAL.....p.136
- Fig.85 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TA(PTB).....p.136
- Fig.86 Résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenus avec TAI.....p.136
- Fig.87 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TAI.....p.137
- Fig.88 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(NRC).....p.138
- Fig.89 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(PTB).....p.138
- Fig.90 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec EAL.....p.138
- Fig.91 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TT(BIPM).....p.139
- Fig.92 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(NISA).....p.139
- Fig.93 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(USNO).....p.139
- Fig.94 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenus avec TA(F).....p.140
- Fig.95 Stabilité comparées des pulsars PSR1821-24, PSR1855+09 et PSR1937+21 observés à Nançay et Arécibo.....p.140
- Fig.96 Stabilité comparées de PSR1821-24 chronométré par rapport au TAI et par rapport à PSR1937+21.....p.143
- Fig.97 Stabilité comparées de PSR1937+21 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1993.....p.144
- Fig.98 Stabilité comparées de PSR1821-24 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1993.....p.145
- Fig.99 Stabilité comparées de PSR1937+21 par rapport à diverses échelles de temps sur la période 1989/1994.....p.146

- Fig.100 Variation de la précision du chronométrage de PSR1937+21 entre 1990 et 1996.....p.151
- Fig.101 Variation de la précision du chronométrage de PSR1821-24 entre 1990 et 1996.....p.151
- Fig.102 Résidus de chronométrage de PSR1855+09 obtenus à Arécibo jusqu'en 1992.....p.154
- Fig.103 Résidus de chronométrage de PSR1855+09 obtenus à Arécibo jusqu'en 1994.....p.155
- Fig.104 Comparaison des courbes de stabilité des pulsars à celles de quelques horloges atomiques.....p.156
- Fig.105 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport au TAI avant l'ajustement des paramètres.....p.160
- Fig.106 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(PTB) avant l'ajustement des paramètres.....p.160
- Fig.107 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a EAL avant l'ajustement des paramètres.....p.161
- Fig.108 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(NISA) avant l'ajustement des paramètres.....p.161
- Fig.109 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TT(BIPM) avant l'ajustement des paramètres.....p.161
- Fig.110 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(NRC) avant l'ajustement des paramètres.....p.162
- Fig.111 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(F) avant l'ajustement des paramètres.....p.162
- Fig.112 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(USNO) avant l'ajustement des paramètres.....p.162
- Fig.113 Résidus de chronométrage de PSR1937+21 par rapport a TA(JATC) avant l'ajustement des paramètres.....p.163
- Fig.114 Différences de phase entre le TAI et TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.163
- Fig.115 Différences de phase entre le TAI et TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.164

Fig.116 Différences de phase entre le TAI et TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.164

Fig.117 Différences de phase entre le TAI et TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.164

Fig.118 Différences de phase entre le TAI et TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.165

Fig.119 Différences de phase entre le TAI et TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.165

Fig.120 Différences de phase entre le TAI et EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.165

Fig.121 Différences de phase entre le TAI et TA(PTB) obtenues par l'intermédiaire du pulsar avant l'ajustement des paramètres.....p.166

Fig.122 Différences de phase entre le TAI et TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.166

Fig.123 Différences de phase entre le TAI et TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.167

Fig.124 Différences de phase entre le TAI et TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.167

Fig.125 Différences de phase entre le TAI et TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.167

Fig.126 Différences de phase entre le TAI et TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.168

Fig.127 Différences de phase entre le TAI et EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.168

Fig.128 Différences de phase entre le TAI et TA(PTB) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.168

Fig.129 Différences de phase entre le TAI et TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres.....p.169

Fig.130 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(NISA) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.169

Fig.131 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(PTB) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.170

Fig.132 Comparaison entre les différences de phase TAI-EAL obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.170

Fig.133 Comparaison entre les différences de phase TAI-TT(BIPM) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.170

Fig.134 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(JATC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.171

Fig.135 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(NRC) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.171

Fig.136 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(F) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.171

Fig.137 Comparaison entre les différences de phase TAI-TA(USNO) obtenues par l'intermédiaire du pulsar après l'ajustement des paramètres et les résidus obtenus en ajustant le modèle de chronométrage à la référence de temps.....p.172

Fig.138 Stabilité de PSR1937+21 en fonction du temps d'observation.....p.173

Fig.139 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit blanc de fréquence.....p.174

Fig.140 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit de scintillation de fréquence.....p.174

Fig.141 Comparaison de la stabilité des résidus simulés à la stabilité de PSR1937+21. A long terme les résidus simulés exhibent du bruit à marche aléatoire de fréquence.....p.175

Fig.142 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit blanc de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation.....p.175

Fig.143 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit de scintillation de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation.....p.176

Fig.144 Stabilité des résidus simulés montrant du bruit à marche aléatoire de fréquence à long terme en fonction du temps d'observation.....p.176

Fig.145 Stabilité des résidus de chronométrage avant l'ajustement des paramètres.....p.178

Fig.146 Stabilité des résidus de chronométrage par rapport à différentes références de temps avant l'ajustement des paramètres.....p.181

Fig.147 Stabilité des résidus de chronométrage par rapport à différentes références de temps avant l'ajustement des paramètres. Les paramètres sont calculés par rapport à chacune des références de temps considérées.....p.184

Fig.148 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : début des observations le 22 décembre 1988.....p.187

Fig.149 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1937+21 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : fin des observations le 09 décembre 1994.....p.188

Fig.150 Stabilité des résidus de chronométrage de PSR1821-24 obtenue en fonction de la durée d'observation utilisée pour calculer les paramètres : début des observations le 8 janvier 1992.....p.190

Fig.151 Courbe de stabilité comparée de PSR1821-24 et de PSR1937+21.....p.191

Fig.152 Variation de la précision de la période en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées.....p.203

Fig.153 Variation de la précision de l'ascension droite en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées.....p.204

Fig.154 Variation de la précision de la déclinaison en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées.....p.205

Fig.155 Variation de la précision de la période en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation.....p.206

Fig.156 Variation de la précision de l'ascension droite en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation.....p.207

Fig.157 Variation de la précision de la déclinaison en fonction du nombre d'observation pour 120 jours d'observation.....p.208

## LISTE DES TABLEAUX

- Tab.1 Les différents types de bruits du modèle en lois de puissances.....p.17
- Tab.2 Effets systématiques et incertitudes en valeurs relatives et en unités de  $10^{-14}$  à puissance micro-onde optimale.....p.25
- Tab.3 Estimation de l'exactitude de la liaison LPTF/CNES.....p.26
- Tab.4 Résultats théoriques donnés par la variance de Allan pour les différents types de bruits.....p.30
- Tab.5 Valeurs typiques des caractéristiques de différents étalons de fréquence, basées sur des considérations empiriques et sur les spécifications des constructeurs  
Cs haute performance: HP5071A op.001; performance standard: HP5071A et FTS4040.....p.37
- Tab.6 Performances de quelques étalons primaires de laboratoire.....p.37
- Tab.7 Estimation de l'exactitude de la liaison LPTF/Nançay.....p.90
- Tab.8 Sauts de phase subit par l'horloge à rubidium de Nançay.....p.92
- Tab.9 Fichier de données GPS.....p.93
- Tab.10 Comparaison entre les paramètres de PSR1937+21 obtenus avec le GPS ou la Télévision.....p.102
- Tab.11 Tableau des paramètres des pulsars millisecondes.....p.105
- Tab.12 Résultats de la première série d'observation des satellites GLONASS.....p.121
- Tab.13 Résultats de la seconde série d'observation des satellites GLONASS.....p.123
- Tab.14 Synthèse des observations des satellites GLONASS.....p.124
- Tab.15 Paramètres (« postfit ») de PSR1937+21 obtenus avec différentes références de temps et toutes les observations disponibles.....p.148
- Tab.16 Paramètres (« postfit ») de PSR1821-24 obtenus avec différentes références de temps et toutes les observations disponibles.....p.149
- Tab.17 Paramètres du pulsar PSR1855+09.....p.153

Tab.18 Paramètres (« postfit ») de PSR1937+21 obtenus avec différentes références de temps sur les trois premières années d'observations. Les paramètres à priori ont été recalculés en fonction des références de temps correspondantes.....p.183

Tab.19 Paramètres (« postfit ») de PSR1937+21 calculés sur des périodes d'observation variables commençant toutes le 22/12/1988 avec TAI comme référence de temps.....p.186

Tab.20 Paramètres (« postfit ») de PSR1937+21 calculés sur des périodes d'observation variables se finissant toutes le 09/12/1994 avec TAI comme référence de temps.....p.189

Tab.21 Paramètres (« postfit ») de PSR1821-24 calculés sur des périodes d'observation variables commençant toutes le 08/01/1992 avec TAI comme référence de temps.....p.192

Tab.22 Précision du calcul de la période de PSR1937+21 en fonction du nombre d'observation et du temps passé à les effectuées.....p.197

Tab.23 Précision du calcul de la période de PSR1937+21 en fonction du nombre d'observation effectuées en 120 jours.....p.207



## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Arias, E., F., Thèse de Doctorat de l'Observatoire de Paris, 1990
- Ashby, N., IEEE, Vol.43, n°4, August 1994
- Astronomical Society of the Pacific, Millisecond pulsars : a decade of surprise, Aspen Colorado, Edited by Fruchter, Tavani, Backer, 1994
- Azoubib, J., Granveaud, M., Guinot, B., Metrologia, 13, 1977
- Backer, D., C., Kulkarni, S., R., Heiles, C., Davis, M., M., Goss, W., M., Nature, 300, 1982
- Backer, D., C., Hellings, R., W., University of California, Berkeley Radio Astronomy Laboratory, 1986
- Bartel, N., Cappallo, R., Whitney, A., Chandler, J., Ratner, M., Shapiro, I., Tang, G., Workshop, on impact of pulsar timing on relativity and cosmology, Berkeley, 1990
- Bauch, A., Dorenwendt, K., Fisher, B., Heindorff T., Muller, E., Schroder, R., IEEE Transactions on instrumentation and measurement, Vol.IM-36, n°2, 1987
- Bauch, A., de Boer, H., Fischer, B., Heindorff, T., Schroeder, R., IEEE Transactions, 40, n°2, 1991
- Belkhalfi-Bouزيد, S., Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, 1992
- Besson, R., Toute l'électronique, 513, 77, 1986
- BIPM, Rapport sur l'évaluation de l'incertitude de datation à Nançay pour le chronométrage des pulsars, G., Petit, 1991
- BIPM, Rapport 93/6, 1993
- BIPM, Annual Report, 7, 1994
- Brandenberger, M., H., Actes du 61<sup>ème</sup> Congrès de la Société Suisse de Chronométrie, 1976
- Bretagnon, P., Communication personnelle, 1995
- Canal, R., Schatzman, E., Astron. Astrophys., 229, 1976
- Capitaine, N., Cours du DEA de l'observatoire de Paris, 1992

CCDS, Rapport du Comité Consultatif pour la Définition de la Seconde au Comité International des Poids et Mesures ( 9<sup>ième</sup> session), 1980

Clairon, A., Salomon, C., Guellati, S., Phillips, W., Europhys. Lett., 16, 165, 1991

Clairon, A., Laurent, P., Nadir, A., Drewsen, M., Grison, D., Lounis, B., Salomon, C., Proc. 6<sup>th</sup> EFTF, 1992

Clairon, A., Ghezali, S., Santarelli, G., Laurent, P., Lea, S., N., Bahoura, M., Simon, E., Weyers, S., Szymaniec, K., Proceedings of the 5<sup>th</sup> Symp. On freq. Stds and metrology, 1995b

Clairon, A., Laurent, P., Santarelli, G., Ghezali, S., Lea, S., Bahoura, M., IEEE Transactions on instrumentation and measurement, Vol 44, n°2, 1995b

Cognard, I., thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1993

Cognard, I., Communication personnelle, 1994

Cognard I., Bourgois G., Lestrade J. F., Biraud F., Aubry D., Darchy B., Drouhin J., P., Astron. Astrophys. 296, 1995a

Cognard, I., Communication personnelle, 1995b

Cognard, I., Communication personnelle, 1995c

Danjon, A., Astronomie générale, Edition Sennac, Paris, 1959

Davis, M., M., Taylor, J., H., Weisberg, J., M., Backer, D., C., Nature, 315, 1985

De Clercq, E., 1996, Communication personnelle

Deich, W., T., S., Middleditch, J., Anderson, S., B., Kulkarni, S., R., Prince, T., A., Ap. J. letters, 410, 1993

Delcourt, J. J., Astronomie et mesure du temps, Masson éd., 1982

Drullinger, R., Glaze, D., Lowe, J., Shirley, J., IEEE Transactions on instrumentation and measurement, Vol. 40, n°2

Fairhead, L., Thèse de Doctorat de l'Observatoire de Paris, 1989

Fairhead, L., Bretagnon, P., Astron. Astrophys., 229, 240-247, 1990

Feissel, M., Communication personnelle, 1995

FORTEF, Formation Temps et Fréquence. Centre de formation continue de l'ENSMM, 1994

Fréon, G., Forum Pulsar, Observatoire de Paris, 1992

Friedelance, P., Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1994

Friedelance, P., Veillet, C., *Metrologia*, 32, 1995

Fruchter, A., S., Stinebring, D., R., Taylor, J., H., *Nature*, 333, 1988

Ginat, M., Thèse de la faculté des sciences de l'Université de Paris, 1966

Granveaud, M., *Echelles de temps atomique*, Edition Chiron, Paris, 1987

Guinot, B., *Celest. Mech.*, 38, 155-161, 1986

Guinot, B., in *Reference Frames*, 351-415, 1988a

Guinot, B., *Astron. Astrophys.*, 192, 370-373, 1988b

Guinot, B., Seidelmann, P., *Astron. Astrophys.*, 194, 304-308, 1988

Guinot, B., Petit, G., *Astron. Astrophys.*, 248, 1991

Hellings, R., W., *Astron. J.*, 91, 650, 1986

Hewish, A., Bell, S., J., Pilkington J., D., H., Scott, P., F., Collin, R., A., *Nature*, 217, 1968

Hulse, R., A., Taylor, J., H., *Ap. J. letters*, 195, 1975

Juompan, B., Thèse de Doctorat de l'Observatoire de Paris, 1994

Kaspi, V., *Millisecond Pulsars : A decade of surprise*, ASP conference series, 72, 1995

Kaspi V., Taylor, J., H., Ryba, M., F., *Ap. J.*, 428, 1994

Kastler, A., *J. Phys.Rad.*, 11, 155, 1950

Kovalevsky, J., Mueller, I., Kolaczek, B., *Reference Frames in astronomy and geophysics*, Kluwer Academic Publishers, 1988

Krauss, J., D., *Radio Astronomy*, Cygnus-Quasar Books

Lee, W., D., Shirley, J., H., Lowe, J., P., Drullinger, R., E., *IEEE Transactions*, 44, n°2, 1995

Lewandovsky, W., Thomas, C., *Proceedings of the IEEE*, 79, n°7, 1991

Lewis, L., *Proceedings of the IEEE*, Vol.79, n°7, 1991

LPTF, Complément Européen au Global Positioning System: Transport d'un récepteur GPS entre le LPTF et le CNES. Description préliminaire du traitement des données temps de l'expérimentation CE-GPS, 1992

LPTF, Rapport annuel, 1993

LPTF, Rapport sur l'étude de la synchronisation des stations LPTF/CNES, 1993

Lyne, A., G., Brinklow, A., Middleditch, J., Kulkarni, S., R., Backer, D., C., Clifton, T., R.,  
Nature, 328, 1987

Lyne, A., G., Graham-Smith, F., Pulsar astronomy, Cambridge University Press, 1990

Markowitz et al., Phys.Rev. Letters, 1, 105, 1958

McCarthy, D., Proceedings of the IEEE, Vol. 79, n°7, 1991

Meyer, F., Vernotte, F., Vincent, M., Bulletin BNM, 90, 1992

Newcomb, A. P. A. E., 6, part1, 1895

Nougier, J. P., Méthodes de calcul numérique, Edition Masson, Paris, 1989

Oppenheimer, J., Volkoff, G., M., Phys., Rev., 55, 1939

Parcelier, P., Fréon, G., Comptes rendus Colloque Int. URSI, Mesures Télécom., 264, 1977

Petit, G., Tavella, P., Thomas, C., Proceedings of the 6<sup>th</sup> EFTF, 1992

Petit, G., Thomas, C., Tavella, P., Proceedings of the 24<sup>th</sup> PTTI, 1992

Petit, G., Thèse de Doctorat de l'Observatoire de Paris, 1994

Petit, G., Tavella, P., Astron. Astrophys., 1996, in press

Press, W., H., Teukolsky, S., A., Vetterling, W., T., Flannery, B., P., Numerical Recipes,  
Cambridge University Press

Ptacek, V., Bull. Astron. Inst. Czechosl., 29, 1978

Quinn, T., Proceedings of the IEEE, Vol. 79-7, July 1991

Rutman, J., Proceedings of the IEEE, Vol. 66, n°9, 1048-1075, 1978

Rovera, G. D., de Clercq, E., Clairon, A., Bulletin BNM, n°95, 3-9, 1994

Ryba, M., F., Thèse de l'Université de Princeton, 1991

Ryba, M., F., Taylor, J., H., Ap. J., 371, 1991

Segelstein, D.J., Rawley, L., A., Stinebring, D., R., Fruchter, A., S., Taylor, J., H., Nature,  
322, 1986

Soffel, M., Cours du DEA de l'observatoire de Paris, 1992

Spencer Jones, H., Ann. Cape Obs., Vol. 13, 1932

Spencer Jones, H., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., Vol. 99, 541-558, 1939

Stoyko, N., Comptes rendus de l'Académie des Sciences, Vol.103, 1936

Tavella, P., Thomas, C., Metrologia, 28, 1991

Tavella, P., Premoli, A., Metrologia, 30, 1994

Taylor, J., H., Fowler, L., A., Mc Culloch, P., M., Nature, 277, 1979

Taylor, J., H., Berkeley Workshop on Pulsar Timing, 1990

Taylor, J., H., Manchester, R., N., Lyne, A., G., Ap. J. Sup. Series, 88, 1993

Tolman, J., Ptacek, V., Soucek, A., Stecher, R., IEEE Transactions, 247, 1967

Uhrich, P., Rapport BNM-LPTF du 15/2/95

Vernotte, F., Thèse de Doctorat de l'Université de Franche-Comté, 1991

Vessot, R., Mattison, E., Levine, M., Walworth, R., 24<sup>th</sup> Annu. PTTI Applications and Planning Meeting, 1992

Wolszczan, A., Ap. J. letters, 410, 1993

## **ANNEXE**

RESULTATS DE LA PREMIERE SERIE D'OBSERVATIONS

n° SCAN	Nb cycles	n° DAC	n° cycles	n° Batterie	$\sigma$	$\bar{x}$
4812	36	810	1-6	1	0.193	0.029
				2	0.084	-0.004
				3	0.051	-0.002
				4	0.058	-0.002
		811	7-12	1	0.404	-0.034
				2	0.044	0.002
				3	0.068	0.008
				4	0.050	0.002
		812	13-18	1	0.810	-0.051
				2	0.055	0.004
				3	0.157	0.023
				4	0.052	0.004
		813	19-24	1	0.757	-0.077
				2	0.101	-0.012
				3	0.165	-0.027
				4	0.091	-0.012
		814	25-30	1	1.411	0.177
				2	0.121	-0.019
				3	0.175	-0.025
				4	0.117	-0.017
		815	31-36	1	0.425	0.048
				2	0.411	0.030
				3	0.887	0.071
				4	0.691	0.059
4813	29	816	1-6	1	0.127	-0.001
				2	0.176	-0.011
				3	0.130	-0.006
				4	0.177	-0.011
		817	7-12	1	0.069	0.002
				2	0.113	0.011
				3	0.071	0.000
				4	0.119	0.010
		818	13-18	1	0.068	0.001
				2	0.038	-0.001
				3	0.069	-0.002
				4	0.037	-0.001
		819	19-24	1	0.075	0.001
				2	0.079	0.006
				3	0.074	-0.003
				4	0.086	0.006
		820	25-29	1	0.063	-0.003

				2	0.075	-0.002
				3	0.060	-0.003
				4	0.089	0.001
4814	29	821	1-6	1	0.047	-0.001
				2	0.077	-0.002
				3	0.070	0.008
				4	0.051	-0.002
		822	7-12	1	0.039	0.001
				2	0.048	-0.001
				3	0.044	0.002
				4	0.051	0.003
		823	13-18	1	0.043	0.001
				2	0.038	0.000
				3	0.098	0.006
				4	0.073	0.004
		824	19-24	1	0.041	0.000
				2	0.043	-0.002
				3	0.043	-0.002
				4	0.047	-0.001
		825	25-29	1	0.043	0.001
				2	0.050	0.001
				3	0.054	-0.004
				4	0.073	0.008
4815	29	826	1-6	1	0.054	-0.001
				2	0.058	0.000
				3	0.049	0.004
				4	0.143	0.014
		827	7-12	1	0.040	0.000
				2	0.051	0.000
				3	0.084	0.009
				4	0.320	0.049
		828	13-18	1	0.045	0.000
				2	0.039	0.000
				3	0.158	-0.016
				4	0.180	-0.018
		829	19-24	1	0.037	-0.001
				2	0.040	0.000
				3	0.095	-0.004
				4	0.431	-0.042
		830	25-29	1	0.051	0.001
				2	0.077	-0.001
				3	0.853	-0.050
				4	0.105	-0.007
4846	53	831	1-6	1	0.204	-0.010
				2	0.620	0.071
				3	0.052	-0.001
				4	0.100	0.009



		832	7-12	1	0.499	0.049
				2	0.798	0.100
				3	0.077	-0.001
				4	0.084	0.007
		833	13-18	1	1.222	0.242
				2	1.649	0.323
				3	0.183	0.025
				4	0.402	0.085
		834	19-24	1	2.321	-0.978
				2	2.675	-1.511
				3	0.824	-0.108
				4	1.182	-0.253
		835	25-30	1	0.129	-0.010
				2	0.301	0.020
				3	0.043	0.000
				4	0.076	-0.008
		836	31-36	1	0.165	0.007
				2	0.127	0.008
				3	0.038	-0.001
				4	0.057	-0.002
		837	37-42	1	0.453	-0.011
				2	0.250	0.001
				3	0.042	0.000
				4	0.043	-0.003
		838	43-48	1	0.186	-0.001
				2	0.154	0.005
				3	0.048	-0.001
				4	0.047	-0.002
		839	49-53	1	0.166	0.013
				2	0.195	0.002
				3	1.155	0.099
				4	0.942	0.106
4847	30	840	1-6	1	0.431	-0.007
				2	0.214	0.005
				3	0.608	-0.044
				4	0.131	-0.011
		841	7-12	1	0.202	-0.008
				2	0.428	-0.001
				3	0.041	-0.001
				4	0.057	-0.005
		842	13-18	1	0.316	0.022
				2	0.398	0.008
				3	0.047	0.003
				4	0.049	0.004
		843	19-24	1	0.554	-0.045
				2	0.283	0.011
				3	0.077	-0.007

				4	0.040	0.001
		844	25-30	1	0.277	-0.015
				2	0.196	0.001
				3	0.043	0.001
				4	0.055	0.005
4848	29	845	1-6	1	0.040	0.000
				2	0.074	0.003
				3	0.037	0.000
				4	0.043	0.001
		846	7-12	1	0.046	-0.001
				2	0.044	0.001
				3	0.350	0.029
				4	0.338	0.032
		847	13-18	1	0.040	0.001
				2	0.043	0.001
				3	0.430	-0.036
				4	0.197	-0.019
		848	19-24	1	0.038	0.000
				2	0.037	0.000
				3	0.236	-0.020
				4	0.047	0.001
		849	25-29	1	0.058	-0.002
				2	0.050	0.000
				3	0.052	0.000
				4	0.051	-0.002
4849	29	850	1-6	1	0.044	0.002
				2	0.188	-0.012
				3	0.045	-0.002
				4	0.151	-0.016
		851	7-12	1	0.038	0.000
				2	0.060	0.00
				3	0.047	0.003
				4	0.114	-0.012
		852	13-18	1	0.041	0.000
				2	0.041	-0.001
				3	0.067	0.000
				4	0.325	-0.016
		853	19-24	1	0.037	0.000
				2	0.039	0.000
				3	0.120	-0.003
				4	0.312	0.011
		854	25-29	1	0.044	0.001
				2	0.055	-0.001
				3	0.068	0.007
				4	0.153	-0.008

RESULTATS DE LA SECONDE SERIE D'OBSERVATIONS

n° SCAN	Nb cycles	n° DAC	n° cycles	n° Batterie	$\sigma$	$\bar{x}$
6045	53	675	1-6	1	0.143	0.005
				2	0.206	-0.017
				3	0.042	-0.001
				4	0.043	-0.001
		676	7-12	1	0.076	-0.002
				2	0.084	0.007
				3	0.040	0.001
				4	0.052	-0.003
		677	13-18	1	0.064	0.000
				2	0.067	0.000
				3	0.042	0.000
				4	0.050	-0.003
		678	19-24	1	0.105	-0.005
				2	0.191	0.019
				3	0.040	0.000
				4	0.098	-0.007
		679	25-30	1	0.084	-0.001
				2	0.180	-0.016
				3	0.050	0.001
				4	0.072	-0.001
		680	31-36	1	0.467	-0.003
				2	0.228	-0.009
				3	0.039	0.000
				4	0.039	0.001
		681	37-42	1	0.216	0.020
				2	0.147	0.001
				3	0.049	-0.003
				4	0.040	0.000
		682	43-48	1	0.112	-0.010
				2	0.219	0.015
				3	0.038	0.001
				4	0.042	-0.003
		683	49-53	1	0.084	0.006
				2	0.420	-0.039
				3	0.040	0.000
				4	0.052	0.005
6046	30	684	1-6	1	0.425	0.031
				2	0.646	-0.036
				3	0.056	0.005
				4	0.097	-0.010

		685	7-12	1	1.584	0.168
				2	0.502	0.015
				3	0.220	0.026
				4	0.066	0.006
		686	13-18	1	1.170	-0.141
				2	0.225	-0.003
				3	0.163	-0.019
				4	0.041	0.000
		687	19-24	1	0.513	0.046
				2	0.200	-0.001
				3	0.069	0.007
				4	0.038	0.000
		688	25-30	1	1.112	-0.095
				2	0.184	0.004
				3	0.137	-0.016
				4	0.046	0.002
6047	29	689	1-6	1	0.039	0.002
				2	0.044	0.001
				3	0.042	0.001
				4	0.051	0.000
		690	7-12	1	0.060	-0.001
				2	0.041	0.000
				3	0.036	0.000
				4	0.039	-0.001
		691	13-18	1	0.036	0.000
				2	0.051	0.001
				3	0.038	0.000
				4	0.045	-0.001
		692	19-24	1	0.043	0.000
				2	0.042	0.001
				3	0.043	0.000
				4	0.039	0.000
		693	25-29	1	0.047	0.001
				2	0.042	0.000
				3	0.044	-0.002
				4	0.041	-0.001
6048	24	694	1-6	1	0.044	0.002
				2	0.044	0.001
				3	0.066	0.004
				4	0.144	-0.012
		695	7-12	1	0.045	-0.001
				2	0.041	0.001
				3	0.279	0.006
				4	0.331	-0.011
		696	13-18	1	0.044	0.000
				2	0.039	0.000
				3	0.509	0.015

				4	0.159	0.002
		697	19-24	1	0.042	0.001
				2	0.044	0.000
				3	1.171	-0.131
				4	0.291	-0.015
6090	21	698	1-6	1	0.916	-0.106
				2	0.588	-0.004
				3	0.108	-0.011
				4	0.052	0.000
		699	7-12	1	2.057	-0.224
				2	1.649	-0.048
				3	0.193	-0.019
				4	0.100	-0.004
		700	13-18	1	0.536	-0.026
				2	1.487	0.169
				3	0.041	0.000
				4	0.174	0.028
		701	19-21	1	1.594	0.152
				2	1.092	0.051
				3	0.287	0.027
				4	0.137	0.012
6091	31	702	1-6	1	0.342	-0.001
				2	0.133	-0.003
				3	0.046	-0.002
				4	0.052	-0.003
		703	7-12	1	0.185	-0.006
				2	0.133	0.000
				3	0.115	-0.003
				4	0.062	-0.001
		704	13-18	1	0.230	-0.001
				2	0.309	-0.008
				3	0.044	0.003
				4	0.081	0.005
		705	19-24	1	0.309	-0.010
				2	0.533	0.009
				3	0.062	-0.004
				4	0.101	-0.003
			25-31	1	0.081	0.003
				2	0.089	0.001
				3	0.046	0.000
				4	0.113	-0.003
6092	28	707	1-6	1	0.043	0.001
				2	0.043	0.001
				3	0.143	0.013
				4	0.084	-0.009
		708	7-12	1	0.041	0.000
				2	0.040	0.001

				3	0.084	-0.005
				4	0.163	0.018
		709	13-18	1	0.040	0.000
				2	0.039	0.000
				3	0.042	-0.001
				4	0.261	0.030
		710	19-24	1	0.041	0.000
				2	0.044	0.000
				3	0.081	-0.006
				4	0.298	-0.030
		711	25-28	1	0.054	0.001
				2	0.048	-0.001
				3	0.080	0.005
				4	0.054	0.003
6093	45	712	1-6	1	0.047	-0.001
				2	0.058	-0.002
				3	0.047	0.003
				4	0.078	-0.001
		713	7-12	1	0.040	-0.001
				2	0.038	0.000
				3	0.070	-0.002
				4	0.177	-0.005
		714	13-18	1	0.040	0.001
				2	0.037	0.001
				3	0.044	0.001
				4	0.052	-0.001
		715	19-24	1	0.040	0.000
				2	0.039	0.000
				3	0.057	-0.001
				4	0.160	0.009
		716	25-30	1	0.049	0.002
				2	0.041	0.000
				3	1.372	-0.076
				4	0.839	-0.033
		717	31-36	1	0.032	0.000
				2	0.042	-0.001
				3	0.047	0.001
				4	0.126	0.005
		718	37-42	1	0.044	0.000
				2	0.044	0.000
				3	0.055	0.000
				4	0.068	0.001
		719	43-45	1	0.078	-0.001
				2	0.074	-0.002
				3	0.167	0.003
				4	0.119	-0.003
6131	25	720	1-6	1	0.325	-0.039

				2	0.152	-0.002
				3	0.040	0.001
				4	0.051	-0.001
		721	7-12	1	0.169	0.015
				2	0.119	-0.004
				3	0.043	-0.002
				4	0.089	-0.003
		722	13-18	1	0.132	0.007
				2	0.226	0.001
				3	0.038	0.001
				4	0.056	-0.004
		723	19-25	1	0.411	0.007
				2	0.539	0.010
				3	0.040	0.001
				4	0.083	0.007
		724	1-6	1	0.169	-0.010
				2	0.074	-0.001
				3	0.925	0.016
				4	0.069	0.005
6133	46	725	1-6	1	0.038	0.000
				2	0.043	0.001
				3	0.043	0.000
				4	0.043	0.000
		726	7-12	1	0.037	0.001
				2	0.039	0.001
				3	0.044	0.000
				4	0.044	0.001
		727	13-18	1	0.048	-0.001
				2	0.040	0.000
				3	0.044	0.000
				4	0.038	0.001
		728/729	19-24	1	0.039	0.000
				2	0.050	-0.001
				3	0.039	0.001
				4	0.037	0.000
		730	25-30	1	0.041	0.000
				2	0.039	0.001
				3	0.038	0.000
				4	0.041	-0.001
		731	31-36	1	0.039	0.001
				2	0.069	-0.002
				3	0.038	0.001
				4	0.038	0.001
		732	37-42	1	0.044	0.001
				2	0.039	0.001
				3	0.037	0.001
				4	0.043	0.001

		733	43-46	1	1.335	0.047
				2	1.026	0.109
				3	1.441	0.126
				4	1.314	0.143
6134	25	734	1-6	1	0.041	0.001
				2	0.044	-0.001
				3	0.194	0.026
				4	0.177	0.022
		735	7-12	1	0.066	-0.001
				2	0.062	-0.002
				3	0.058	0.004
				4	0.164	0.022
		736	13-18	1	0.053	-0.001
				2	0.039	0.000
				3	1.134	0.017
				4	0.717	0.112
		737	19-25	1	0.035	0.000
				2	0.038	0.000
				3	0.042	-0.002
				4	0.039	0.001
6172	23	738	1-6	1	0.488	0.029
				2	0.260	0.011
				3	0.274	0.025
				4	0.064	-0.002
		739	7-12	1	0.082	0.003
				2	0.216	0.005
				3	0.044	0.000
				4	0.045	-0.001
		740	13-18	1	0.069	0.002
				2	0.058	0.001
				3	0.039	0.001
				4	0.040	0.000
		741	19-23	1	0.092	0.003
				2	0.093	0.003
				3	0.046	0.001
				4	0.056	0.002
6173	25	742	1-6	1	0.120	0.001
				2	0.123	0.002
				3	0.041	0.000
				4	0.055	0.000
		743	7-12	1	0.078	0.003
				2	0.079	-0.001
				3	0.040	0.003
				4	0.050	0.000
		744	13-18	1	0.118	0.005
				2	0.077	-0.001
				3	0.038	-0.001



				4	0.046	-0.002
		745	19-25	1	0.100	0.006
				2	0.081	0.000
				3	0.045	0.003
				4	0.039	0.002
6174	26	746	1-6	1	0.047	0.000
				2	0.043	0.001
				3	0.080	0.000
				4	0.058	0.000
		747	7-12	1	0.043	-0.001
				2	0.051	0.001
				3	0.046	0.000
				4	0.039	0.000
		748	13-18	1	0.041	0.000
				2	0.038	0.000
				3	0.042	0.000
				4	0.047	-0.002
		749	19-26	1	0.038	0.000
				2	0.033	0.000
				3	0.035	0.000
				4	0.064	0.004
		750	1-6	1	0.041	0.000
				2	0.069	0.002
				3	0.058	-0.003
				4	0.077	0.010
		751	7-12	1	0.046	-0.001
				2	0.039	0.000
				3	0.048	-0.003
				4	0.066	-0.007
		752	13-18	1	0.044	0.000
				2	0.036	0.000
				3	0.055	0.003
				4	0.045	-0.001
		786	19-26	1	0.034	0.000
				2	0.035	0.001
				3	0.034	0.000
				4	0.051	0.004

## GLOSSAIRE

ALGOS : Algorithme de calcul du TAI

ANTIOPE : Logiciel d'analyse des temps d'arrivée des signaux pulsars au foyer du radiotélescope de Nançay

AOA : Allan Osborn Associates, fabricant de récepteurs GPS

ATI : Temps atomique du NIST

AVAR : Variance d'Allan simple

BIH : Bureau international de l'heure

BIPM : Bureau international des poids et mesures

BNM : Bureau national de métrologie

CCDS : Comité consultatif pour la définition de la seconde

CCIR : Comité consultatif international des radiocommunications

CNES : Centre national d'études spatiales

CGGTTS : CCDS Group on GPS Time Transfert Standards

DDS : Digitaly Direct Synthesizer

DM : Dispersion Measure

EAL : Echelle atomique libre

EOP : Earth Orientation Parameters

ESE : Extrem Scattering Event

F : Commission nationale de l'heure, Paris, France

FO1 : Fontaine atomique du LPTF

GLONASS : GLObal NAVigation Satellite System

GPS : Global Positioning System

IEEE : Institute of Electrical and Electronics Engineers

IERS : International Earth Rotation Service

JATC : Joint Atomic Time Commision , Lintong, Chine

JPO : Etalon primaire « Jet a pompage optique » du LPTF

LPTF : Laboratoire primaire du temps et des fréquences

MJD : Modified Julian Date

MVAR : Variance d'Allan modifiée

NIST : National Institut of Standards and Technology, Boulder, CO, USA  
NIST-7 : Etalon primaire du NIST  
NRC : National Research Council of Canada, Ottawa, Canada  
PTB : Physikalish-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Deutschland  
PTB-Cs2 : Etalon primaire de la PTB  
REF-GPS : Différence de phase entre une horloge de référence et le temps du GPS  
REF-SV : Différence de phase entre une horloge de référence et l'horloge de bord d'un satellite particulier  
TA(k) : Temps atomique du laboratoire k  
TAI : Temps atomique international  
TB : Temps barycentrique (parfois noté TDB mais cet usage est à proscrire)  
TCB : Temps coordonnée barycentrique  
TCG : Temps coordonnées géocentrique  
TE : Temps des éphémérides  
TEMPO : Logiciel d'analyse des temps d'arrivée des signaux pulsars au foyer du radiotélescope d'Arécibo  
TOA : Time Of Arrival, temps d'arrivée d'une impulsion au foyer d'un radiotélescope  
TT : Temps terrestre (parfois noté TDT mais cet usage est à proscrire)  
TT(BIPM XX) : Réalisation du TT par le BIPM en 19XX  
TT(TAI) : Réalisation du TT à partir du TAI  
TVAR : Variance d'Allan dans le domaine temporel  
UIT : Union internationale des télécommunications  
USNO : United States Naval Observatory, Washington D. C., USA  
UTC : Universal Time Coordinated  
UTC(K) : UTC réalisé par le laboratoire k  
UT : Universal Time  
UT0 : Résultat brute des observations  
UT1 : UT0 corrigé du mouvement du pôle  
UT2 : UT1 corrigé des variations saisonnières  
VCO : Voltage Controlled Oscillator



**NOM :** François TARIS

**TITRE :** Pulsars millisecondes et métrologie du temps

**RESUME :**

Après avoir été définie et réalisée au cours des siècles par les astronomes, la mesure du temps est devenue, en 1964, la responsabilité des physiciens qui, grâce aux horloges atomiques, fabriquent des références de temps extrêmement stables et génèrent l'unité de temps du Système international. Cependant, après la découverte en 1982 par Backer des pulsars millisecondes, il apparut que la mesure du temps pourrait redevenir une affaire d'astronomes. La stabilité à long terme de ces pulsars et en particulier de PSR1937+21 semblait en effet équivalente et même meilleure que celle des meilleures horloges atomiques dans le monde. Dans ces conditions, une échelle de temps basée sur la rotation des pulsars millisecondes pouvait-elle remplacer le TAI ?

Cette thèse est plus particulièrement consacrée à l'étude des possibilités offertes par les pulsars millisecondes en métrologie du temps. Ce travail s'appuie sur des données d'horloges atomiques ou de références de temps, et sur les datations de signaux pulsars effectuées à l'Observatoire de Paris, auquel est rattaché la station de radioastronomie de Nançay.

Il est bien connu, depuis plusieurs années, que l'ajustement des paramètres d'un pulsar absorbe tous les bruits à basses fréquences présent dans les résidus de chronométrage. Les courbes de stabilité, à cause de cet ajustement, sont donc encore probablement biaisées à long terme (quelques années). L'hypothèse la plus communément admise concernant PSR1937+21 est que sa courbe de stabilité continue de montrer un bruit à hautes fréquences même pour les longues périodes d'échantillonnage. Cependant, rien ne s'oppose actuellement au fait que, sur de telles périodes, et lorsque l'ajustement des paramètres n'introduira plus aucun biais dans le calcul de la stabilité, celle-ci exhibe plutôt un bruit à basses fréquences. C'est l'hypothèse de travail qui est retenue ici. Si elle s'avère exacte, et en admettant que la stabilité de PSR1937+21 soit représentative de celle de l'ensemble des pulsars millisecondes, la métrologie du temps ne pourrait plus être considérée comme un des objectifs scientifiques du chronométrage des pulsars.

Cette thèse tente également de montrer que les incertitudes actuelles des paramètres de PSR1937+21 sont des incertitudes de type A et qu'aucune détermination des incertitudes de type B, qui conduiraient à la détermination de l'exactitude des paramètres, n'a jamais été effectuée.

**MOTS CLES :**

- Pulsars millisecondes
- Oscillateurs
- Mesure, Temps
- Temps, Mesure