

Nicole

ISSN 1243-4272
ISBN 2-910015-16-5

*NOTES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES
DU BUREAU DES LONGITUDES*

S056

JOURNÉES SCIENTIFIQUES DU SERVICE DES CALCULS
ET DE MÉCANIQUE CÉLESTE DU BUREAU DES LONGITUDES

1997



*Servive des calculs et de mécanique céleste du Bureau des longitudes
URA 707
77, avenue Denfert-Rochereau
F-75014 Paris*

Octobre 1997

INTRODUCTION

Le Service des calculs et de mécanique céleste du Bureau des longitudes a tenu ses Journées scientifiques les 3 et 4 avril 1997. C'est la quatrième fois que cette manifestation se déroule, rassemblant la très grande majorité des chercheurs, ingénieurs, techniciens et étudiants du Service. Une fois encore, un panorama des travaux réalisés, plus vivant qu'un rapport d'activité, a été présenté devant le personnel et quelques invités proches de nos domaines d'activité. On peut regretter que les membres et correspondants du Bureau des longitudes n'aient pas été plus nombreux à assister à ces journées. N'est-ce pourtant pas là que se prépare, entre autres, l'avenir du Service et des éphémérides à travers les idées et les thèmes de recherches émergents ?

Il convient maintenant de dégager de ces journées quelques directions de travail et de recherche. Les mathématiques et la mécanique céleste théorique sont toujours très présentes. Des résultats importants ont été montrés concernant la précession et la nutation. La réalisation et l'analyse des observations (laser-Lune, Hipparcos, observations astrométriques, campagnes d'observations des phénomènes mutuels) portent leurs fruits et une nouvelle génération d'éphémérides se prépare. Enfin, en ce qui concerne les tâches de service liées directement aux missions du Bureau des longitudes (serveur Web, serveur Minitel, Connaissance des Temps et Annuaire) ou indirectement (base de données "Satellites" NSDC), différentes communications ont montré les évolutions en cours qui cherchent à satisfaire les utilisateurs d'éphémérides par plus de facilité d'utilisation et plus de qualité dans la présentation.

Ces journées, comme ce recueil, ont pour but d'informer des travaux en cours dans le laboratoire sans pourtant vouloir présenter des résultats définitifs comme lors d'un colloque ou des explications détaillées comme lors d'un séminaire.. Nous espérons avoir atteint le but d'informer et de provoquer discussion et réflexion. Rendez-vous lors des prochaines Journées.

J.-E. Arlot
Directeur du Service des calculs et
de mécanique céleste du Bureau des longitudes



JOURNÉES SCIENTIFIQUES DU SERVICE DES CALCULS ET DE MÉCANIQUE CÉLESTE DU BUREAU DES LONGITUDES 1997

P. Bretagnon, P. Rocher, J.-L. Simon	Précision des solutions pour la précession-nutation et rotation de la Terre rigide	1
V. Brumberg	GRT and contemporary positional astronomy language	7
A. Albouy	À propos du vecteur de Laplace	13
I. Stellmacher	Les orbites intermédiaires périodiques en mécanique céleste	15
L. Niederman	Dynamique au voisinage d'une chaîne de tores simplement résonants dans les systèmes hamiltoniens presque intégrables	21
V. Batllo	Rencontres particulières comète-planète : contraintes sur l'inclinaison initiale de la comète	23
X. Moisson, S. Loyer	Intégrateur géodésique	27
D. Sauzin	Moyennisation Gevrey	31
J. Chapront, M. Chapront-Touzé, G. Francou	Analyse des données du laser-lune	35
A. Bec-Borsenberger	Les éphémérides des astéroïdes géocroiseurs de la mission ISO	41
A. Vienne, L. Duriez	Quelques problèmes à propos des observations anciennes des satellites de Saturne	45
Ch. Ruatti, W. Thuillot	La campagne PHESAT95	51
J.-F. Bange	Comment peser un astéroïde Hipparcos ?	57
D. Hestroffer	Objets du système solaire Hipparcos	63

P. Rocher, J. Chapront	Orbites et éphémérides des satellites lointains de Jupiter	69
J. Berthier, A. Fienga	Comparaisons d'expressions de la réfraction astronomique .	75
A. Fienga	De l'utilisation des données Hipparcos dans la réduction astrométrique des planètes géantes	81
J.-E. Arlot	Compte rendu de l'atelier de travail PHEMU97	85
P. Descamps	Phénomènes des satellites galiléens et observation des centres volcaniques de Io	87
F. Cavelier	Base de données NSDC : le logiciel de recherche bibliographique	95
N. Baron, J.-E. Arlot	Base de données "satellites naturels" NSDB et FTP NSDC	101
A. Montintin	La sécurité informatique...l'affaire de tous	107
G. Satre	Service minitel : migration en local	111
P. Descamps	Le nouveau visage du serveur WEB du Bureau des longitudes	113
J.-L. Simon	L'Introduction aux éphémérides astronomiques, supplément explicatif à la Connaissance des Temps	119
D.T. Vu	Annuaire du Bureau des longitudes. Évolution et perspective	123

PRÉCISION DES SOLUTIONS POUR LA PRÉCESSION-NUTATION ET ROTATION DE LA TERRE RIGIDE

P. Bretagnon, P. Rocher, J.-L. Simon

Résumé

Les observations VLBI donnent depuis 1981 l'orientation de la Terre par rapport à un repère inertiel à la précision de 20 microsecondes de degré (μas). Les solutions de la rotation de la Terre supposée rigide servent de base aux solutions complètes qui tiennent compte des contraintes géophysiques. Les solutions actuelles pour une Terre rigide ont une précision comprise entre 500 et 1000 μas . La qualité des observations VLBI exige une amélioration considérable des théories de la rotation de la Terre. Nous avons donc entrepris de construire une solution analytique des trois angles d'Euler orientant la Terre rigide à une précision de l'ordre de la microseconde de degré. Par comparaison à une intégration numérique, nous avons établi que, pour le modèle utilisé, notre solution analytique a la précision suivante pour les trois angles d'Euler, sur l'intervalle 1900-2050 : 1,5 μas pour ψ , 0,5 μas pour ω et 1,4 μas pour φ .

1. Introduction

Depuis 1980, les solutions donnant la position de l'équateur terrestre ne peuvent plus être calculées en supposant la Terre rigide. Les expressions de la nutation recommandées par l'UAI en 1982 sont issues de la théorie de la nutation pour une Terre rigide de Kinoshita (1977) complétée à l'aide de fonctions de transfert établies par Wahr (1981), fonctions qui tiennent compte d'un modèle géophysique élaboré (incluant un manteau élastique, un noyau extérieur fluide et un noyau intérieur solide). Les modifications ainsi apportées se composent de nombreux termes dont les plus importants ont une amplitude de plusieurs dizaines de millisecondes de degré (mas).

Les observations VLBI donnant aujourd'hui une précision de l'ordre de 20 μas , il est souhaitable d'obtenir une solution pour la Terre rigide au niveau de 2 μas . Ainsi, la comparaison à l'observation mettra en évidence les insuffisances du modèle géophysique et non pas les erreurs de résolution des équations pour le cas rigide.

2. Précision des solutions actuelles

Depuis les expressions de Newcomb (1898) dont la précision était de l'ordre de $0''/500$ les solutions se sont considérablement améliorées. La précision des solutions pour une Terre rigide peut être estimée à $0''/100$ pour Woolard (1953), $0''/010$ pour Kinoshita (1977), $0''/003$ pour Kinoshita-Souchay (1990). En raison de la précision des nouvelles techniques d'observation de nombreuses études ont été effectuées récemment (Hartmann-Soffel, 1994, Williams, 1994, 1995). Souchay et Kinoshita ont repris la méthode hamiltonienne de 1990 et produit une solution (1997) dont la précision est de l'ordre de $900 \mu\text{as}$. La solution de Roosbeek et Dehant (1997) intègre les équations d'Euler et a une précision de $700 \mu\text{as}$. Bretagnon *et al* (1997a) ont, en intégrant également les trois angles d'Euler, construit une solution analytique dont la précision de $16 \mu\text{as}$ a été établie par comparaison à une intégration numérique sur l'intervalle 1900-2050.

Comme toutes les solutions analytiques de la précession-nutation construites depuis dix ans, notre solution utilise les théories analytiques du Bureau des longitudes pour le mouvement de la Lune (solution ELP82, Chapront-Touzé et Chapront, 1983) et pour le mouvement du Soleil et des planètes (solution VSOP87, Bretagnon et Francou, 1988). Nous avons repris (Bretagnon *et al*, 1997b) la construction de la solution analytique de la rotation de la Terre supposée rigide en effectuant les calculs à une meilleure précision et en introduisant les solutions complètes du mouvement de la Lune, du Soleil et des planètes. Sur l'intervalle 1900-2050, la différence entre la solution analytique et l'intégration numérique n'excède pas $1,5 \mu\text{as}$.

3. Équations du mouvement

Les équations différentielles pour les trois angles d'Euler s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \ddot{\omega} + \frac{C}{A} \sin \omega_0 \varphi_1 \dot{\psi} &= \frac{L}{A} + F_2 + \frac{B-A}{A} F_1 \\ \sin \omega_0 \ddot{\psi} - \frac{C}{A} \varphi_1 \dot{\omega} &= \frac{M}{A} + G_2 + \frac{B-A}{A} G_1 \\ \ddot{\varphi} &= \frac{N}{C} + H_2 + \frac{B-A}{C} H_1 \end{aligned} \quad (1)$$

avec :

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{1}{2} \ddot{\psi} \sin 2\tilde{\varphi} \sin \omega + \dot{\psi} \dot{\varphi} \cos 2\tilde{\varphi} \sin \omega - \dot{\omega} \dot{\varphi} \sin 2\tilde{\varphi} - \frac{1}{2} \ddot{\omega} (1 - \cos 2\tilde{\varphi}) + \frac{1}{4} \dot{\psi}^2 (1 + \cos 2\tilde{\varphi}) \sin 2\omega \\ G_1 &= -\frac{1}{2} \ddot{\psi} (1 + \cos 2\tilde{\varphi}) \sin \omega + \dot{\psi} \dot{\varphi} \sin 2\tilde{\varphi} \sin \omega + \dot{\omega} \dot{\varphi} \cos 2\tilde{\varphi} + \frac{1}{2} \ddot{\omega} \sin 2\tilde{\varphi} + \frac{1}{4} \dot{\psi}^2 \sin 2\tilde{\varphi} \sin 2\omega \\ H_1 &= \frac{1}{2} \dot{\omega}^2 \sin 2\tilde{\varphi} - \dot{\psi} \dot{\omega} \cos 2\tilde{\varphi} \sin \omega - \frac{1}{4} \dot{\psi}^2 \sin 2\tilde{\varphi} (1 - \cos 2\omega) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} F_2 &= -\frac{C}{A} \varphi_1 \dot{\psi} (\sin \omega - \sin \omega_0) - \frac{C}{A} \Delta \dot{\varphi} \dot{\psi} \sin \omega - \frac{1}{2} \frac{C-A}{A} \dot{\psi}^2 \sin 2\omega \\ G_2 &= \frac{C}{A} \Delta \dot{\varphi} \dot{\omega} - \ddot{\psi} (\sin \omega - \sin \omega_0) - \frac{A+B-C}{A} \dot{\psi} \dot{\omega} \cos \omega \\ H_2 &= -\ddot{\psi} \cos \omega + \dot{\psi} \dot{\omega} \sin \omega \end{aligned} \quad (3)$$

Les quantités A , B et C représentent les moments principaux d'inertie. F_2 , G_2 , H_2 sont des quantités petites ainsi que les facteurs $\frac{B-A}{A}$ et $\frac{B-C}{C}$. La perturbation est donnée par les composantes L , M , N du couple exercé sur la Terre par la Lune, le Soleil et les planètes.

Les équations (1), (2) et (3) sont exactes et les limitations de la solution analytique en précision n'ont que 3 origines :

- la limitation du développement du potentiel terrestre dans le calcul du couple (L , M , N) ; nous avons pris en compte tous les harmoniques zonaux et tesséraux donnant une contribution supérieure à $0,01 \mu\text{as}$;

- la résolution des équations ; les équations n'ont pas de solution exacte ; nous avons donc procédé par itération et prolongé les calculs jusqu'à ce que deux itérations successives diffèrent de moins de 0,01 μ s ;
- la précision des solutions analytiques du mouvement de la Lune, du Soleil et des planètes ; l'utilisation de la solution de la Lune tronquée à différents niveaux montre qu'elle permet de déterminer l'orientation de la Terre au niveau de la microseconde de degré. Les perturbations dues au Soleil étant plus faibles que celles dues à la Lune, l'incertitude sur l'orientation de la Terre provenant de la solution VSOP87 du Soleil peut être estimée à 0,1 microseconde de degré.

4. Précision de la solution

Compte tenu de la lourdeur des calculs nécessaires à la construction analytique des variations des 3 angles situant l'équateur par rapport à l'écliptique et l'équinoxe J2000, il est indispensable d'effectuer des comparaisons en particulier à des intégrations numériques. Pour cela, nous avons intégré numériquement, avec une méthode de Stoer et Bulirsch (1980) les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \ddot{\omega} &= \frac{L}{A} + \frac{B-A}{B} \sin \tilde{\varphi} \left(\frac{M}{A} \cos \tilde{\varphi} - \frac{L}{A} \sin \tilde{\varphi} \right) - \dot{\psi} \dot{\varphi} \sin \omega - \frac{C-B}{A} \dot{\psi} \sin \omega (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \omega) \\
 &\quad + \frac{B-A}{A} \frac{C-A-B}{B} (\dot{\psi} \sin \omega \sin^2 \tilde{\varphi} + \frac{1}{2} \dot{\omega} \sin 2\tilde{\varphi}) (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \omega) \\
 \sin \omega \ddot{\psi} &= \frac{M}{B} + \frac{B-A}{A} \sin \tilde{\varphi} \left(\frac{M}{B} \sin \tilde{\varphi} + \frac{L}{B} \cos \tilde{\varphi} \right) + \frac{C+B-A}{B} \dot{\varphi} \dot{\omega} + \frac{C-A-B}{B} \dot{\psi} \dot{\omega} \cos \omega \\
 &\quad + \frac{B-A}{A} \frac{C-A-B}{B} (\dot{\omega} \sin^2 \tilde{\varphi} - \frac{1}{2} \dot{\psi} \sin \omega \sin 2\tilde{\varphi}) (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \omega) \\
 \ddot{\varphi} &= \frac{N}{C} + H_2 + \frac{B-A}{C} H_1
 \end{aligned} \tag{4}$$

Ces équations sont rigoureusement identiques aux équations (1), (2) et (3) intégrées analytiquement. Seul l'ordre des termes diffère. Nous avons pris en compte le même potentiel terrestre et les mêmes solutions du mouvement de la Lune, du Soleil et des planètes.

La différence entre la solution analytique et l'intégration numérique est donnée dans la table 1 pour les angles d'Euler ψ , ω et φ sur un intervalle de 50 jours à partir de J2000 afin de tester la précision des termes diurnes et sur 150 ans de 1900 à 2050 afin de tester la précision des termes à plus longue période, en particulier le terme de période 18,6 ans. La figure 1 illustre ces résultats sur un intervalle de temps de 150 ans.

Table 1. Différences entre la solution analytique et l'intégration numérique sur des intervalles de 50 jours et de 150 ans. L'unité est la microseconde de degré.

intervalle	ψ	ω	φ
50 jours	0,023	0,006	0,022
150 ans	1,49	0,52	1,38

Toutes les précisions dont on vient de parler concernent un intervalle de temps de 150 ans compris entre 1900 et 2050. Ces précisions ne peuvent être conservées sur 1000 ans. En effet, on trouve dans les solutions des termes de période de l'ordre de 1000 ans et plus comme par exemple la grande inégalité entre Jupiter et Saturne de période 900 ans. Notons qu'une des difficultés rencontrées dans l'intégration des équations de la rotation de la Terre provient de ce que les séries contiennent des termes de période allant de 8 heures à 900 ans et plus, soit un rapport de un à un million. De plus on est confronté à des problèmes numériques lors des comparaisons des solutions analytiques aux intégrations numériques en particulier pour l'angle φ qui varie de 230 121, 675 radians par siècle c'est-à-dire de $4,75 \times 10^{16}$ microsecondes, valeur à comparer à nos résidus de 1,35 microseconde de la table 1.

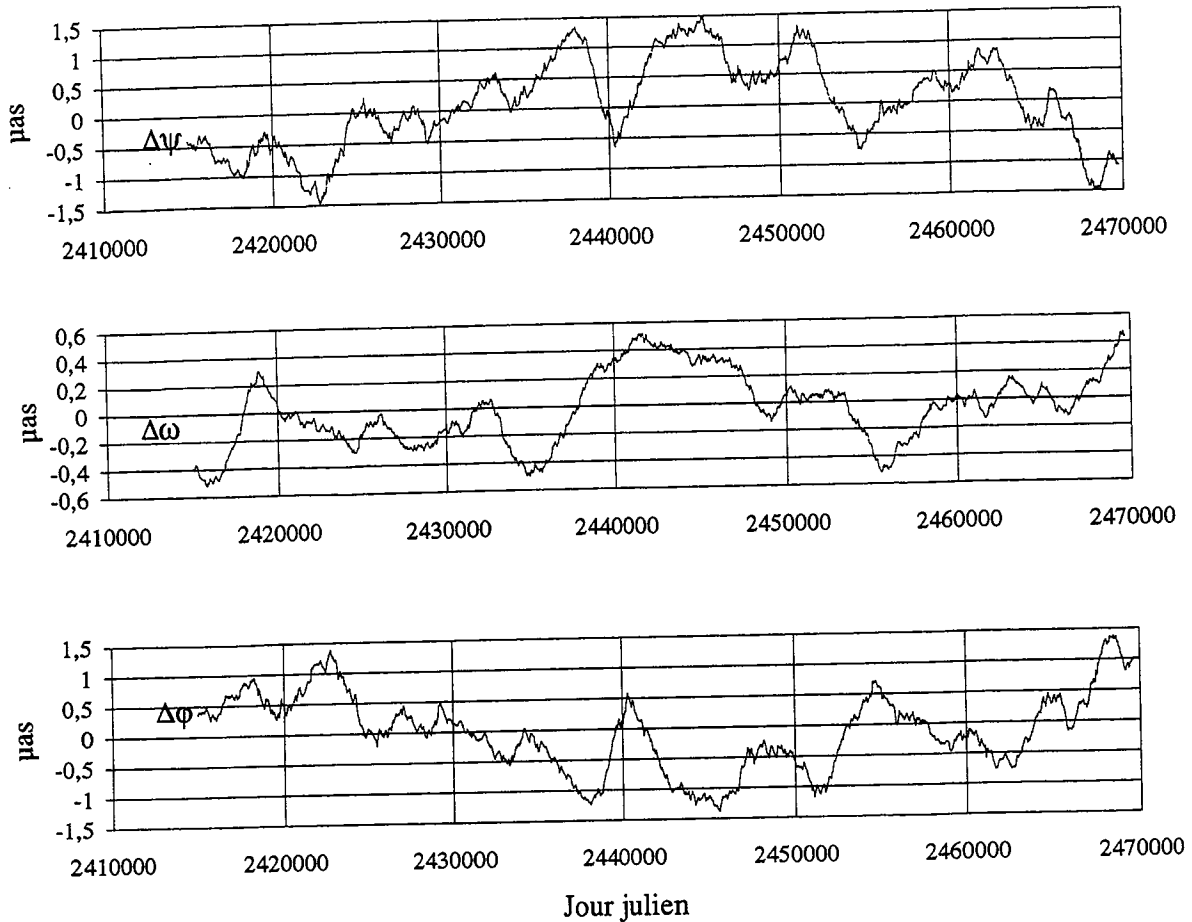


Fig. 1. Différences entre la solution analytique et l'intégration numérique sur un intervalle de temps de 150 ans (1900-2050).

5. Précision des solutions de la rotation de la Terre rigide

Les différentes solutions construites au cours de ces dernières années (Souhay-Kinoshita, Hartmann-Soffel, Williams, Roosbeek-Dehant) ont été comparées entre elles mais n'ont jamais été testées par comparaison à l'intégration numérique. Elles présentent des incertitudes de plusieurs centaines de microsecondes de degré et leur cohérence repose sur le fait qu'elles contiennent des erreurs communes comme par exemple une erreur de $250 \mu\text{s}$ sur la partie hors phase du terme de période 18,6 ans dans la précession-nutation en longitude.

Rappelons que la qualité des observations VLBI exige de construire une solution de la rotation de la Terre rigide dont la précision soit de l'ordre de la microseconde de degré, précision de notre solution donnée dans la table 1.

6. Conclusion

Les quantités de précession-nutation et rotation de la Terre rigide sont calculées à une précision de l'ordre de 1 microseconde de degré. Elles sont représentées dans le repère dynamique et dans le repère cinématique en utilisant les expressions de Brumberg *et al* (1992, 1993) et Brumberg (1996). Cette solution peut maintenant être complétée à l'aide d'une fonction de transfert (Wahr, 1981) afin de tenir compte des

aspects de la géophysique interne de la Terre. Elle peut aussi être comparée à l'observation ; la différence entre la solution analytique et l'observation représente uniquement les effets de la non-rigidité de la Terre et non pas les erreurs de la solution pour une Terre rigide.

7. Bibliographie

- Bretagnon, P., Francou, G., 1988, *Astron. Astrophys.*, **202**, 309.
- Bretagnon, P., Rocher, P., Simon, J.L., 1997a, *Astron. Astrophys.*, **319**, 305.
- Bretagnon, P., Francou, G., Rocher, P., Simon, J.L., 1997b, *Astron. Astrophys.*, en préparation.
- Brumberg, V.A., Bretagnon, P., Francou, G., 1992, in : *Systèmes de références spatio-temporels*, Journées 1991, Capitaine N. ed.
- Brumberg, V.A., Bretagnon, P., Francou, G., 1993, *Astron. Astrophys.*, **275**, 651.
- Brumberg, V.A., 1996, IAU Colloquium 165, Poznan.
- Chapront-Touzé, M., Chapront, J., 1983, *Astron. Astrophys.*, **124**, 50.
- Hartmann, T., Soffel, M., 1994, *Astron. J.*, **108**, 1115.
- Kinoshita, H., 1977, *Celest. Mech.*, **15**, 277.
- Kinoshita, H., Souchay, J., 1990, *Celest. Mech.*, **48**, 187.
- Newcomb, S., 1898, *Bulletin Astronomique*, **XV**, 241.
- Roosbeek, F., Dehant, V., 1997, *Celest. Mech.*, en préparation.
- Souchay, J., Kinoshita, H., 1997, *Astron. Astrophys.*, **318**, 639.
- Stoer, J., Bulirsch, R., 1980, *Introduction to Numerical Analysis*, Springer-Verlag, New-York.
- Wahr, J., 1981, *Geophys. J. Royal Astr. Soc.*, **64**, 705.
- Williams, J. G., 1994, *Astron. J.*, **108** (2), 711.
- Williams, J. G., 1995, *Astron. J.*, **110** (3), 1420.
- Woolard, E.W., 1953, *Astron. J.*, **58**, 1.

GRT AND CONTEMPORARY FUNDAMENTAL ASTRONOMY LANGUAGE

V.A. Brumberg

1. Introduction

In developing the results obtained earlier (Brumberg et al., 1996 ; Brumberg, 1995, 1997) this paper deals with the contemporary fundamental astronomy language considered from the point of view of general relativity theory (GRT). This language is meant therewith as a glossary of astronomical terminology used, for example, in IERS Standards (1992), IERS Conventions (1996), JPL DE/LE documents, Astronomical Almanac Supplement (1992), etc. To be more specific it is sufficient to consider IERS Conventions (1996) and the new IAU (1991) resolutions on reference systems (RSs) and time scales (TSs). At first sight it may seem that these resolutions are completely carried out and contemporary fundamental astronomy is becoming essentially relativistic. But such a conclusion would be too premature. The language of modern fundamental astronomy still remains Newtonian even in discussing GRT effects. The present status of fundamental astronomy, several years later after the adoption of the IAU (1991) resolutions, forces one to follow three rules, as follows :

- 1) one may often forget about the quantitative characteristics of the GRT effects due to their smallness but the qualitative differences between the GRT spacetime and Newtonian absolute space and absolute time should be never forgotten ;
- 2) one should not trust the currently employed terminology due to its GRT inconsistency ;
- 3) to understand the meaning of any fundamental astronomy quantity one should analyse an algorithm adopted for this quantity.

As an illustration of the present status it will be shown that the replacement of IERS Standards (1992) by IERS Conventions (1996) being aimed to achieve the better compatibility of the international RSs, ICRS and ITRS, with the IAU (1991) resolutions resulted in a step backward in the practical realization of these resolutions.

2. International Celestial (ICRS) and Terrestrial (ITRS) Reference Systems

First of all, it is to be noted that the IAU (1991) resolutions might be formulated more rigorously in the GRT framework. There is no exact separation of the roles of TCG and TT, no exact formulation of the difference between dynamically and kinematically non-rotating RSs, whereas only initial terms of order c^{-2} are reproduced in the metric forms describing the solar system barycentric (BRS) and

geocentric (GRS) reference systems. But even within the adopted accuracy the practical use of IAU (1991) resolutions may involve some additional relativistic ambiguities.

Two basic RSs maintained by IERS are ICRS and ITRS. In accordance with IERS Standards (1992) and IERS Conventions (1996) language, ICRS represents mathematically a BRS based on VLBI observations (BRSV in terms of Brumberg et al., 1996, with V reminding VLBI). Its approximate metric as given by IAU (1991) resolutions is

$$ds^2 = [1 - 2c^{-2}U(t, \mathbf{x})]c^2 dt^2 - [1 + 2c^{-2}U(t, \mathbf{x})] (dx^1{}^2 + dx^2{}^2 + dx^3{}^2), \quad (1)$$

$U(t, \mathbf{x})$ being Newtonian potential of all solar system bodies. Instead of t =TCB and spatial coordinates \mathbf{x} JPL DE/LE, IERS Standards (1992) and IERS Conventions (1996) use (rather implicitly)

$$\text{TDB} = (1 - L_B) \text{TCB}, \quad (\mathbf{x})_{\text{TDB}} = (1 - L_B) \mathbf{x}, \quad (GM)_{\text{TDB}} = (1 - L_B) GM, \quad (2)$$

with $L_B = 1.5505197 \times 10^{-8}$ given in IAU (1991) resolutions for the relationship between TCB and TDB of JPL DE/LE ephemerides. Actually each version of JPL DE/LE provides its own L_B . Scaling of spatial coordinates and mass factors is produced to keep invariance of the light velocity and the equations of motion of the solar system bodies under transformation from TCB to TDB. This transformation involves also the relationship

$$(ds^2)_{\text{TDB}} = (1 - L_B)^2 ds^2. \quad (3)$$

where $(ds^2)_{\text{TDB}}$ keeps the same form in terms of TDB, $(\mathbf{x})_{\text{TDB}}$ and $(GM)_{\text{TDB}}$ as expression (1) in terms of t , \mathbf{x} and GM . Hence, BRS of IAU (1991) resolutions and ICRS differ by introducing L_B factor. From the theoretical point of view, ITRS maintained by IERS is supposed to be a realization of GRS⁺, a geocentric system rotating with the Earth and resulting from application of Newtonian rotation of the spatial axes of GRS envisaged by IAU/IUGG (1991) resolutions. The latter system (GRSV in terms of Brumberg et al., 1996) is described by the metric of the form

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left\{ 1 - 2c^{-2} [\hat{U}_E + Q_j w^j + T(u, \mathbf{w})] \right\} c^2 du^2 \\ & + 2c^{-3} [(1 - q)\varepsilon_{ijk} \dot{F}^j w^k + \dots] cdudw^i \\ & - \left\{ 1 + 2c^{-2} [\hat{U}_E + Q_j w^j + T(u, \mathbf{w})] \right\} (dw^1{}^2 + dw^2{}^2 + dw^3{}^2). \end{aligned} \quad (4)$$

Here \hat{U}_E is the GRS geopotential, $T(u, \mathbf{w})$ is the tidal potential vanishing at the GRS origin (only these two quantities are indicated in IAU (1991) resolutions), Q_j is the non-geodesic acceleration in the BRS motion of the Earth (caused by the distinction of the actual Earth from the point-mass model), F^j is the geodesic rotation vector of the Earth, $\varepsilon_{ijk} = (i - j)(j - k)(k - i)/2$ is the Levi-Civita symbol and Einstein summation rule from 1 to 3 is applied to each repeated latin index. Dots stand for the additive c^{-3} -order terms in the mixed components of the metric. The terms indicated explicitly enable one to make an option between dynamically (D version, $q = 1$) or kinematically (K version, $q = 0$) GRSs.

Instead of coordinate time u =TCG, spatial coordinates \mathbf{w} and mass factors $G\hat{M}$ related to GRS, IERS Standards (1992) use actually

$$\text{TT} = (1 - L_G) \text{TCG}, \quad (\mathbf{w})_{\text{TT}} = (1 - L_G) \mathbf{w}, \quad (G\hat{M})_{\text{TT}} = (1 - L_G) (G\hat{M}) \quad (5)$$

with $L_G = 6.9629 \times 10^{-10}$ as given by IAU (1991) resolutions. Of course, L_G is different for various geoid models. Again, the scaling of the spatial coordinates and mass factors is aimed to keep invariance of the light velocity and the GRS equations of motion (of the Moon or Earth's artificial satellites) under the transformation from TCG to TT. This transformation accompanied by the scaling of spatial coordinates and mass factors involves the invariance of the metric (up to the constant factor)

$$(ds^2)_{\text{TT}} = (1 - L_G)^2 ds^2 \quad (6)$$

where $(ds^2)_{\text{TT}}$ has the same form in terms of TT, $(\mathbf{w})_{\text{TT}}$ and $(G\hat{M})_{\text{TT}}$ as expression (4) in terms of u , \mathbf{w} and $G\hat{M}$. Both transformations (2) and (5) are often considered as the change of unit of time from SI unit to TDB or TT units, respectively.

Hence, GRS⁺ system corresponding to IAU/IUGG (1991) resolutions differs from ITRS as given by IERS Standards (1992) by introducing L_G factor. IERS Conventions (1996) did not stop on that. ITRS realized by a new VLBI formula of Conventions (1996) is, in fact, in contradiction to IAU/IUGG (1991) resolutions although by its language it claims to be in better compatibility with these resolutions. First of all, one should decide what kind of distances are demanded for ITRS and then to make choice between two basic options :

(1) calculated coordinate distances associated to TCG, or

(2) locally measurable distances in the infinitesimal vicinity of an observer on the surface of the Earth.

The first option corresponds to the GRS metric adopted by IAU/IUGG (1991) resolutions. The second option corresponds to the new VLBI formula of IERS Conventions (1996) although this is not stated explicitly and may be demonstrated only by analysing the new VLBI formula. In principle, one may realize the second option in two different ways. The first one is based on a local transformation of any GRT metric to the flat (Minkowski) metric with proper time and proper distances. Indeed, any metric

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (7)$$

with Einstein summation from 0 to 3 for any repeated greek index and Minkowski tensor $\eta_{\mu\nu}$ ($\eta_{00} = 1$, $\eta_{0i} = 0$, $\eta_{ij} = -\delta_{ij}$, δ_{ij} being the Kronecker symbol) may be locally transformed to the Minkowski metric (see, e.g., Brumberg, 1991)

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - dl^2, \quad dl^2 = \delta_{ik} dx^{(i)} dx^{(k)} \quad (8)$$

with elementary proper time

$$cd\tau = \left(1 + \frac{1}{2}h_{00} - \frac{1}{8}h_{00}^2\right) cdt + \left(h_{0i} - \frac{1}{2}h_{00}h_{0i}\right) dx^i \quad (9)$$

and elementary proper distances

$$dx^{(i)} = dx^i + \frac{1}{2}(-h_{ik} + h_{0i}h_{0k})dx^k. \quad (10)$$

These formulas are accurate up to the third order with respect to c^{-1} provided that h_{00} and h_{ik} are of the second order and h_{0i} are of the first order.

Now let us apply these formulas to GRS⁺(u, \mathbf{y}). This metric resulted from (4) by three-dimensional rotation of the spatial axes is as follows :

$$ds^2 = \left\{1 - 2c^{-2}\left[\hat{U}_E^+ + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})^2 + Q_k^+ y^k + \dots\right]\right\} c^2 du^2 - 2c^{-1}(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})_i cdu dy^i - \left\{1 + 2c^{-2}\left[\hat{U}_E^+ + Q_k^+ y^k + \dots\right]\right\} (dy^1{}^2 + dy^2{}^2 + dy^3{}^2). \quad (11)$$

Here $\boldsymbol{\omega}_E$ is the Earth' rotation angular velocity and \hat{U}_E^+ and Q_k^+ have the same meaning as \hat{U}_E and Q_k , respectively, but expressed in the rotating coordinates. Hence, one has for the infinitesimal intervals of proper time and proper distances

$$cd\tau = (1 - c^{-2}W_E)cdu - c^{-1}(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})_i dy^i \quad (12)$$

and

$$dy^{(i)} = (1 + c^{-2}\hat{U}_E^+)dy^i + \frac{1}{2}c^{-2}(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})_i(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})_k dy^k \quad (13)$$

with the potential of the force of gravity

$$W_E = \hat{U}_E^+ + \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{y})^2. \quad (14)$$

Only main terms are indicated explicitly in (11)-(14). Remembering that $L_G = c^{-2}W_0$, W_0 being the value of W_E on the geoid, and neglecting all the terms with the Earth's rotation velocity one may see in

(12) and (13) the factors $1 - L_G$ and $1 + L_G$ used implicitly in the new VLBI model of IERS Conventions (1996). Even if it is good for a local network it cannot be applied successfully for the whole Earth taking into account the variability of \hat{U}_E on the surface of the Earth.

The same VLBI model of IERS Conventions (1996) may be constructed in describing the VLBI procedures in a topocentric reference system (TRS). Indeed, at the spatial origin of any TRS its metric takes the Minkowski form enabling one again to operate with the infinitesimal intervals of proper time and proper distances. In such a way this model was obtained as formula (6.4.37) in (Brumberg, 1991) to illustrate the possibility to construct a local TRS network.

Hence, GRS⁺ envisaged by IAU/IUGG (1991) resolutions and ITRS of VLBI model of IERS Conventions (1996) differ not only by TCG/TT dualism but also by different types of the employed distances (coordinate/proper distances dualism). Again the existing contradiction between the adopted terminology and the algorithm itself may lead to GRT ambiguities.

3. ICRS—ITRS Transformation and Fundamental Astronomy Concepts

In comparing ICRS and ITRS of IERS with theoretical BRSV and GRS⁺ of the relativistic hierarchy of RSs one should always remember that ICRS and ITRS are practically employed as three-dimensional spatial RSs whereas BRSV and GRS⁺ represent four-dimensional relativistic RSs. As stated above, the four dimensional relativistic transformation between BRSV and GRS⁺ involves an intermediate RS, i.e. GRSV in D or K versions. The main planes of GRS⁺ and GRSV are close to each other and the mutual orientation of these systems, i.e. ERP problem, demands one more intermediate RS. Indeed, the ICRS—ITRS transformation is meant in fundamental astronomy as three-dimensional Newtonian rotation transformation

$$[\text{ICRS}] = PNRW[\text{ITRS}] \quad (15)$$

with matrices P, N, R, W responsible, respectively, for polar motion, diurnal rotation, nutation and precession. In particular, the nutation matrix is represented in the form

$$[N] = D_1(-\varepsilon)D_3(\Delta\psi)D_1(\varepsilon + \Delta\varepsilon) \quad (16)$$

with standard designations D_i for the elementary rotations and the nutation angles $\Delta\psi$ and $\Delta\varepsilon$ in longitude and obliquity. The obliquity angle ε appears just as an intermediate quantity to facilitate ERP analysis. In the GRT framework transformation (15) should be formulated more precisely defining, in particular, such concepts as ecliptic in GRS, equator in BRS, obliquity ε for different BRSs and GRSs, Earth's rotation angular velocity in different RSs, etc. These procedures may be rigorously formulated by introducing BRSC, an ecliptical BRS, and GRSQ, an equatorial GRS. The first system is constructed by fitting planetary theories to BRSV. The second system may be determined by performing ERP analysis in GRSC, resulted from BRSC by the four-dimensional relativistic transformation. These procedures are described in detail in (Brumberg et al., 1996; Brumberg, 1995, 1997). More refined questions concerning GRT Earth's rotation problem are studied in (Klioner, 1995, 1996, 1997). Practical realization of this relativistic approach has been started in (Bretagnon et al., 1997). In such a way the traditional concepts of fundamental astronomy may be unambiguously re-formulated in the GRT framework.

From practical point of view many relativistic effects related to the fundamental astronomy concepts may be presently ignored but the rigorous GRT language enables one to avoid relativistic ambiguities in not so distant future.

4. References

- Bretagnon P., Rocher P., Simon J.L., 1997, Theory of the Rotation of the Rigid Earth, *Astron. Astrophys.*, **319**, 305–317.
- Brumberg V.A., 1991, Essential Relativistic Celestial Mechanics, Adam Hilger, Bristol.
- Brumberg V.A., Bretagnon P., Guinot B., 1996, Astronomical Units and Constants in the General Relativity Framework. *Celes. Mech. and Dyn. Astron.*, **64**, 231–242.

- Brumberg V.A. , 1995, Reference Systems and Astronomical Constants in General Relativity, in *Earth Rotation, Reference Systems in Geodynamics and Solar System*, Journées 1995, 29–36, N. Capitaine, B. Kolaczek, and S. Debarbat eds., Warsaw.
- Brumberg V.A., 1997, Ephemeris Astronomy Definitions and Constants in General Relativity, in *Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies*, 439–446, IAU Colloquium No. 165, Poznan, 1996, M. Wytrzyszczak, J.H. Lieske and R.A. Feldman eds., Kluwer, Dordrecht.
- Klioner S.A., 1995, Relativistic Effects in Orientation of Astronomical Reference Frames, in *Earth Rotation, Reference Systems in Geodynamics and Solar System*, Journées 1995, 175–178, N. Capitaine, B. Kolaczek, and S. Debarbat eds., Warsaw.
- Klioner S.A., 1996, Angular Velocity of Extended Bodies in *Dynamics, ephemerides and astrometry of the Solar system*, 145-150, IAU Symposium 172, S. Ferraz-Mello, B. Morando and J.-E. Arlot eds., Kluwer, Dordrecht.
- Klioner S.A., 1997, On the Problem of Post-Newtonian Rotational Motion, in *Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies*, 383–390, IAU Colloquium No. 165, Poznan, 1996, M. Wytrzyszczak, J.H. Lieske and R.A. Feldman eds., Kluwer, Dordrecht..

À PROPOS DU VECTEUR DE LAPLACE

A. Albouy

Résumé

On peut intégrer très simplement le problème des deux corps quand on a remarqué l'invariance du "vecteur de Laplace". J'essaye de dégager les origines historiques de cette remarque et de comparer les principales méthodes de résolution de ce problème. Il faut remonter à 1710, où Jacob Hermann (Bâle 1678, id. 1733) présente une des toutes premières solutions satisfaisantes de ce qui s'appelle alors le "problème inverse des forces centrales". Laplace, Jacobi et Hamilton discuteront plus tard la méthode d'Hermann, et il n'est pas impossible que chacun d'eux l'ait redécouverte. Enfin, la méthode sera appliquée avec succès par W. Lenz à l'étude de l'atome d'hydrogène, ce qui vaudra au "vecteur de Laplace" la dénomination de "vecteur de Runge-Lenz".

Références bibliographiques

- Aiton, E.J., 1989, The contributions of Isaac Newton, Johann Bernoulli and Jakob Hermann to the Inverse Problem of Central Forces, *Studia Leibnitiana, Sonderheft*, Vol. 17.
- Albouy, A., 1996, À propos du vecteur de Laplace, *Preprint 9608*, Bureau des Longitudes.
- Goldstein, H., 1975, Prehistory of the "Runge-Lenz" vector, *Am. J. Phys.* 43, 737.
- Goldstein, H., 1976, More on the prehistory of the Laplace or Runge-Lenz vector, *Am. J. Phys.*, 44, 1123.
- Guicciardini, N., 1995, Johann Bernoulli, John Keill and the Inverse Problem of Central Forces, *Annals of Science*, 52, 537-575.
- Herman, J. & Bernoulli, J., Extrait d'une lettre, *Histoires de L'Academie Royale des Sciences avec les Mémoires de Mathématique et Physique*, Paris, (1710) 1712 pp. 102-103 et 519-544 ou réimp. 1713 Amsterdam, pp. 682-703 ou œuvres de Johann Bernoulli, I, p. 470.
- Laplace, P.-S., 1798-1799, *Traité de Mécanique Céleste*, Paris, An VII, Première Partie, Livre II, in *Œuvres Complètes*, Gauthier-Villars, Paris, 1878, tome I.
- Volk, O., 1976, Miscellanea from the history of celestial mechanics, *Celest. Mech.*, 14, 365-382.

ORBITES INTERMÉDIAIRES PÉRIODIQUES EN MÉCANIQUE CÉLESTE

I. Stellmacher

1. Introduction

En dehors du problème des deux corps, les mouvements des corps célestes vérifient des systèmes d'équations différentielles non intégrables. Les orbites intermédiaires, solutions particulières d'un système différentiel voisin du système décrivant le mouvement réel, sont des orbites susceptibles de représenter le mouvement avec une bonne approximation pour un intervalle de temps donné, orbite à partir de laquelle on peut construire l'orbite réelle.

– L'orbite périodique intermédiaire la plus simple est l'orbite elliptique solution du problème des deux corps : celle-ci peut être trop éloignée du mouvement réel, qui s'éloigne de cette orbite osculatrice (cas de la Lune, résonances etc ...).

– On peut dans certains cas chercher à construire une orbite mieux adaptée au mouvement observé :

- 1) Elle prend en compte la partie importante de la perturbation.
- 2) Elle est construite de façon mathématiquement rigoureuse.
- 3) Elle est difficile à construire, c'est certainement la raison pour laquelle il existe deux applications dans les cas les plus simples (orbites de 1ère sorte) il s'agit :
 - de l'orbite de Hill pour le mouvement de la Lune,
 - orbites de de Sitter pour les satellites Galiléens de Jupiter.

Nous proposons d'adapter à la mécanique céleste une méthode proposée par J. Haag (1948) permettant de représenter les différents types de solutions périodiques pouvant s'adapter aux mouvements de certains corps célestes.

2. Méthode

La méthode de synchronisation peut se résumer ainsi :

Soient deux systèmes indépendants admettant chacun des solutions périodiques de périodes respectives T_1 et T_2 telles que

$$pT_1 \sim qT_2 \quad (p, q, \in N^+).$$

Par quelle force \vec{F} de couplage doit-on réunir ces deux systèmes pour que la solution du système ainsi couplé soit de période $T = pT'_1 = qT'_2$ et que le mouvement soit stable (T'_1 et T'_2 voisins de T_1 et T_2).

La solution périodique est développée asymptotiquement et à chaque ordre les conditions de périodicité déterminent les paramètres du mouvement et en particulier l'expression mathématique que peut avoir la force \vec{F} . Ce raisonnement peut s'étendre à un nombre fini de systèmes.

3. Synchronisation en mécanique céleste

3.1. Couplage de systèmes périodiques

On peut appliquer le schéma décrit ci-dessus à certains mouvements de mécanique céleste, par exemple :

Supposons un système de n corps de masse m_i gravitant autour d'un corps central de masse $M \gg m_i$; supposons que les périodes des mouvements observés soient sous multiples d'une même période T (cas de résonance planétaire). Ce système constitue le système couplé dont la solution est T -périodique.

$$T = k_i T'_i \quad i = 1 \dots n. \quad (1)$$

Les forces de couplage sont données par l'attraction mutuelle \vec{f}_{ij} entre les n corps m_i . Les systèmes découplés sont constitués par le corps de masse M et le corps m_i , vers lesquels tend le système couplé lorsque $f_{ij} \rightarrow 0$.

Les périodes des mouvements découplés sont alors

$$T'_i = \frac{T_i}{1 + \varepsilon \delta_i}. \quad (2)$$

Les quantités $\varepsilon \delta_i$ sont déterminées par les conditions de périodicité.

3.2. Différents schémas possibles

a) Le système couplé est *autonome* (cas précédent).

On a $m_i \ll M$ mais tous les m_i sont du même ordre de grandeur.

Les forces f_{ij} ne dépendent que de la position des corps m_i et ne dépendent pas explicitement du temps.

b) le système couplé est *non autonome*.

L'un des corps m_i est suffisamment massif pour perturber le mouvement des autres corps m_j ($j \neq i$) mais par contre les corps m_j ne perturbent pas le mouvement du corps de masse m_i . Dans ce cas le mouvement de m_i est elliptique et sa période T' est connue, les forces f_{ij} ($j \neq i$) contiennent donc explicitement le temps et elles sont T' -périodiques. Si le système couplé admet une solution périodique, sa période T est telle que

$$T = q_j T'_j = p T', \quad (j \neq i), \quad (p, q_j \in N^+),$$

chaque système découplé aurait une période

$$T_j = T'_j (1 + \varepsilon \delta_j) = \frac{p}{q_j} T' (1 + \varepsilon \delta_j). \quad (3)$$

On rencontre ce type de problème dans le mouvement de la Lune perturbé par le Soleil, dans le mouvement d'Hypérion perturbé par Titan. Inversement le mouvement relatif du Soleil par rapport à la Terre n'est pas perturbé par la Lune et le mouvement de Titan n'est pas, ou très peu, perturbé par Hypérion.

3.3. Classification des orbites dans le cas autonome ou non

Nous reprendrons dans ce paragraphe la terminologie de Poincaré (1893).

a) Les orbites des systèmes découplés sont des cercles dans un même plan : orbites de première sorte. Dans ce cas les périodes T_i sont données par la formule (2) après que les conditions de périodicité aient conduit aux valeurs de $\varepsilon\delta_i$.

Les rayons des cercles sont donnés par

$$a_i^3 = \frac{kM}{4\pi^2} T_i^2. \quad (4)$$

Exemple n°1. Solutions périodiques pour les satellites galiléens de Jupiter. On construit la solution périodique pour les 3 satellites résonants à partir de la solution d'ordre zéro (ou système découplé) déterminée par (2) et (4) (voir De Sitter, 1926 ; Stellmacher, 1977).

Exemple n°2. Si n corps de masses égales m_i sont placés sur un polygone régulier de rayon R_i . Dans ce cas, tous les $\varepsilon\delta_i$ sont égaux et on montre que les rayons a_i des systèmes découplés donnés par (4) sont inférieurs à R_i . Cette solution d'équilibre relatif est instable pour $n \leq 7$. Pour $n > 7$ on peut calculer $\frac{m_i}{M}$ de façon à ce que la stabilité linéaire de système soit assurée (Stellmacher, 1979).

Exemple n°3. Cas de la Lune (cas non autonome). L'orbite de la Lune est développée à partir de la solution d'ordre zéro, solution circulaire de période

$$T_1 = \frac{p}{q} \frac{T'}{1 + \varepsilon\delta}.$$

T' est la période du mouvement du Soleil. Si l'orbite apparente du Soleil est circulaire on retrouve le cas de Hill (Stellmacher, 1976), mais l'orbite du Soleil peut être elliptique.

b) Les orbites du système découplé sont des ellipses dans un même plan : orbites de deuxième sorte.

Exemple : mouvement d'Hypériorion.

c) Les orbites des systèmes découplés sont des ellipses dans des plans différents. Bien que certains mouvements observés soient proches de ce type de mouvement (Soleil-Jupiter-Pallas) par exemple, les orbites de troisième sorte n'ont pas encore reçu d'applications pratiques.

3.4. Classification selon les périodes

Dans les cas (a), (b), (c) du paragraphe 3.3, la période du mouvement observé est le plus petit commun multiple entre les périodes T'_i qui sont les périodes orbitales de chacun des corps. Ces orbites sont dites de *premier genre*.

Si la résonance fait intervenir la période des angles lents (mouvements des nœuds, ou des péricentres par exemple), la période du mouvement est aussi un multiple de celle des angles lents donc grande. Ces orbites sont dites du *second genre*.

4. Mouvement d'Hypériorion

Le mouvement d'Hypériorion est l'illustration presque parfaite d'une orbite de deuxième sorte et second genre.

Soient m_T , m_H et M les masses de Titan, Hypériorion et Saturne. $m_T \gg m_H$ de telle sorte qu'on peut considérer le mouvement de Titan non perturbé par Hypériorion ; l'orbite de Titan est alors elliptique. T_H , T' , T_ω sont les périodes respectives des mouvements d'Hypériorion, de Titan et du péricentre d'Hypériorion. n_H , n' , n_ω sont les fréquences correspondantes.

4.1. Relations entre les périodes

Les fréquences observées sont telles que

$$\dot{\psi} = 4n_H - 3n' + 3n_\omega = 0. \quad (5)$$

On peut alors considérer que chaque période est un sous-multiple d'une période unique,

$$T_H = \frac{k\bar{T}}{N_H} \quad T' = 3\frac{k\bar{T}}{N_T} \quad T_\omega = k\bar{T}$$

où $N_H, N_T, k \in \mathbb{N}$ et $\bar{n} = \frac{2\pi}{\bar{T}}$. La relation (5) s'écrit alors

$$4N_H - N_T - 3 = 0. \quad (6)$$

Les nombres N_H, N_T, k caractérisent la résonance. Pour le cas d'Hypérioron si on prend pour n' la valeur donnée par Garcia (1972)

$$n' = 22.576\,973\,85^\circ/\text{jour}$$

$$N_T = 1325; \quad N_H = 332; \quad k = 11$$

alors

$$n_\omega = -\frac{3n'}{N_T} = -0.051\,117\,66^\circ/\text{jour}$$

$$n_H = 3n' \frac{N_H}{N_T} = 16.971\,068\,645^\circ/\text{jour}$$

$$\bar{n} = -kn_\omega = 0.562\,2944^\circ/\text{jour}.$$

La relation (6) est vérifiée et les valeurs de n_H, n_ω, \bar{n} ainsi calculées sont extrêmement proches de celles déterminées par différents auteurs.

Ainsi pendant le temps $T = 3k\bar{T}$, Hypérioron aura effectué 996 révolutions, Titan 1325, le périastre d'Hypérioron 3 et l'angle de libration ψ aura effectué 11 périodes.

4.2. Premières conditions de périodicité et détermination de la solution d'ordre zéro

Le système différentiel est écrit avec les variables de Delaunay et la fonction perturbatrice ne contient que les combinaisons des angles

$$\psi = 4l_H - 3l' + 3\theta,$$

où $\theta = \omega - \omega'$ est la différence des longitudes des péricentres d'Hypérioron et de Titan.

Les premières conditions de périodicité déterminent la solution $x^{(0)}$ du système découplé (Saturne + Hypérioron) vers laquelle tend le système lorsque la perturbation tend vers zéro. On obtient, si $t = 0$ correspond à une conjonction,

$$x^{(0)} \{ L_0, G_0, l_H = n_H t + q\pi, \quad \omega = n_\omega t + \omega_0 \}$$

Si $q = 0$ les conjonctions se font au voisinage du périastre

Si $q = 1$ les conjonctions se font à l'apocentre, ce qui est le cas pour Hypérioron.

4.3. Troisième loi de Képler

L'une des conditions de périodicité fournit la valeur de $\varepsilon\delta_H$ telle que $n_H = n_0(1 + \varepsilon\delta_H)$ où :

n_0 est le moyen mouvement képlérien correspondant au demi-grand axe a_0 (ou L_0),

a_H est le demi-grand axe d'une orbite képlérienne correspondant à n_H ,

a' est le demi-grand axe de l'orbite de Titan.

On a :

$$n'^2 a'^3 = n_H^2 a_H^3 = n_0^2 a_0^3 = \mu \quad \rho_0 = \frac{a'}{a_0}$$

d'où

$$n_H^2 a_0^3 = \mu(1 + \varepsilon\delta_H)^2 \neq \mu.$$

Ainsi le mouvement observé de Hypérioron ne vérifie pas la 3ème loi de Képler.

4.4. Développement de la solution périodique

La solution périodique au 1er ordre est obtenue en posant : $x^{(1)} = x^{(0)} + \Delta x$. $\Delta x \{ \Delta L, \Delta G, \Delta I, \Delta \omega \}$ est solution d'un système différentiel $\dot{\psi} = q\pi + \Delta\psi$.

$\Delta\psi$ est solution d'une équation différentielle du second ordre dont la solution doit être \bar{T} périodique (équation de la libration).

4.5. Résultats

Afin de comparer les résultats à ceux des différents auteurs nous les donnons en termes d'éléments elliptiques : demi-grand axe, excentricité, longitude du péricentre, longitude moyenne. Les termes entre parenthèses en italique sont les valeurs extrêmes trouvées dans la littérature.

$$\begin{aligned} a &= a_0 (1 - 0.00338 \cos \tau) \\ e &= e_0 - 0.00395 \cos \tau + 0.023 \cos \zeta - 0.0017 \cos 2\zeta \\ &\quad (0.023 - 0.024) \\ \omega &= \zeta - 13^\circ.32 \sin \zeta + 1^\circ.41 \sin 2\zeta - 0^\circ.53 \sin \tau \\ &\quad (12^\circ.88 - 13^\circ.57) \quad (0^\circ.93 - 2^\circ.16) \quad (0^\circ.44) \\ \lambda &= 1 + \omega = 9^\circ.024 \sin \tau - 0^\circ.019 \sin 3\tau \\ &\quad (8^\circ.59 - 9^\circ.14) \\ n_0 &= \frac{n_H}{1 + \varepsilon \delta_H} = 16.910\,213\,97^\circ/\text{jour} \\ \rho_0 &= \frac{a'}{a_0} = 0.8247 \quad (0.8249 : \text{Dourneau}) \\ e_0 &= 0.1041 \quad (0.10346 - 0.1047) \\ \tau &= \bar{n}(t - t_0) \\ \zeta &= n_\omega t + (\omega'_0 - \omega_0) \end{aligned}$$

5. Conclusion

Les résultats obtenus pour l'orbite intermédiaire du mouvement d'Hypérioron sont parfaitement en accord avec les résultats trouvés pour les termes critiques du mouvement réel.

Les valeurs des différentes constantes (k, N_H, N_T) sont adaptées au cas d'Hypérioron. On remarquera que l'orbite intermédiaire est entièrement déterminée par la connaissance des fréquences et des masses, et bien sûr, la connaissance du mouvement de Titan.

Dans la suite du travail nous envisageons d'étudier systématiquement les familles de solutions périodiques pour différentes résonances ainsi que la stabilité de ces solutions.

Références

- De Sitter, W., 1926, *Ann. Sterrew. Leiden*, **12**, (3).
 Garcia, A.H., 1972, *Astron. J.*, **77**, 684.
 Haag, J., 1948, *Ann. Sci. de l'E.N.S.*, **65**, 299.
 Poincaré, H., 1893, *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste*, T.1, Gauthier-Villars, Paris, réédité en 1987, A. Blanchard, éd.
 Stellmacher, I., 1976, *Astron. Astrophys.*, **51**, 117-126.
 Stellmacher, I., 1977, *Astron. Astrophys.*, **59**, 337-347.
 Stellmacher, I., 1979, *Astron. Astrophys.*, **80**, 301-307.

**DYNAMIQUE AU VOISINAGE D'UNE CHAÎNE DE TORES
SIMPLEMENT RÉSONANTS
DANS LES SYSTÈMES HAMILTONIENS PRESQUE INTÉGRABLES**

L. Niederman

Résumé

En 1964, Arnold (Arnold, 1964) a proposé un mécanisme qui engendre de l'instabilité dans les systèmes Hamiltoniens arbitrairement proches de certains systèmes intégrables (notamment, celui qui correspond à l'étude de la rotation d'un corps solide soumis à l'attraction d'un corps central). Plus précisément, le raisonnement d'Arnold est basé sur l'existence de tores invariants partiellement hyperboliques pour le flot associé à un système hamiltonien intégrable faiblement perturbé. En effet, si l'on trouve une famille de tores invariants qui sont suffisamment proches, on peut mettre en évidence des orbites du système perturbé qui dérivent le long d'une telle chaîne de tores.

Les ensembles invariants considérés par Arnold apparaissent notamment dans les régions qui correspondent à une résonance simple pour le système intégrable étudié. Dans ce cadre, grâce à une application de la théorie K.A.M., nous construisons une forme normale qui permet une étude fine de la dynamique au voisinage des tores partiellement hyperboliques invariants sous le flot associé au système perturbé (Niederman, 1997). Ceci donne des estimations précises sur les temps de transition au voisinage des variétés stables et instables liées à ces tores.

Ainsi, ces formes normales fournissent un moyen de calculer la vitesse de dérive d'orbites qui "ombrent" une chaîne de tores hyperboliques associée à une courbe simplement résonante dans l'espace des actions. En conjuguant cette étude avec des méthodes géométriques développées par J.-P. Marco (1996) pour construire de telles orbites, nous espérons trouver des exemples où une instabilité importante se développe sur des temps du même ordre que les temps de stabilité donnés par les théorèmes de type Nekhorochev (Nekhorochev, 1977) qui sont issus de la théorie des perturbations canoniques.

Références

- Arnold, V.I., 1964, Instability of dynamical systems with several degrees of freedom, *Soviet Math. Dokl.* 5, 581-585.
- Marco, J.P., 1996, Transition le long des chaînes de tores invariants pour les systèmes Hamiltoniens analytiques, *Ann. de l'Inst. Henri Poincaré* 64 (2), 205-252.

- Nekhorochev, N.N., 1977, An exponential estimate of the time of stability of nearly integrable Hamiltonian systems, *Russian Math. Surveys* **32**, 1-65.
- Niederman, L., 1997, Dynamics around a chain of simple resonant tori in nearly integrable Hamiltonian systems, *preprint Université Paris-Sud*, soumis à *Journal of Differential Equations*.

RENCONTRE PARTICULIÈRE COMÈTE-PLANÈTE : CONTRAINTES SUR L'INCLINAISON DE LA COMÈTE

V. Batllo

1. Introduction

L'objectif de cette étude est de déterminer quelle pourrait être l'origine des comètes à courte période observées.

Rappelons brièvement le mode de rencontre considéré dans ce travail. La rencontre comète-planète est assimilée à un choc au sens de Poincaré, c'est-à-dire à une quasi-collision de deux corps pendant un temps infiniment court. Le module du vecteur vitesse de la comète par rapport à la planète reste inchangé durant la rencontre alors que sa direction peut se trouver modifiée.

Les deux autres hypothèses du scénario sont les suivantes:

- le plan orbital de la comète reste inchangé durant la rencontre;
- la capture se fait aux sommets des orbites.

La première hypothèse a déjà été utilisée (voir Vaghi, 1973 par exemple) ou discutée (voir Carusi et al., 1990) par de nombreux chercheurs. Les catalogues d'intégration numérique (Belyaev et al., 1986; Carusi et al., 1985) montrent que 60% des comètes présentent une variation de leur inclinaison inférieure à 2° au cours de leur évolution. Ainsi, cette hypothèse n'est peut-être pas totalement farfelue.

Quant au deuxième point, il est également possible de le retrouver dans le catalogue de Belyaev (table 14, page 372). En effet, ce tableau indique que les rencontres produisant le plus d'énergie et se rapportant directement au thème de mon étude se faisaient au périhélie de l'orbite initiale qui se transforme en aphélie de l'orbite actuelle.

Tous les critères ci-dessus permettent de montrer que X , quantité de Tisserand, reste constante en cas de rencontre et d'obtenir l'équation

$$x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0 \quad (1)$$

La résolution de cette équation fournit deux valeurs x_1 et x_2 puis les éléments métriques des orbites initiale O_1 et finale O_2 .

Nous allons donc montrer grâce à X et l'équation (1) qu'il existe une relation entre la valeur de l'inclinaison de la comète et la nature de son orbite initiale (ellipse, hyperbole, parabole).

2. Signe de $\cos I$

$$x^2 - 2u'x \cos I + X - 2 = 0 \implies \cos I = \frac{x_1 + \varepsilon x_2}{2u'}$$

Rappelons que:

$$x^2 = 2 - r/a = 2 - (1 - e \cos E)$$

$x^2 = 1 + e$ lors d'une rencontre au périhélie

$x^2 = 1 - e$ lors d'une rencontre à l'aphélie

ce qui nous permet d'écrire:

$$\cos I = \frac{\sqrt{1 + e_1 \cos E_1} + \varepsilon \sqrt{1 + e_2 \cos E_2}}{2u'}$$

Selon le type de rencontre considéré, plusieurs cas se présentent.

2.1. Rencontre avec conservation du périhélie

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 + e_1} + \varepsilon \sqrt{1 + e_2}}{2u'}$$

Si $\varepsilon = 1$, alors $\cos I_1 > 0$ et les deux orbites O_1 et O_2 sont directes.

Si $\varepsilon = -1$, alors:

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 + e_1} - \sqrt{1 + e_2}}{2u'} = \frac{e_1 - e_2}{2u'(\sqrt{1 + e_1} + \sqrt{1 + e_2})}$$

Si $e_1 > e_2$, alors $\cos I_1 > 0$ et l'orbite O_1 est directe sachant que l'orbite O_2 est rétrograde.

Si $e_1 < e_2$, alors $\cos I_1 < 0$ et l'orbite O_1 est rétrograde sachant que l'orbite O_2 est directe.

2.2. Rencontre avec conservation de l'aphélie

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 - e_1} + \varepsilon \sqrt{1 - e_2}}{2u'}$$

Si $\varepsilon = 1$, alors $\cos I_1 > 0$ et les deux orbites O_1 et O_2 sont directes.

Si $\varepsilon = -1$, alors:

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 - e_1} - \sqrt{1 - e_2}}{2u'} = \frac{e_2 - e_1}{2u'(\sqrt{1 - e_1} + \sqrt{1 - e_2})}$$

Si $e_1 > e_2$, alors $\cos I_1 < 0$ et l'orbite O_1 est rétrograde sachant que l'orbite O_2 est directe.

Si $e_1 < e_2$, alors $\cos I_1 > 0$ et l'orbite O_1 est directe sachant que l'orbite O_2 est rétrograde.

2.3. Rencontre avec échange périhélie-aphélie

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 + e_1} + \varepsilon \sqrt{1 - e_2}}{2u'}$$

Si $\varepsilon = 1$, alors $\cos I_1 > 0$ et les deux orbites O_1 et O_2 sont directes.

Si $\varepsilon = -1$, alors:

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 + e_1} - \sqrt{1 - e_2}}{2u'} = \frac{e_1 + e_2}{2u'(\sqrt{1 + e_1} + \sqrt{1 - e_2})}$$

Quelles que soient e_1 et e_2 , $\cos I_1 > 0$ et l'orbite O_1 est directe sachant que l'orbite O_2 est rétrograde.

2.4. Rencontre avec échange aphélie-périhélie

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 - e_1} + \varepsilon \sqrt{1 + e_2}}{2u'}$$

Si $\varepsilon = 1$, alors $\cos I_1 > 0$ et les deux orbites O_1 et O_2 sont directes.

Si $\varepsilon = -1$, alors:

$$\cos I_1 = \frac{\sqrt{1 - e_1} - \sqrt{1 + e_2}}{2u'} = -\frac{e_1 + e_2}{2u'(\sqrt{1 - e_1} + \sqrt{1 + e_2})}$$

Quelles que soient e_1 et e_2 , $\cos I_1 < 0$ et l'orbite O_1 est rétrograde sachant que l'orbite O_2 est directe.

2.5. Remarques

Dans l'étude ci-dessus, un cas n'apparaît pas, celui pour lequel les orbites O_1 et O_2 sont toutes deux rétrogrades.

En effet, nous avons alors $\cos I < 0$ et $x_1 + x_2 > 0$, ce qui est impossible. Le seul cas envisageable est $\cos I = 0$, d'où $I = 90^\circ$, et $x_1 = x_2 = 0$, ce qui implique que les orbites sont rectilinéaires et polaires.

3. Encadrement de l'inclinaison I

3.1. Pour deux orbites directes

La transformation de l'encadrement de la quantité de Tisserand $2 < X < 3$ se traduit de la façon suivante:

$$2 < \frac{r_1}{a_1} + 2\sqrt{\frac{p_1}{r_1}} \sqrt{\frac{p'}{r'}} \cos I_1 < 3$$

$$2 < 1 - e_1 \cos E_1 + 2u' \sqrt{1 + e_1 \cos f_1} \cos I_1 < 3$$

$$\frac{1 + e_1 \cos E_1}{2u' \sqrt{1 + e_1 \cos f_1}} < \cos I_1 < \frac{2 + e_1 \cos E_1}{2u' \sqrt{1 + e_1 \cos f_1}}$$

L'orbite initiale est parabolique

$e_1 = 1$, $1 + e_1 \cos E_1 = 2$ et $1 + e_1 \cos f_1 = 2$ au périhélie.

$$\frac{\sqrt{2}}{2} < \cos I_1 < \frac{3}{2\sqrt{2}}$$

et donc $0^\circ < I_1 < 45^\circ$

L'orbite initiale est hyperbolique

$1 < e_1 < 2$, $1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1$ et $1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1$ au périhélie.

$$\frac{\sqrt{2}}{2} < \frac{\sqrt{1+e_1}}{2} < \cos I_1 < \frac{2+e_1}{2\sqrt{1+e_1}} < \frac{4}{2\sqrt{2}}$$

et donc $0^\circ < I_1 < 45^\circ$

L'orbite initiale est elliptique

$q_1 = Q_2$ ou $q_1 = q_2$

$0 < e_1 < 1$, $1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1$ et $1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1$ au périhélie.

$$\frac{1}{2} < \frac{\sqrt{1+e_1}}{2} < \cos I_1 < \frac{2+e_1}{2\sqrt{1+e_1}} < \frac{3}{2}$$

et donc $0^\circ < I_1 < 60^\circ$

$Q_1 = Q_2$ ou $Q_1 = q_2$

$1 + e_1 \cos E_1 = 1 - e_1$ et $1 + e_1 \cos f_1 = 1 - e_1$ à l'aphélie.

$$0 < \frac{\sqrt{1-e_1}}{2} < \cos I_1 < \frac{2-e_1}{2\sqrt{1-e_1}} < \frac{2}{2\sqrt{1-e_1}}$$

et donc $0^\circ < I_1 < 90^\circ$

3.2. Si l'une des deux orbites est rétrograde

De la même manière que ci-dessus, la majoration de la quantité de Tisserand $X < 2$ permet d'obtenir les résultats suivants:

L'orbite initiale est parabolique: $45^\circ < I_1 < 180^\circ$.

L'orbite initiale est hyperbolique: $30^\circ < I_1 < 180^\circ$.

L'orbite initiale est elliptique:

si $q_1 = Q_2$ ou $q_1 = q_2$, alors $45^\circ < I_1 < 180^\circ$;
 si $Q_1 = Q_2$ ou $Q_1 = q_2$, alors $60^\circ < I_1 < 180^\circ$.

4. Application aux comètes à courte période observées

Dans l'étude de l'origine des comètes à courte période observées, il semble évident et admis que celles-ci ont été capturées par le Système Solaire sous l'action d'une grosse planète. Ainsi, les scénarios présentés au paragraphe 2 ne sont pas applicables car ils impliquent tous deux une éjection de la comète hors de sa famille actuelle:

- la rencontre se fait avec conservation du périhélie;
- la rencontre se fait avec échange aphélie-périhélie.

De plus, il semble peu probable qu'une rencontre avec conservation de l'aphélie puisse transformer une orbite indirecte en une orbite directe. Un tel cas n'est d'ailleurs jamais visible dans les catalogues d'intégration numérique.

Finalement, il apparaît que les comètes à courte période observées avaient toutes une orbite initiale directe.

L'application de la partie théorique présentée permet de remarquer le fait suivant pour les comètes de la famille de Jupiter qui ont bien évidemment une orbite directe elliptique: l'inclinaison initiale I était comprise soit entre 0° et 60° si la rencontre s'est faite au périhélie de l'orbite initiale O_1 , soit entre 0° et 90° (il n'y a donc aucune contrainte) si la rencontre s'est effectuée à l'aphélie.

L'ensemble des éléments métriques des comètes de cette famille montre que la plus petite valeur de l'inclinaison est relative à Kojima (0.9°) et que la plus grande est donnée par Machholtz (60.1°). Donc, comme nous avons supposé que la rencontre se faisait avec invariance du plan orbital de la comète, cela sous-entend que toutes ces comètes peuvent avoir été capturées par le Système Solaire sous l'action de Jupiter à leur périhélie initial, ce qui rejoint toutes les théories.

En ce qui concerne les autres comètes, du type de Halley, les conclusions sont similaires lorsque l'orbite actuelle est directe. Mais, qu'en est-il des comètes dont l'aphélie actuelle est rétrograde?

Elles sont au nombre de trois: Halley, Pons Gambart et Tempel Tuttle.

Précédemment, nous avons montré que leur orbite initiale ne pouvait qu'être directe, ce qui impose la contrainte suivante: $I_1 = 180^\circ - I_2$.

Pour Pons Gambart dont l'inclinaison actuelle I_{obs} est égale à 136° , on obtient $I = 43.5^\circ$ ce qui implique que l'orbite initiale O_1 pouvait être hyperbolique. En effet, rappelons que si O_2 est rétrograde, alors $30^\circ < I_1 < 90^\circ$ lorsque l'orbite est hyperbolique.

Quant à Halley ($I_{obs} = 162.2^\circ$) et Tempel Tuttle ($I_{obs} = 162.7^\circ$), le problème est plus complexe car la valeur de leur inclinaison initiale (respectivement 17.8° et 17.3°) ne correspond pas aux encadrements définis dans la partie théorique. La conclusion première qui s'impose alors est que le mode de capture de ces comètes par le Système Solaire, apparemment sous l'action de Neptune, est d'une autre nature que celui présenté ici. Il est donc utile d'approfondir l'étude de ces deux corps.

Pour conclure, nous dirons que mis à part ces deux comètes particulières, le scénario envisagé ne présente pas de contradictions avec les observations.

5. Références

- Belyaev, N.A., Kresak, L., Pittich, E.M., Pushkarev, A.N., 1986, *Catalog of Short-Period Comets*, A.I.S.A.S., Bratislava.
- Carusi, A., Kresak, L., Perrozi, E., Valsecchi, G.B., 1985, *Long-term evolution of short-period comets*, Adam Hilger Ltd. Publsh., Bristol, U.K..
- Carusi, A., Valsecchi, G.B., Greenberg, R., 1990, *Celest.Mech. and Dyn.Astron.*, **49**,111-131.
- Vaghi, S., 1973, *Astron. Astrophys.*, **29**, 85-91.

INTÉGRATEUR GÉODÉSIQUE

X. Moisson et S. Loyer

1. Introduction

Dans la perspective de pouvoir rendre compte des mouvements orbitaux des corps du système solaire ainsi que des satellites naturels ou artificiels autour de ces corps, on est amené à construire les équations du mouvement à partir de la théorie de la relativité générale, acceptée aujourd'hui comme théorie de la gravitation la plus ad-hoc. On obtient ainsi des modèles correctifs aux prévisions newtoniennes, à la fois pour ce qui est de la prédiction des orbites que des réductions des données collectées depuis la Terre (par exemple, correction de précession géodésique et correction de Lense - Thirring pour un satellite artificiel de la Terre).

L'idée de ce travail est de traiter le problème dans un cadre relativiste uniquement. D'après le principe des géodésiques, un corps test soumis à l'action d'un champ de gravitation extérieur suit une trajectoire géodésique dont une équation paramétrique s'écrit explicitement en fonction des dérivées partielles des coefficients de la métrique, elle-même solution des équations du champ d'Einstein pour cette distribution de matière extérieure. En d'autres termes, la connaissance de la métrique associée à la distribution d'énergie et d'impulsion du système solaire permet de connaître les équations du mouvement d'un corps test dans ce système physique.

Ces équations du mouvement sont au nombre de quatre et rendent compte de l'évolution du quadri-vecteur d'état du corps test dans le système de coordonnées adopté¹ pour l'écriture de la solution des équations du champ. On les écrit explicitement² :

$$\frac{d^2 x^\alpha}{d\lambda^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \frac{dx^\mu}{d\lambda} \frac{dx^\nu}{d\lambda} = 0 \quad (1)$$

où λ représente le paramètre du problème.

¹On prendra ici pour système de coordonnées (x^α) pour $\alpha = 0..4$

²On utilise la convention de sommation d'Einstein

2. Intégration du mouvement géodésique - Méthode

Le système à intégrer est le système (??) transformé en un système d'ordre 8 en posant :

$$\begin{cases} u^\alpha &= \frac{dx^\alpha}{d\lambda} \\ \frac{du^\alpha}{d\lambda} &= -\Gamma_{\mu\nu}^\alpha u^\mu u^\nu \end{cases} \quad (2)$$

Dans le cadre de l'approximation champs faibles et vitesses faibles, on développe la métrique $g_{\mu\nu}$ au voisinage de la métrique de Minkowski $\eta_{\mu\nu}$ (approximation PPN) :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (3)$$

avec

$$\eta_{00} = 1, \quad \eta_{0i} = 0, \quad \eta_{ij} = -\delta_{ij} \quad (4)$$

Les symboles de Christoffel apparaissant dans (2) s'expriment en fonction des dérivées partielles de la métrique³ :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\nu}^\alpha &= \frac{1}{2} g^{\alpha\kappa} (g_{\mu\kappa,\nu} + g_{\kappa\nu,\mu} - g_{\mu\nu,\kappa}) \\ &= \frac{1}{2} g^{\alpha\kappa} (h_{\mu\kappa,\nu} + h_{\kappa\nu,\mu} - h_{\mu\nu,\kappa}) \end{aligned} \quad (5)$$

où $g^{\mu\nu}$ désigne la métrique inverse relié à $g_{\mu\nu}$ par :

$$g_{\mu\alpha} g^{\alpha\nu} = \delta_\mu^\nu \quad (6)$$

Pour le calcul de $g^{\mu\nu}$, on utilise un développement analogue à (3) :

$$g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} + h^{\mu\nu} \quad (7)$$

avec :

$$\eta^{00} = 1, \quad \eta^{0i} = 0, \quad \eta^{ij} = -\delta^{ij} \quad (8)$$

Les coefficients $h^{\mu\nu}$ s'écrivent alors au moyen des coefficients $h_{\mu\nu}$ selon :

$$\begin{cases} h^{00} &= -h_{00} + (h_{00})^2 + \dots \\ h^{0i} &= h_{0i} - h_{00}h_{0i} + h_{0s}h_{is} + \dots \\ h^{ij} &= -h_{ij} - h_{is}h_{js} + \dots \end{cases} \quad (9)$$

Dans les applications que nous envisageons, la métrique $g_{\mu\nu}$ est soit la métrique barycentrique en coordonnées cartésiennes (Brumberg, 1991), soit la métrique géocentrique, soit une métrique planétocentrique quelconque.

Les symboles de Christoffel (5) sont calculés à l'aide d'une formule de dérivation numérique à l'ordre 4 :

$$f'(x) = \frac{1}{12} (f(x-2h) + 8f(x-h) - 8f(x+h) - f(x+2h)) + O(h^5) \quad (10)$$

Le choix a été fait par soucis d'économie de temps de calcul de calculer toutes les dérivées partielles de la métrique au point courant ainsi que de la métrique inverse, avant d'entreprendre le calcul des seconds membres du système (2).

L'intégration est effectuée à l'aide d'un intégrateur numérique du type DOPRI8, qui est un schéma explicite de Runge-Kunta d'ordre élevé, fondée sur les formules de Prince et Dormand avec pas d'intégration variable (Hairer et al., 1987).

Cet intégrateur donne la trajectoire paramétrique d'une particule test dans la métrique choisie. Cette trajectoire est une géodésique du champ extérieur. Ainsi nous obtenons en sortie quatre fonctions discrètes du paramètre λ , $x^0(\lambda) = ct(\lambda)$ et $x^i(\lambda)$ pour $i = 1..3$.

³ avec la notation usuelle $()_{,\kappa} = \frac{\partial ()}{\partial x^\kappa}$

2.1. Calcul des coefficients $h_{\mu\nu}$

On constate que la donnée des coefficients $h_{\mu\nu}$ permet de calculer la métrique $g_{\mu\nu}$ à l'aide de (3), ainsi que leurs dérivées partielles en utilisant la formule (10), puis la métrique inverse d'après le formulaire (9) donc les seconds membres de (??) après évaluation des symboles de Christoffel (5).

On développe les coefficients $h_{\mu\nu}$ selon les puissances de $1/c$ dans un système de coordonnées ($x^0 = ct, \mathbf{r}$) = (ct, x^1, x^2, x^3) :

$$\begin{cases} h_{00}(t, \mathbf{r}) &= c^{-2}h_{00}^{(2)}(t, \mathbf{r}) + c^{-4}h_{00}^{(4)}(t, \mathbf{r}) + c^{-5}h_{00}^{(5)}(t, \mathbf{r}) + \dots \\ h_{0k}(t, \mathbf{r}) &= c^{-3}h_{0k}^{(3)}(t, \mathbf{r}) + c^{-5}h_{0k}^{(5)}(t, \mathbf{r}) + c^{-6}h_{0k}^{(6)}(t, \mathbf{r}) + \dots \\ h_{jk}(t, \mathbf{r}) &= c^{-2}h_{jk}^{(2)}(t, \mathbf{r}) + c^{-4}h_{jk}^{(4)}(t, \mathbf{r}) + c^{-5}h_{00}^{(5)}(t, \mathbf{r}) + \dots \end{cases} \quad (11)$$

où les $h_{\mu\nu}^{(k)}$ dépendent des potentiels et potentiels vecteurs au point (t, \mathbf{r}).

On aura par exemple (Brumberg, 1991) dans le cas de la métrique barycentrique en coordonnées rectangulaires associée à un système de masses ponctuelles M_i ($t = TCB$) :

$$\begin{cases} h_{00}^{(2)} &= -2 \sum_i \frac{GM_i}{r_i} \\ h_{00}^{(4)} &= -3 \sum_i \frac{GM_i}{r_i} \dot{\mathbf{x}}_i^2 + 2 \left(\sum_i \frac{GM_i}{r_i} \right)^2 \\ &\quad + 2 \sum_i \frac{GM_i}{r_i} \sum_{j \neq i} \frac{GM_j}{r_{ij}} \\ &\quad - \sum_i \frac{GM_i}{r_i} \left(\dot{\mathbf{x}}_i^2 - \mathbf{r}_i \ddot{\mathbf{x}}_i - \frac{1}{r_i^2} (\mathbf{r}_i \dot{\mathbf{x}}_i)^2 \right) \\ h_{0k}^{(3)} &= 4 \sum_i \frac{GM_i}{r_i} (\dot{x}_i^k) \\ h_{jk}^{(2)} &= 2 \sum_i \frac{GM_i}{r_i} \eta_{jk} \end{cases} \quad (12)$$

où $\dot{f} = \frac{df}{dt}$, \mathbf{x}_i représentent les coordonnées cartésiennes de la planète i à l'instant t , $\mathbf{x}_i = (x_i^1, x_i^2, x_i^3)$, $\mathbf{r}_i = \mathbf{x} - \mathbf{x}_i$, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$, $r_i = |\mathbf{r}_i|$ et $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$.

On utilise les éphémérides DE403 en substituant les valeurs numériques des coordonnées planétaires dans (12). Au voisinage d'un des corps massif, il peut être utile de remplacer l'approximation masse ponctuelle par un développement plus complet du potentiel de gravité de la forme :

$$U(r, \varphi, \theta) = \frac{GM}{r} \left[\sum_l \sum_{m=0}^l \left(\frac{R}{r} \right)^l \bar{P}_{lm}(\sin(\varphi)) (\bar{C}_{lm} \cos m\theta + \bar{S}_{lm} \sin m\theta) \right] \quad (13)$$

3. Tests et résultats

3.1. Géodésique isotrope - le cas du photon

Les trajectoires des rayons lumineux sont des géodésiques isotropes le long desquelles on a $ds^2 = g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = 0$. Dans ce cas, seule la trajectoire nous intéresse et le choix du paramètre λ est arbitraire. La condition $ds^2 = 0$ sert à normaliser la quadrivitesse u^μ au cours de l'intégration.

La valeur classique de la déflexion des rayons lumineux rasant le Soleil prévue par la théorie pour la métrique de Schwarzschild ($\Delta\phi = 1''.75$) a été obtenue avec une excellente précision par l'intégrateur.

3.2. Les particules test

On désigne par particule test une particule dont le champ propre n'a pas d'influence sur le champ extérieur. C'est le cas des planètes dans l'approximation masse ponctuelle et a fortiori des satellites artificiels de la Terre.

La condition de constance de la quadrivitesse le long de la géodésique devient alors :

$$g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = c^2 \left(\frac{d\tau}{d\lambda} \right) \quad (14)$$

où τ le temps propre de la particule. On choisira $\lambda = \tau$ ce qui conduit à la condition de normalisation $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = c^2$.

On retrouve à l'aide de l'intégrateur la précession du périhélie planétaire dans le problème de Schwarzschild donné par :

$$\Delta\omega = \frac{6\pi GM}{c^2 a(1-e^2)}$$

où M est la masse du corps central, a et e désignant respectivement le demi grand axe et l'excentricité de l'orbite.

Enfin, les résultats préliminaires de calculs d'orbites planétaires donnent des écarts avec la théorie DE403 de quelques microsecondes d'arc sur des intervalles de temps de quelques années c'est-à-dire en deça des amplitudes des effets relativistes.

4. Conclusion

Nous avons réalisé un logiciel d'intégration qui permet de déterminer les trajectoires des particules massives ou non (ondes électromagnétiques) fondé sur la détermination des géodésiques suivies par ces particules. L'avantage de cette méthode est de traiter directement les équations du mouvement relativiste sans recourir à des corrections post-newtoniennes. Une telle approche est applicable à la réduction des données observationnelles (observations radar, optiques, laser) ainsi qu'au calcul des trajectoires des corps massifs (astéroïdes, planètes, satellites naturels ou artificiels). Afin de compléter cet intégrateur, nous projetons d'y inclure la modélisation des changements de systèmes de référence relativiste (Brumberg et al., 1991), (Moisson, 1996), (Brumberg et al., 1993), (Fairhead et Bretagnon, 1990) ainsi que les développements des champs de gravité au voisinage des planètes (Schwintzer et al., 1997).

5. Références

- Brumberg, V.-A., 1991, *Essential Relativistic Celestial Mechanics*, Adam Hilger.
- Brumberg, V.-A., Bretagnon, P., Francou, G., 1991, Analytical algorithms of relativistic reduction of astronomical constant, *Journées 1991* (ed. N. Capitaine), 141.
- Brumberg, V.-A., Bretagnon, P., Francou, G., 1993, Analytical relativistic transformations between time reference systems, *Astron. Astrophys.*, **275**, 651.
- Fairhead, L., Bretagnon, P., 1990, An analytical formula for the time transformation TB-TT, *Astron. Astrophys.*, **229**, 240.
- Hairer, E., Norsett, S.P., Wanner, G., 1987, *Solving Ordinary Differential Equations I*, Springer Verlag.
- Moisson, X., 1996, Proceedings of the 4th von Humboldt Colloquium for Celestial Mechanics, J. Henrard, ed.
- Schwintzer, P., et al., 1997, Long-wavelength global gravity field models: GRIM4-S4, GRIM4-C4, *Journal of Geodesy*, **71**.

MOYENNISATION GEVREY

D. Sauzin¹

1. Systèmes rapidement oscillants

Nous nous intéressons aux systèmes dynamiques analytiques possédant une phase rapide. Cela signifie que parmi les variables de l'espace de phase, figure une variable angulaire φ dont le mouvement est plus rapide que celui de toutes les autres ; les autres variables $x = (x_1, \dots, x_N)$ seront dites lentes. Un tel système s'écrit en général

$$\begin{cases} \dot{x} &= \varepsilon f(x, \varphi, \varepsilon) \\ \dot{\varphi} &= \omega(x) + \varepsilon g(x, \varphi, \varepsilon) \end{cases}$$

avec un petit paramètre $\varepsilon > 0$ marquant la "lenteur" des variables x_i , et des fonctions analytiques f, g 2π -périodiques en φ , et ω vérifiant $\omega(x) > c > 0$.

Mais dans la suite, nous nous restreindrons toujours au cas plus simple d'une phase variant avec fréquence constante. On peut alors identifier φ avec le temps t et écrire le système comme une équation différentielle non autonome périodique

$$\dot{x} = \varepsilon f(x, t). \quad (1)$$

Nous supposons la fonction vectorielle f analytique en x ($x \in G$ ouvert de \mathbb{R}^N) et 2π -périodique en t (mais pas nécessairement aussi régulière en t : lipschitzienne suffira).

L'objectif est de trouver de nouvelles coordonnées dans lesquelles l'équation sera plus simple parce que la dépendance en t aura été diminuée. Classiquement, la méthode de moyennisation (cf. Arnold et al., 1988) permet de trouver un changement de coordonnées proche de l'identité

$$x = y + \varepsilon u(\varepsilon, y, t) = y + O(\varepsilon) \quad (2)$$

(2π -périodique en t) qui conjugue notre équation (1) à une nouvelle équation

$$\dot{y} = \varepsilon(g(\varepsilon, y) + \alpha(\varepsilon, y, t)) \quad (3)$$

dans laquelle la partie oscillante pure α est d'ordre ε^m , pour $m \geq 1$ arbitraire (il suffit de prendre pour u un certain polynôme en ε , de degré d'autant plus élevé que m est grand). Et plus α est petit, plus on

¹Travail en collaboration avec Pierre Lochak, CNRS - École Normale Supérieure

se rapproche d'un système où variables lentes et phase rapide sont découplées, beaucoup plus simple à analyser.

2. Solutions formelles

Jusqu'à quel point peut-on réduire la dépendance en temps ? Peut-on l'éliminer complètement ? Comme on l'a dit, on peut obtenir $|\alpha| = O(\varepsilon^m)$ avec m arbitrairement grand, en choisissant bien u , mais si l'on essaie de passer à la limite sur m dans l'espoir d'éliminer complètement α , on tombe en général sur des séries divergentes pour u et g . Autrement dit, l'équation

$$\partial_t u + g + \varepsilon D_y u \cdot g = f(y + \varepsilon u, t), \quad (4)$$

qui exprime le fait que l'équation initiale (1) est conjuguée à l'équation autonome

$$\dot{y} = \varepsilon g(\varepsilon, y) \quad (5)$$

par le changement de coordonnées (2), admet toujours une solution formelle

$$\tilde{u} = \sum_{k \geq 0} \varepsilon^k u_k(y, t), \quad \tilde{g} = \sum_{k \geq 0} \varepsilon^k g_k(y).$$

(Pour interpréter l'équation de conjugaison (4) dans l'algèbre des séries formelles en ε à coefficients analytiques en y et périodiques en t , on utilise la série de Taylor

$$f(y + h, t) = \sum_{p \in \mathcal{N}^N} h^p f_p(y, t),$$

où $h^p = h_1^{p_1} \dots h_N^{p_N}$.)

La solution formelle est même unique si l'on impose la condition supplémentaire

$$\forall k, u_k(y, 0) = 0.$$

3. Propriétés Gevrey

D'un autre côté, par une méthode qui n'utilise pas ces séries formelles, Neishtadt a démontré que la partie oscillante pure de l'équation non autonome peut toujours, par un changement de variables proche de l'identité, être rendue exponentiellement petite :

Théorème 1 (Neishtadt, 1984). Si f est analytique et bornée pour x dans G' , voisinage complexe de G , il existe un changement de variables de la forme (2) avec u analytique pour y dans G et des constantes $C_0, \rho_0 > 0$ tels que l'équation initiale prenne la forme (3) avec

$$|\alpha| \leq C_0 e^{-\frac{\rho_0}{\varepsilon}}.$$

Le lien entre la solution formelle (\tilde{u}, \tilde{g}) et le résultat de Neishtadt réside dans les *propriétés Gevrey* de ces séries formelles, que l'on peut exprimer ainsi :

Théorème 2 (Sauzin, 1992). Si f est analytique pour x dans G'' , voisinage complexe compact de G , il existe une constante $\rho > 0$ telle que les transformées de Borel

$$\hat{U}(\zeta, y, t) = \sum_{k \geq 0} \frac{\zeta^k}{k!} u_k(y, t), \quad \hat{G}(\zeta, y) = \sum_{k \geq 0} \frac{\zeta^k}{k!} g_k(y)$$

convergent pour $|\zeta| \leq \rho$.

(Remarque : si les séries formelles \tilde{u} et \tilde{g} étaient elles-mêmes convergentes, leurs transformées de Borel seraient entières (et de type exponentiel) par rapport à ζ ; on pourrait donc prendre ρ infini.)

L'article de Ramis et Schäfke (1996), qui reprend ce résultat et le généralise au cas d'une fréquence non constante, explique comment il permet de retrouver le théorème de Neishtadt : On applique à \hat{U} et \hat{G} une transformation de Laplace incomplète (ou tronquée) pour définir une solution approximative de l'équation (4). Soit en effet

$$u_\rho(\varepsilon, y, t) = \varepsilon^{-1} \int_0^\rho \hat{U}(\zeta, y, t) e^{-\zeta/\varepsilon} d\zeta ;$$

si l'on pouvait appliquer la transformation de Laplace complète (c'est-à-dire intégrer jusqu'à l'infini), on définirait une solution exacte de notre problème (grâce aux propriétés classiques des transformations de Borel et de Laplace), mais en tronquant le chemin d'intégration à l'abscisse ρ , on commet une erreur de l'ordre de grandeur de $e^{-\rho/\varepsilon}$. C'est pourquoi le changement de variable

$$x = y + \varepsilon u_\rho(\varepsilon, y, t)$$

conjugue (1) avec une équation de la forme

$$\dot{y} = \varepsilon(g_\rho(\varepsilon, y) + O(e^{-\rho/\varepsilon})).$$

4. Conclusion

Ainsi donc, une étude approfondie de la transformée de Borel de la solution formelle doit permettre de préciser le résultat de Neishtadt : toute borne inférieure des rayons de convergence de \hat{U} et \hat{G} constitue un ρ_0 possible, et nous indique donc à quel point on peut réduire la partie oscillante pure α .

Nous travaillons actuellement à définir un domaine de la plus grande possible dans lequel les transformées de Borel soient analytiques, à partir du domaine d'analyticité du flot du champ moyen $\langle f \rangle(x)$: il semble en effet que ce soient les singularités de ce flot qui déterminent les singularités de \hat{U} et \hat{G} par rapport à ζ .

Références bibliographiques

- Arnold, V. I., Kozlov, V. V., Neishtadt, A. I., 1988, *Encyclopaedia of Mathematical Sciences, Dynamical systems III*, Springer-Verlag.
- Neishtadt, A.I., 1984, Separation of Motions in Systems with Rapidly Rotating Phase, *J. Appl. Math. Mech.*, **48**, 133-139.
- Ramis, J.-P., Schäfke, R., 1996, Gevrey Separation of Fast and Slow Variables, *Nonlinearity*, **9**, 353-384.
- Sauzin, D., 1992, Caractère Gevrey des solutions formelles d'un problème de moyennisation, *Compt. Rend. Acad. sci.*, t. **315**, Série I, p. 991-995.



ANALYSE DES DONNÉES DU LASER - LUNE

J. Chapront, M. Chapront-Touzé, G. Francou

Introduction

Le principe des observations est le suivant : l'émetteur de la station envoie des photons en direction d'un réflecteur situé sur la Lune ; les photons réfléchis sont captés par un récepteur, en général voisin de l'émetteur, et le temps du trajet aller et retour de la lumière est chronométré. L'observation brute consiste dans ce temps dépouillé de corrections instrumentales ; par exemple, pour la plupart des stations, élimination du trajet de la lumière à l'intérieur de l'appareil pour pouvoir confondre émetteur et réflecteur. Les stations convertissent ensuite les observations brutes en points normaux, c'est-à-dire en moyennes d'observations sur une dizaine de minutes (ou quelques dizaines), ce qui permet de diminuer certaines erreurs. Ces points normaux peuvent être analysés comme s'il s'agissait d'observations réelles et nous les désignerons dans la suite par "observations". Leur précision, pour les observations les plus récentes, est de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes, ce qui correspond à quelques millimètres sur un trajet simple. La valeur de la mesure elle-même est de l'ordre de 2.5 secondes.

Les réflecteurs utilisés sont au nombre de quatre : Apollo 11, Apollo 14, Apollo 15 et Lunakhod 2, Apollo 15 étant plus souvent utilisé que les autres réflecteurs pour des raisons de facilité de repérage. Il existe également un autre réflecteur, Lunakhod 1, dont on ne connaît pas l'emplacement.

Les principales stations sont au nombre de trois : McDonald, près de Fort Davis aux USA, qui a eu trois emplacements successifs, Haleakala (Maui, Hawaii), qui ne fonctionne plus depuis août 1990 et pour laquelle l'émetteur et le récepteur étaient séparés par une vingtaine de mètres, et le CERGA (Grasse, France), qui fournit actuellement le plus grand nombre d'observations. Il faut ajouter à ces stations la station allemande de Wetzell qui ne fournit que quelques points normaux par an. La table 1 donne le nombre d'observations disponibles pour les principaux sites, jusqu'à la fin septembre 1996, et les intervalles de temps couverts.

Principe de l'analyse

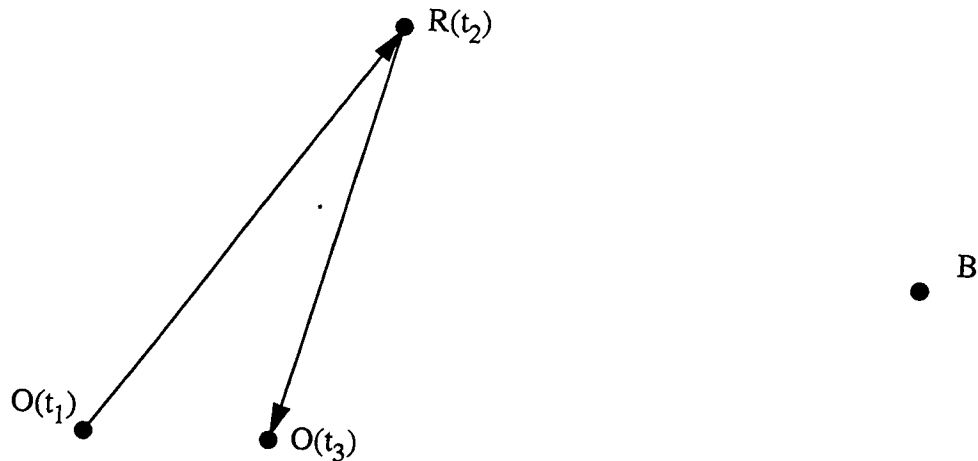
Soit DT le temps aller et retour des photons observé en TAI (déduit des fichiers de points normaux). La valeur calculée correspondant à DT est DTC . L'analyse des observations se fait par l'intermédiaire des

O-C :

$$O - C = DT - DTC$$

Table 1. Observations disponibles jusqu'au 30 septembre 1996.

Station	début	fin	nombre
McDonald 2.70m	août 1969	janv. 1985	3559
MLRS ancien	août 1983	janv. 1988	483
MLRS nouveau	fév. 1988	sept. 1996	1385
Haleakala	avril 1987	août 1990	482
CERGA rubis	avril 1984	juin 1986	1190
CERGA	oct. 1987	sept. 1996	4230

**Fig. 1.** Trajet des photons. B : barycentre du système solaire, R : réflecteur, O : site d'observation (émetteur et récepteur confondus).

L'expression de DTC est obtenue de la façon suivante. Les photons quittent la station à l'instant t_1 , arrivent sur le réflecteur à l'instant t_2 et reviennent à la station à l'instant t_3 (fig. 1). On a :

$$t_2 = t_1 + \frac{1}{c} |\mathbf{BR}(t_2) - \mathbf{BO}(t_1)| + DT_3 + DT_4,$$

$$t_3 = t_2 + \frac{1}{c} |\mathbf{BR}(t_2) - \mathbf{BO}(t_3)| + DT_3 + DT_4$$

avec DT_3 : correction relativiste pour l'aller ou le retour seul (déviations gravitationnelles des rayons lumineux), DT_4 : correction troposphérique pour l'aller ou le retour seul.

t_1 , t_2 et t_3 sont exprimés dans l'échelle TDB. t_1 est donné avec l'observation en UTC puis converti en TDB. t_2 et t_3 sont calculés par itération. On en déduit :

$$DTC = t_3 - t_1 - DT_1(t_3) + DT_1(t_1)$$

$DT_1(t)$: correction d'échelle de temps.

Le calcul de DTC fait intervenir la distance des positions barycentriques du réflecteur et du site d'observation à deux instants différents t et t' . Pour relier cette quantité à des quantités connues, on fait intervenir la position barycentrique du centre de gravité du système Terre-Lune \mathbf{BG} , la position géocentrique du centre de gravité de la Lune \mathbf{TL} , la position géocentrique de l'observateur \mathbf{TO} et la position sélénocentrique du réflecteur \mathbf{LR} (fig. 2). On obtient :

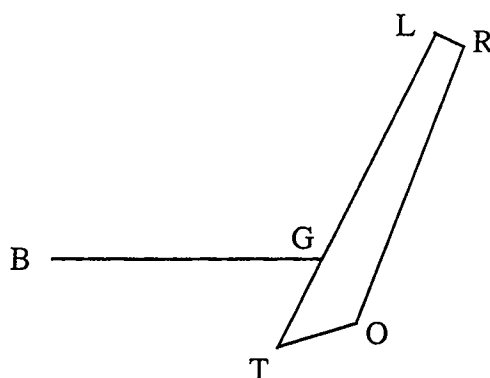


Fig. 2. Positions du réflecteur et du site. **G** : centre de gravité du système Terre-Lune, **T** : centre de gravité de la Terre, **L** : centre de gravité de la Lune.

$$|\mathbf{BR}(t) - \mathbf{BO}(t')| = \left| \mathbf{BG}(t) - \mathbf{BG}(t') + \frac{m_T}{m_T + m_L} \mathbf{TL}(t) + \frac{m_L}{m_T + m_L} \mathbf{TL}(t') + \mathbf{LR}(t) - \mathbf{TO}(t') \right|.$$

Le calcul de cette quantité nécessite que les composantes des différents vecteurs soient exprimées dans le même repère. Nous avons choisi un repère écliptique moyen inertiel J2000.0.

$\mathbf{BG}(t) - \mathbf{BG}(t')$ est calculé à l'aide d'une solution du barycentre Terre-Lune, DE245 ou VSOP87.

$\mathbf{TL}(t)$ est donné par notre solution ELP 2000-96 (solution analytique + compléments numériques), dans laquelle divers paramètres peuvent être ajustés.

$\mathbf{LR}(t)$ est calculé à partir des coordonnées des réflecteurs, dans un repère sélénocentrique (ajustées) et d'une rotation fournie par la théorie analytique de la libration de M. Moons, dans laquelle les constantes de la libration libre doivent être ajustées.

Le calcul de $\mathbf{TO}(t)$ fait intervenir les coordonnées des stations dans le repère terrestre de l'IERS avec leurs vitesses (mouvement des plaques tectoniques) d'après ITRF94, des corrections aux coordonnées de la station dues aux déformations de la Terre, la matrice de passage du repère terrestre au repère céleste écliptique dans le cadre newtonien et enfin des corrections relativistes de changement de repère.

Le passage du repère terrestre au repère céleste écliptique se fait selon le schéma classique :

ITRF94 $\xrightarrow{1}$ repère équatorial vrai de la date $\xrightarrow{2}$ repère équatorial J2000.0 $\xrightarrow{3}$ repère écliptique.

- La transformation 1 fait intervenir le mouvement du pôle et la différence $UT1 - UTC$ calculés par interpolation à partir du fichier EOP 97 C04 de l'IERS.

- La transformation 2 fait intervenir la précession-nutation, évaluée soit à partir d'un modèle analytique en ajustant la constante de la précession, soit à partir des corrections numériques fournies par le fichier EOP 97 C04.

- La transformation 3 fait intervenir la position du repère dynamique écliptique par rapport au repère équatorial définie par les deux angles ajustés $\gamma' \gamma_{2000}^I$ et ε_0 . γ' est l'équinoxe du repère équatorial J2000.0 défini implicitement par les paramètres de la rotation de la Terre et le modèle de précession-nutation utilisés, γ_{2000}^I est l'équinoxe dynamique moyen inertiel J2000.0, qui dépend de l'équateur utilisé, ε_0 est l'obliquité moyenne en J2000.0 (fig. 3).

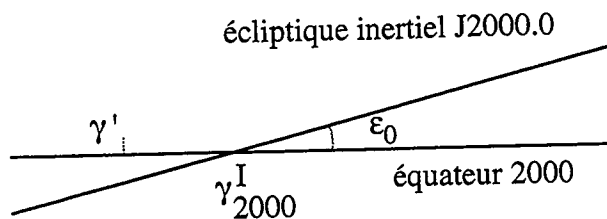


Fig. 3. Positionnement du repère écliptique par rapport au repère équatorial.

Types d'analyse effectués

Nous effectuons deux types d'analyse, chaque type correspondant à des buts différents.

Analyses à long terme

Les plus récentes utilisent les observations de janvier 1972 à fin septembre 1996. Les O-C obtenus sont analysés par la méthode des moindres carrés pour déterminer les paramètres suivants :

- six éléments orbitaux de la Lune (moyen mouvement sidéral, paramètres excentricité et inclinaison, valeurs de la longitude moyenne et des longitudes moyennes du périégée et du nœud en J2000.0),
- quatre éléments orbitaux du barycentre Terre-Lune (moyen mouvement sidéral, paramètre excentricité, longitude moyenne et longitude moyenne du périhélie en J2000.0),
- l'accélération séculaire de la Lune provenant des effets de marées,
- des corrections observées aux moyens mouvements du périégée et du nœud, qui peuvent contenir les effets principaux, sur le mouvement orbital, de certaines constantes non ajustées,
- les six constantes de la libration libre,
- les angles de position du repère écliptique moyen inertiel J2000.0 par rapport à un repère céleste équatorial J2000.0, γ' , γ^I_{2000} et ε_0 ,
- une correction à la constante de la précession.

Pour le positionnement du repère écliptique par rapport au repère équatorial, nous avons considéré deux cas :

- Les O-C sont calculés à partir d'un modèle analytique de précession-nutation ; le repère équatorial de référence est alors défini par le CEP moyen de J2000.0 et un équinoxe γ' du plan équatorial correspondant qui dépend des valeurs de UT1 de l'IERS. La position du CEP moyen de J2000.0 et γ' dépendent également du modèle de précession choisi et nous avons étudié deux modèles : celui du Bureau des longitudes (Simon et al., 1994) et celui de Williams (1994) qui est une amélioration du précédent. La correction à la constante de la précession que nous ajustons est une correction à la constante UAI 1976.
- Les O-C sont calculés à partir des corrections de précession-nutation numériques fournies par l'IERS ; le repère équatorial de référence est alors le repère céleste de l'IERS. La correction à la constante de la précession que nous ajustons est très petite et n'a qu'une valeur de vérification.

La comparaison des éléments orbitaux de la Lune déterminés dans les deux cas permet de calculer la séparation dans l'écliptique entre les deux équinoxes dynamiques obtenus. La comparaison avec des résultats d'ajustements antérieurs de notre solution sur des intégrations numériques du JPL permet également de positionner les repères de ces intégrations numériques par rapport au repère de l'IERS.

Les résidus obtenus, par stations et par intervalles de temps, sont donnés dans la table 2.

Table 2. Résidus après ajustement, en cm sur la distance station-réfecteur.

Stations	observations retenues	moyenne quadratique (cm)
McDonald 1972-1986	3512	35.0
McDonald 1987-1996	1387	5.2
CERGA, Rubis 1984-1986	1165	19.5
CERGA 1987-1996	4087	5.4
Haleakala 1987-1990	459	9.2

Analyses à court terme

Les valeurs des paramètres ajustés dans les analyses précédentes, une fois injectées dans les différentes solutions utilisées, permettent d'effectuer un calcul précis des O-C des observations à mesure qu'elles paraissent. Ce travail est effectué actuellement avec les observations du CERGA qui nous sont envoyées par groupes de quelques nuits au fur et à mesure de leur réalisation. Il n'est plus possible à ce niveau d'utiliser le fichier EOP 97 C04, dont la mise à jour n'est en général pas encore faite ; on utilise alors les données du Bulletin A de l'IERS (USNO), qui sont soit des prédictions soit des résultats issus d'observations. Les O-C que nous obtenons sont envoyés immédiatement au CERGA en assurant ainsi un suivi à court terme des observations.

Ce travail a, en outre, pour nous un grand intérêt qui est de permettre un examen critique de diverses corrections introduites dans le calcul des O-C. Dans l'analyse à long terme, les effets de ces corrections sont en effet noyés dans la masse des données traitées. C'est ainsi que nous avons pu corriger, il y a quelques mois, une imprécision dans notre évaluation de l'effet troposphérique et que nous allons tester prochainement un nouveau modèle pour ce même effet.

Ces O-C à court terme pourraient également nous permettre de réaliser un ajustement de UT0 et de la variation de latitude, mais nous n'en sommes actuellement qu'à des essais. Par ailleurs on sait que les valeurs que l'on peut déduire des observations LLR sont beaucoup moins précises que celles issues d'autres types d'observations, par exemple le VLBI.

La figure 4 montre un exemple d'analyse à court terme, utilisant exceptionnellement le fichier EOP 97 C04 de l'IERS. Sur cette figure, les + correspondent au réflecteur Apollo 15, les X à Apollo 11 et le triangle à Lunakhod 2.

Liens de l'équipe avec l'extérieur

Nous avons parlé plus haut des échanges que nous avons régulièrement avec l'équipe LLR du CERGA. Ces échanges sont maintenant "institutionnalisés" dans le cadre du GRGS et nous figurerons dans le prochain rapport annuel sous le titre "Centre d'analyse de l'équipe laser-Lune, BDL et Observatoire de Paris". Jean Souchay et son étudiant Sébastien Bouquillon se sont en effet joints à notre équipe et travaillent actuellement à l'amélioration du modèle de libration.

Par ailleurs, le positionnement du repère écliptique par rapport au repère céleste de l'IERS, que nous avons déterminé, rentre dans le cadre des travaux qui concernent l'IERS et notre équipe figure maintenant sous le nom de "BDL Analysis Centre" parmi les centres d'analyse LLR répertoriés par l'IERS.

LES ÉPHÉMÉRIDES DES ASTÉROÏDES GÉOCROISEURS DE LA MISSION ISO (Infrared Space Observatory)

A. Bec-Borsenberger

Résumé

À partir de la fin du XIXe siècle, des astéroïdes d'un type différent de ceux de la ceinture principale ont été découverts. Ou bien les orbites de ces astéroïdes croisent celle de Mars et s'approchent à 0.1 unité astronomique de celle de la Terre, ou bien elles interceptent celle de la Terre, ou bien enfin leurs orbites restent à l'intérieur de celle de la Terre. Au cours de la mission ISO, certains de ces objets passent près de la Terre ce qui peut entraîner de très fortes variations des éléments orbitaux. Il s'ensuit une modification de la représentation des éphémérides de ces astéroïdes en polynômes de Tchebychev, par rapport au standard demandé par l'ESA.

1. Apollo - Amor - Aten

La majorité des astéroïdes gravitent entre Mars et Jupiter et forment *la ceinture principale*. À partir de la fin du XIXe siècle, on a découvert des astéroïdes de types nouveaux dont les premiers représentants observés ont été:

- 1898 : 433-Eros observé par Witt; son orbite croise celle de Mars et s'approche à 0.1 ua de celle de la Terre;
- 1949 : 1566-Icarus observé par Baade; son orbite intercepte celle de la Terre;
- 1976 : 2062-Aten observé par Helin; la distance moyenne de cet astéroïde au Soleil reste inférieure à 1 ua.

Depuis ces observations, environ deux cents de ces objets ont été découverts. On les divise en trois grandes familles appelées du nom d'un objet de chaque classe:

- *Amors*. Ces objets croisent seulement l'orbite de Mars. ($a > 1$ ua, $1.02 < q \leq 1.3$ ua)
- *Apollos*. Ces objets, caractérisés par $a \leq 1$ ua, $q \leq 1.02$ ua, croisent l'orbite de la Terre et celle de Mars.

- *Atens*. Ces objets restent proches de l'orbite de la Terre et leurs orbites ne croisent pas celle de Mars. ($a < 1$ ua)

Parmi les astéroïdes précités, notons que :
 Eros avec $a = 1.46$ ua, $e = 0.22$, appartient à la famille des Amors. En effet, sa distance au périhélie est $q = 1.14$ ua, et à l'aphélie $Q = 1.78$ ua;
 Icarus pour lequel $a = 1.08$ ua et $e = 0.83$, appartient à celle des Apollos, sa distance au périhélie étant $q = 0.18$ ua, et à l'aphélie, $Q = 1.98$ ua.
 Dans la langue anglaise, ces objets sont désignés par :

Apollo-Amor-Aten Objects (AAAOs), ou
 Near Earth Asteroids (NEAs), ou
 Earth grazing asteroids.

Et dans la langue française, on trouve :

Astéroïdes qui s'approchent de la Terre, et
 Astéroïdes qui croisent l'orbite de la Terre, ou
 Astéroïdes géocroiseurs

2. Les astéroïdes géocroiseurs ISO

Les éphémérides des 80 astéroïdes demandés pour la mission ISO commencent le 19-sept-1995 et sont valables pendant 1050 jours, de façon à être utilisables jusqu'en juin 1998. Pour cette période, on fournit à l'ESA les éphémérides des longitude et latitude astrométriques géocentriques, ainsi que celles de la magnitude visuelle.

Les astéroïdes observés au cours de la mission appartiennent pour la plupart à la ceinture principale. Néanmoins, quelques AAAOs figurent parmi les objets demandés, à savoir :

2062-Aten, ($a = 0.97$ ua, $e = 0.18$)
 2201-Oljato, ($a = 2.17$ ua, $e = 0.71$)
 2212-Hephaistos, ($a = 2.17$ ua, $e = 0.83$)
 3200-Phaethon, ($a = 1.27$ ua, $e = 0.89$)
 3671-Dionysus, ($a = 2.20$ ua, $e = 0.54$)
 4179-Toutatis ($a = 2.51$ ua, $e = 0.63$)

3. Passages proches et variation des éléments

On donne dans le tableau suivant les époques auxquelles, au cours de la mission, ces astéroïdes passent près de la Terre, D désignant la distance géocentrique:

Nom	D (ua)	Epoque
2062-Aten	0.22	01 1996
2201-Oljato	0.32	02 1996
4179-Toutatis	0.04	11 1996
3671-Dionysus	0.11	07 1997
2212-Hephaistos	0.60	10 1997
3200-Phaethon	0.3	11 1997

Pour trois de ces astéroïdes (3200-Phaethon, 3671-Dionysus, 4179-Toutatis), le passage proche de la Terre a lieu au voisinage du passage au périhélie, de sorte que les éléments orbitaux subissent de très fortes variations. On trouvera un exemple de ce type de passage sur la figure 1 et les variations correspondantes des éléments orbitaux sur la figure 2.

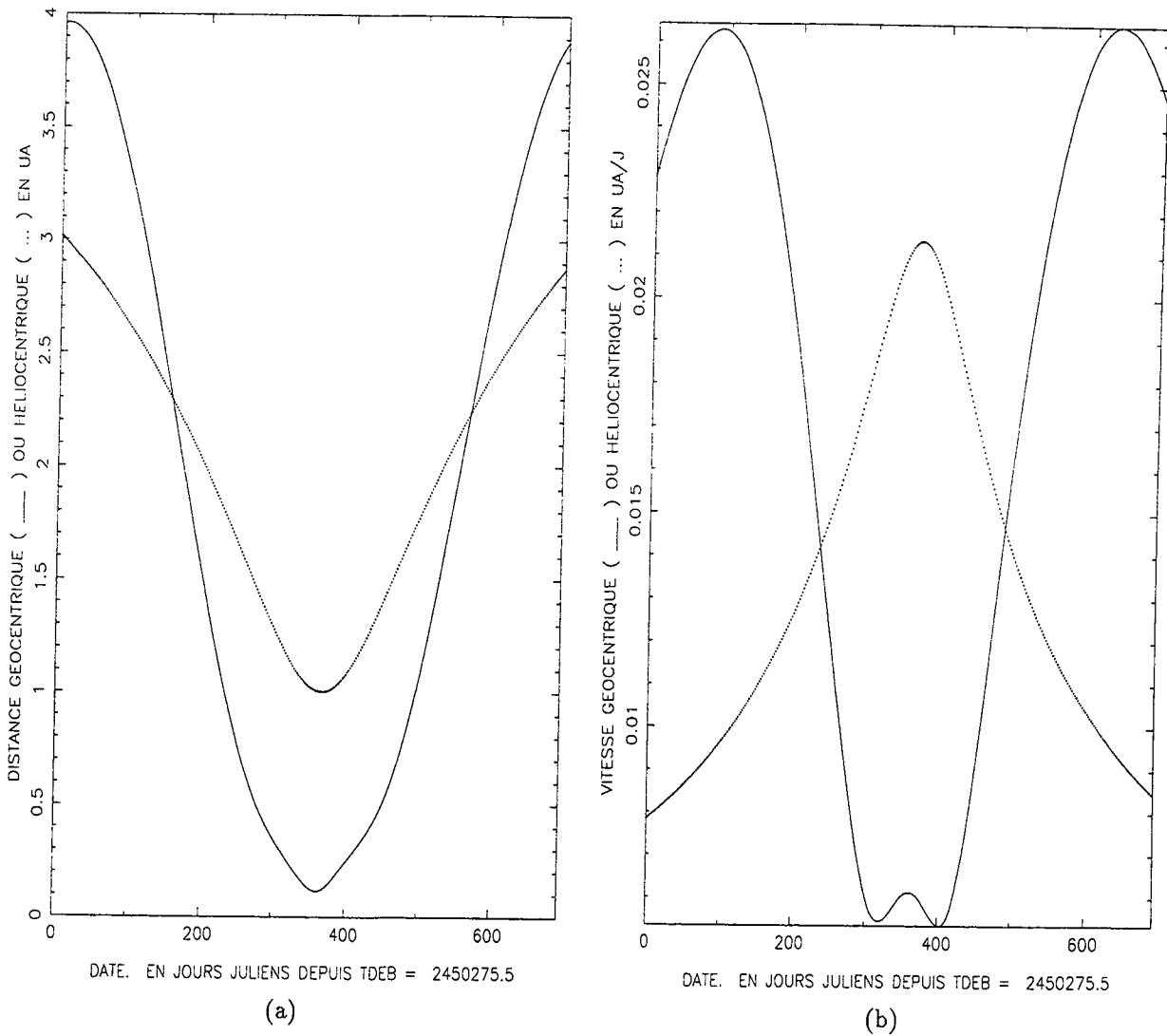


Fig. 1. Variation de la distance (a) et de la vitesse (b) pour l'astéroïde 3671-Dionysus.

4. Conclusion

Du fait de ces variations, la représentation des éphémérides par des polynômes de Tchebychev ne peut être identique tout le long de l'orbite. (On rappelle que dans la représentation demandée par l'ESA, le domaine de validité des coefficients est de 32 jours, les coefficients eux-mêmes étant donnés tous les 30 jours).

Pour obtenir une représentation valable à 1'' des orbites de ces trois astéroïdes, nous avons dû donner pendant les périodes perturbées les coefficients tous les 4 jours pendant 30 jours en novembre 1996 pour 4179-Toutatis, pendant 120 jours de juin à août 1997 pour 3671-Dionysus, et pendant 60 jours en novembre-décembre 1997 pour 3200-Phaethon. De plus, au cours du mois de juillet 1997, cette réduction d'intervalle de temps s'est révélée insuffisante pour 3671-Dionysus, et on a alors donné les coefficients tous les jours pendant 8 jours.

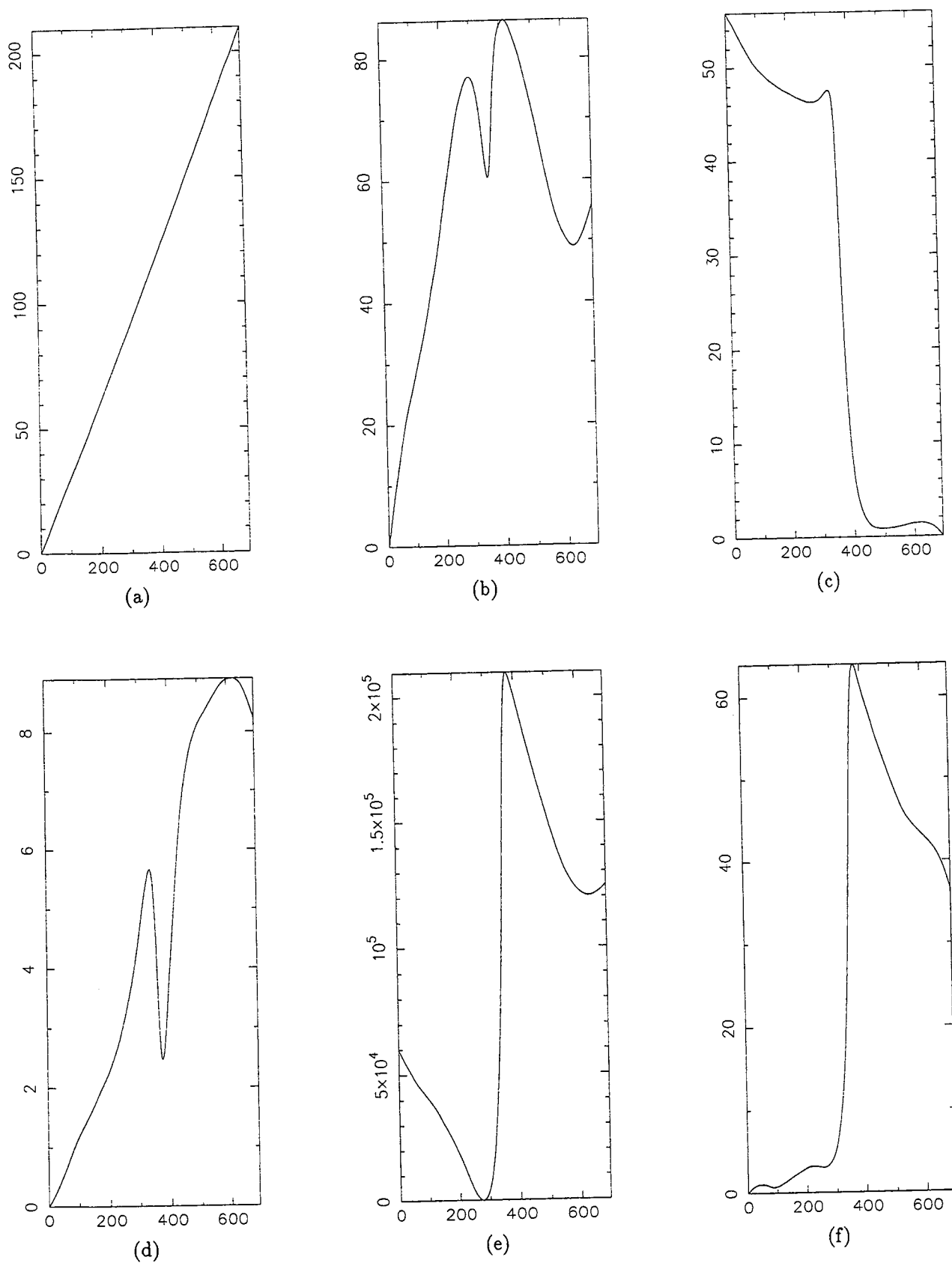


Fig. 2. Astéroïde 3671-Dionysus : variations des éléments osculateurs. (a) : anomalie moyenne (degré) ; (b) : argument du périhélie ($''$) ; (c) : longitude du nœud ($''$) ; (d) : inclinaison ($''$) ; (e) : demi-grand axe (km) ; (f) : excentricité ($''$). L'échelle des abscisses est donnée en jours juliens depuis JJ=2 450 275.5 (11 juillet 1996 à 0 h).

QUELQUES PROBLÈMES À PROPOS DES OBSERVATIONS ANCIENNES DES SATELLITES DE SATURNE

A. Vienne et L. Duriez, Université de Lille

1. Introduction

Depuis quelques années, Sinclair & Taylor (1985), Taylor & Shen (1988), Harper & Taylor (1993) disent qu'il y a une "erreur systématique d'échelle" dans le système des satellites de Saturne. Cet effet supposé n'est pas apparu de manière évidente lors de la réduction de TASS aux observations. Nous montrons cela en présentant les deux représentations des mouvements utilisées, et en mettant l'accent sur leurs différences. Nous présentons ensuite les résidus des observations des satellites de Saturne faites depuis plus d'un siècle, avec ces représentations. Nous pouvons alors poser clairement le problème de l'erreur d'échelle. Quelques essais de réductions particulières des observations, nous permettent de confirmer cette "erreur d'échelle systématique" et de conclure que celle-ci concerne uniquement les observations visuelles anciennes.

2. Représentations des mouvements utilisées

Les positions à une date donnée des satellites Mimas, Encelade, Téthys, Dioné, Rhéa, Titan, Hypérior et Japet ont été calculées avec les deux représentations des mouvements suivants :

- H-T décrit dans (Taylor 1992) pour Hypérior et dans (Harper et Taylor 1993) pour les autres satellites.

- TASS décrit dans (Duriez et Vienne 1997) pour Hypérior et dans (Vienne et Duriez 1995) pour les autres satellites.

Ces deux représentations sont basées sur les mêmes séries d'observations dont la plupart peuvent être trouvées dans le catalogue de Strugnell et Taylor (1990) et couvre plus d'un siècle, de 1874 à 1989. Cependant, les théories dont sont issues ces représentations sont différentes : Celle d'Harper et Taylor n'est pas analytique par rapport aux paramètres physiques que sont les masses et les coefficients d'aplatissement. Par contre, TASS a été construite d'une manière dynamiquement consistante, les satellites étant considérés ensemble avec toutes leurs perturbations mutuelles ; ses paramètres sont explicitement les conditions initiales, les masses des satellites et les coefficients d'aplatissement de Saturne.

Pour illustrer ce que signifie la consistance dynamique dans le cas de TASS, nous donnons dans le Tableau 1, la détermination des principaux paramètres physiques. On voit que TASS conduit à une bonne estimation de tous les paramètres. Notre détermination des coefficients d'aplatissement J_2 et J_4 s'accorde très bien avec toutes les autres. On note même que la précision obtenue est identique à celle des sondes spatiales. Notons que la masse d'Encelade n'est pas bien déterminée par les observations terrestres et que

les trajectoires des sondes spatiales n'ont pas permis non plus de la déterminer. Une estimation de sa densité à partir d'une étude physique de sa forme observée par les sondes spatiales conduit à une masse de $0.114 \cdot 10^{-6} \pm 0.003$ (Dermott 1994). Cette détermination confirme la nôtre et infirme la valeur de la masse d'Encelade que les astronomes utilisaient jusqu'alors.

3. Résidus des observations

Nous avons calculés les (o-c) de toutes les observations, une fois avec TASS, l'autre avec H-T. Le Tableau 2 donne un résultat global de ces calculs : les écarts quadratiques moyens des résidus sont trouvés entre 0''14 et 0''22, dépendant des satellites. Mais surtout, on voit que les résidus sont pratiquement les mêmes pour chacune des deux représentations. Il apparaît aussi que les satellites peuvent être séparés en deux groupes : le premier (de Encelade à Titan) avec des résidus typiques de [0''14 – 0''15], et l'autre (Mimas, Hypérior et Japet) avec des résidus plus importants.

Plus précisément, ces résidus sont pratiquement les mêmes avec les deux représentations même en considérant chaque groupe d'observations (définies principalement par le satellite observé et l'observateur). Le Tableau 3 le montre où un extrait de la distribution des résidus est donné pour les satellites Mimas, Rhéa et Hypérior et pour quelques observateurs importants.

4. Historique et présentation du problème

Ce problème concerne la détermination de la masse de Saturne à partir de l'observation de ses satellites. Le Tableau 4 donne les différentes déterminations que l'on possède actuellement.

La masse de Saturne est bien déterminée par les mesures des sondes spatiales (Campbell & Anderson 1989). À partir des observations terrestres, il est difficile d'obtenir une détermination aussi précise. La détermination de Sinclair & Taylor (1985) s'en rapproche le plus. Ils ont déterminé la masse de Saturne (avec d'autres paramètres) à partir d'une intégration numérique des mouvements de Titan, Hypérior et Japet ajustée sur les observations de ces satellites faites après 1966. En dépit de cette relativement bonne valeur, ils pensent qu'il y a une erreur d'échelle systématique dans l'observation de ces satellites. Taylor & Shen (1988) ont confirmé cette erreur d'échelle en comparant les demi-grands axes observés avec les valeurs issues des moyens mouvements à l'aide de la troisième loi de Képler. Vienne (1991) a montré qu'il pouvait y avoir une confusion entre le "demi-grand axe observé" et le rayon moyen de l'orbite. Il n'a pu trouver quel était la correction à appliquer pour retrouver la valeur observée. Cela est probablement dû au fait que les demi-grands axes et les moyens mouvements sont deux paramètres indépendants dans la représentation de Taylor et que l'un ou les deux peuvent être affectés des défauts de la représentation.

Cela n'est pas le cas dans TASS : le moyen mouvement est ajusté (plus exactement le moyen mouvement moyen) et le demi-grand axe est une valeur calculée. Dans TASS1.6 nous avons utilisé la masse de Saturne déterminée par Campbell & Anderson, et nous avons vu que nos (o-c) sont au moins aussi bons que ceux de Harper & Taylor (1993). De plus, avec la valeur de la masse de Saturne déterminée par TASS1.5, on a remarqué que les (o-c) n'était pas significativement différents : ces résidus sont relativement peu influencés par cette valeur.

5. Tentatives d'explications

On a vu que Sinclair & Taylor n'ont utilisé que les observations faites après 1966. Or les observations faites après cette date sont pratiquement toutes des observations photographiques qui donnent : $\Delta\alpha \cos(\delta)$, $\Delta\delta$, tandis que celles avant 1966 sont pratiquement toutes visuelles c'est-à-dire faites à l'aide d'un micromètre à fil et qui donne donc l'angle de position p et l'angle de séparation s . Nous avons donc fait des essais d'ajustement en faisant apparaître deux paramètres représentant chacun la masse de Saturne. Le premier paramètre correspond aux équations de conditions issues des mesures faites avant 1966, et le second aux mesures faites après 1966. Le résultat de cette double détermination est donné dans le bas du Tableau 4.

Tableau 1. Détermination par TASS des coefficients d'aplatissement de Saturne J_2 et J_4 , des masses de Mimas (m_1), d'Encelade (m_2), de Téthys (m_3), de Dioné (m_4), de Rhéa (m_5), de Titan (m_6) et de Japet (m_8) en unités de masse de Saturne. Notre détermination est comparée avec celles de Dourneau (1987), de Harper & Taylor (1993) et de Campbell & Anderson (1990).

parameters $\times 10^6$	Dourneau	H-T	TASS	C&A
m_1	0.0648	0.0646	0.0634	
σ	21	11	8	
m_2	0.206	0.213	0.088	
σ	55	46	21	
m_3	1.088	1.076	1.060	
σ	31	18	13	
m_4	1.954	1.916	1.963	
σ	58	36	21	
m_5			4.320	4.059
σ			380	53
m_6			236.370	236.638
σ			180	8
m_8	3.7		3.10	2.79
σ	1.7		50	8
J_2	16326	16298	16285	16298
σ	54	38	5	5
J_4	-841	-1076	-959	-915
σ	401	274	17	26

Tableau 2. Écart quadratique moyen des résidus obtenus pour chaque satellite avec H-T et avec TASS utilisant toutes les observations disponibles de 1874 à 1985.

	Mimas	Encelade	Téthys	Dioné	Rhéa	Titan	Hypériorion	Japet
H-T	0.20	0.15	0.14	0.14	0.14	0.15	0.24	0.22
TASS	0.19	0.15	0.14	0.14	0.14	0.15	0.22	0.21

Tableau 3. Comparaison des (o-c) (en unité de 0.01 seconde d'arc) pour TASS et H-T avec les observations de Mimas, Rhéa et Hypériorion. Le niveau de rejet est fixé à 2". N_u/N_r représente le rapport du nombre d'observations "utilisées/rejetées". Les séries d'observations (ou observateurs) sont issues du catalogue de Strugnell & Taylor (1990) où les références complètes peuvent être trouvées.

observateurs	N_u / N_r	MIMAS		RHEA		HYPERION	
		TASS	H-T	TASS	H-T	TASS	H-T
USNO (1874-1883)	637 / 24	52	52	39	39	64	80
USNO (1894-1907)	1923 / 59	51	50	23	21	53	70
Struve (1885-1892)	1650 / 1	15	14	13	12	41	79
Pascu (1973-1979)	1706 / 22	22	23	10	11	22	24
Veillet-Dourneau (1980)	728 / 0	15	17	8	8	19	19
Veillet-Dourneau (1982)	2728 / 0	19	16	9	10	15	19
Dourneau <i>et al.</i> (1981)	1196 / 0	25	24	10	11	16	18

Tableau 4. Inverse de la masse de Saturne. Les valeurs indiquées entre parathèses ont été obtenues en comparant pour chaque satellite, le moyen mouvement moyen avec la partie constante du demi-grand axe.

Campbell & Anderson (1989)	3498.790
σ	20
U.A.I.	3499.4
Sinclair & Taylor (1985)	3498.2
σ	3
Harper & Taylor (1993)	(3491)
σ	3
Dourneau (1987)	(3496)
σ	4
TASS1.5	3497.2
σ	2
essais avec TASS :	
avant 1966	3493.3
après 1966	3498.2
sans les "s"	3497.71

On y voit nettement que, dans une large mesure, ce sont les observations anciennes qui conduisent à surestimer la masse de Saturne.

Cette masse influençant la position des satellites uniquement par l'intermédiaire de la troisième loi de Képler, cela peut être un problème d'erreur systématique sur l'échelle des observations visuelles anciennes. La dernière ligne du Tableau 4 donne la valeur obtenue en omettant les équations de conditions issues des mesures de l'angle de séparation s , et confirme donc cette erreur systématique d'échelle.

Au lieu de supprimer de manière drastique les mesures de s , on peut simplement calculer la correction d'échelle relative k unique à appliquer à toutes les mesures de s , c'est-à-dire que l'on applique la transformation suivante :

$$s \mapsto (1 + k) \times s$$

Nous avons trouvé :

$$k = (9 \pm 1) \times 10^{-4}$$

Sachant que s va de quelques secondes d'arc à $700''$, la correction peut presque atteindre $0''.1$. Cependant les gains sur les écarts quadratiques moyens sont faibles (de l'ordre de $0''.02$).

Un essai plus réaliste consiste à corriger les angles s séparément pour chaque série d'observations. En effet, chaque série d'observations est caractérisée par la focale de l'instrument ou par la valeur du tour de vis du micromètre. Par exemple, Struve (1933) utilise $13''.2352$ pour un tour de vis. Les valeurs k_i pour les 9 premières références du catalogue de Strugnell & Taylor sont données dans le Tableau 5. Il apparaît nettement que le facteur d'échelle s'écarte peu de la valeur de $1/1000$ trouvée précédemment de manière globale.

6. Conclusion

Il résulte de cette étude qu'il y a bien une "erreur d'échelle systématique" comme le répètent, depuis maintenant quelques années, les spécialistes britanniques du mouvements des satellites de Saturne (de Sinclair & Taylor 1985 jusqu'à Harper & Taylor 1993).

Cette erreur d'échelle concerne uniquement les observations micrométriques de la séparation des satellites, c'est-à-dire les observations visuelles anciennes.

Ce problème est peu apparent à la lecture des écart quadratiques moyens des (o-c) correspondants. Par contre, et c'est logique, il affecte directement la détermination de la masse de Saturne. Cette masse

Tableau 5. Correction relative k_i à appliquer à l'angle de séparation s .

observateur	N_{obs}	Période d'Observation	$k_i \times 10^4$	
USNO 1	1080	1874 à 1883	+11	± 1
USNO 2	260	1883 à 1889	+10	± 1
USNO 3	3720	1894 à 1907	+10	± 0.4
USNO 4	2390	1908 à 1926	+6	± 0.4
USNO 5	2520	1927 à 1947	+7	± 0.6
Struve (Berl-Bab)	2790	1915 à 1923	+10	± 0.4
Struve (Johnesb)	1700	1926 à 1928	+10	± 1
Struve (Yerkes)	190	1928	-29	± 9
Struve	1780	1886 à 1892	+10	± 0.7

est largement surestimée par les observations anciennes. Il est à noter que même en ne retenant que les observations récentes, la masse de Saturne semble encore surestimée. Dans ce cas, l'écart est quand même bien plus faible que précédemment.

Cette étude a permis de poser le problème, mais n'a pas apporté de réponse. Il est probable que ce soit un problème d'observation ou de réduction. Or, les observateurs que nous avons cités n'ont pas observé les satellites de Saturne exclusivement. Ce problème n'a aucune raison objective d'être propre à Saturne. Nous pensons tout naturellement aux satellites de Jupiter dont les théories du mouvement et leurs observations ont été (et sont toujours) très étudiées au Bureau des Longitudes.

7. Bibliographie

- Campbell J.K., Anderson J.D., 1989, Gravity field of the saturnian system from Pioneer and Voyager tracking data, *Astron. J.*, **97**, 1485-1495.
- Dermott S.F., 1994, The Determination of the Mass and Mean Density of Enceladus from Its Observed Shape, *Icarus*, **109**, 241-257.
- Dourneau G., 1987, Observations et études du mouvement des huit premiers satellites de Saturne, *Thèse, Bordeaux*.
- Duriez L., Vienne A., 1997, Theory of motion and ephemerides of Hyperion, accepté par *Astron. Astrophys.*
- Harper D., Taylor D.B., 1993, The orbits of the major satellites of Saturn, *Astron. Astrophys.*, **268**, 326-349.
- Null G.W., Lau E.E., Biller E.D., Anderson J.D., 1981, Saturn gravity results obtained from Pioneer 11 tracking data and Earth based Saturn satellite data, *Astron. J.*, **86**, 456-495.
- Sinclair A.T., Taylor D.B., 1985, Analysis of the orbits of Titan, Hyperion and Iapetus by numerical integration and by analytical theories, *Astron. Astrophys.*, **200**, 269.
- Strugnell P.R. Taylor D.B., 1990, A catalog of ground-based observations of the eight major satellites of Saturn 1874-1989, *Astron. Astrophys. Sup. Ser.*, **83**, 289-300.
- Taylor D.B., 1992, A synthetic theory for the perturbations of Titan on Hyperion, *Astron. Astrophys.*, **265**, 825-832.
- Taylor D.B., Shen K.X., 1988, Analysis of astrometric observations from 1967 to 1983 of the major satellites of Saturn, *Astron. Astrophys.*, **200**, 269-278.
- Vienne A., 1991, Théorie Analytique des Satellites de Saturne, *Thèse, Lille*.
- Vienne A., Duriez L., 1995, TASS1.6 : Ephemerides of the major saturnian satellites, *Astron. Astrophys.*, **297**, 588-605.

LA CAMPAGNE PHESAT95

Ch. Ruatti et W. Thuillot

Abstract.

Bureau des longitudes has organized an international campaign to observe the eclipses and the mutual phenomena of the main Saturnian satellites during the favorable 1995-1996 period. These phenomena occur only every 15 years. They can lead to very accurate astrometric measurements and to a better knowledge of some physical characteristics of this system of satellites. We give the main results obtained thanks to the coordination of a network of observers.

1. Introduction

Des phénomènes particuliers sont survenus dans le système des satellites de Saturne pendant les années 1995 et 1996. En effet la Terre et le Soleil sont alors passés dans les plans orbitaux de sept des principaux satellites et nous avons alors pu observer des éclipses par la planète et des éclipses et occultations mutuelles. Ces phénomènes rares permettent d'accéder à des mesures astrométriques de précision et à certaines caractéristiques physiques de ces objets. Au Bureau des longitudes, nous avons organisé une campagne pour coordonner ces observations. Des résultats intermédiaires ont déjà été publiés (Arlot et al., 1996, Arlot et al., 1997b), un atelier de travail réunissant les observateurs vient également de se dérouler à Catane (communication de J.E. Arlot, *ibid.*); nous donnons dans ce qui suit le bilan actuel de cette campagne d'observation.

2. La campagne d'observation

Les phénomènes des satellites de Saturne avaient été prédits au Bureau des longitudes en 1993 (Arlot et Thuillot, 1993, Thuillot, 1995). Nous avons alors organisé une campagne internationale qui s'est ouverte par un atelier de travail se tenant à Bucarest (Arlot et Stavinschi, 1996). Un réseau d'observateurs existait déjà du fait des campagnes similaires précédentes que nous avons organisées pour l'observation des phénomènes mutuels des satellites galiléens de Jupiter (Arlot 1995, Arlot et al., 1997a). Ce réseau

Table 1. Principaux sites et nombre d'observations réalisées.

lieu d'observation	nb. phén.	nb. éclipses	diam. (cm) télescope	type récepteur
ESO-La Silla (Chili)	20	2	50	PM
St Michel OHP	16	2	80	CCD
OCA Grasse	11		150	PM
Pic-du-Midi	10	16	105	CCD
Obs. Catane (Italie)	10		91	PM
Obs. Bordeaux	7		60	CCD
Obs. Meudon	7		100	CCD
Charlottesville (USA)	4		80	PM
Obs. Zani (Italie)	3		40	PM
Obs. Crimée	3		60	PM
Obs. Kazakhstan	3		60	CCD
Obs. St Véran	3		60	CCD
Chelmsford (UK)	2		100	CCD
Obs. Bucarest (Roumanie)	2		50	PM
Stuttgart (Allemagne)	1		30	CCD
Itajuba (Brésil) (*)				CCD

(*) données non encore disponibles

a été sollicité et s'est étendu à quelques nouveaux sites grâce notamment à la meilleure diffusion des informations par le réseau Internet et le serveur Web du laboratoire.

L'objectif poursuivi était dans un premier temps de recueillir le maximum d'observations de ces phénomènes mutuels afin de constituer une base de données astrométriques de précision couvrant toute la période favorable et impliquant si possible l'ensemble des sept premiers satellites de Saturne. À terme ce type d'observation est destiné à être modélisé suivant des méthodes déjà appliquées aux satellites de Jupiter (Descamps, 1994) afin d'en extraire toute la précision astrométrique et de mieux connaître les paramètres des lois de réflexion-diffusion lumineuse à leur surface.

3. Les résultats obtenus

La table 1 montre l'ensemble des observations réalisées et des sites concernés ainsi que le type de télescope et de récepteur utilisés : photomètres (PM) et caméras CCD. À la date de cette présentation, 15 sites ont obtenu des résultats, 102 phénomènes mutuels ont été observés ainsi que 20 éclipses par Saturne. Il faut noter cependant que les observations des satellites de Saturne nécessitaient, pour la plupart des phénomènes, une qualité de site et des performances instrumentales meilleures que celles nécessaires pour le système galiléen pendant les campagnes d'observation PHEMU.

En effet les éclipses par la planète se déroulaient pour la plupart de ces phénomènes à moins de dix secondes de degré du bord de Saturne et de son anneau. Celui-ci bien que n'étant plus apparent pendant quelques jours autour des dates de traversée de son plan par la Terre et le Soleil demeurait suffisamment brillant pendant la quasi totalité de la campagne pour gêner l'observation de la plupart de ces éclipses.

Les éclipses mutuelles et les occultations mutuelles se sont souvent présentées, elles, dans de meilleures conditions, mais il était cependant nécessaire d'utiliser un récepteur suffisamment rapide et sensible pour bien échantillonner les mesures photométriques. Les difficultés de ces observations résidaient en effet dans la conjugaison de la rapidité de ces phénomènes et de la faible magnitude des principaux satellites. La figure 1 montre un exemple de courbes de lumière enregistrée pendant l'observation d'une éclipse par Saturne, il s'agit du début d'éclipse de Rhéa observée au télescope de 1 m du Pic du Midi le 15 novembre 1994. La figure 2 montre un exemple de courbe de lumière enregistrée pendant l'observation d'un phénomène mutuel, il s'agit de l'éclipse de Encelade par Téthys observée le 22 juillet 1995 au télescope de 80 cm de l'observatoire de Haute-Provence.

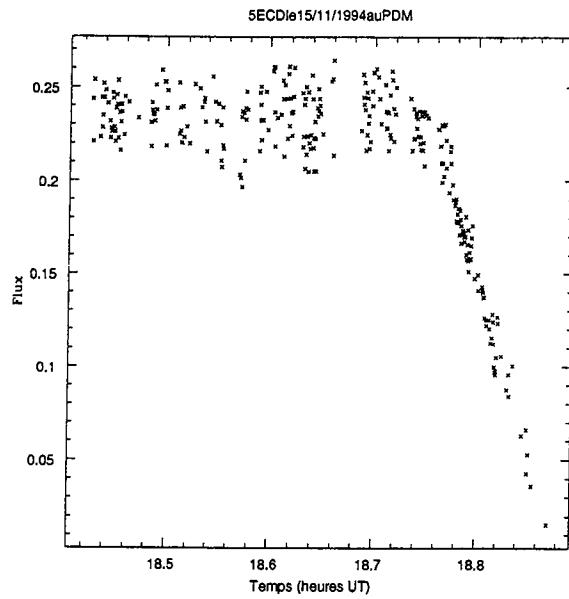


Figure 1. 5ECD le 15/11/1994, Pic-du-Midi, télescope de 1 m.

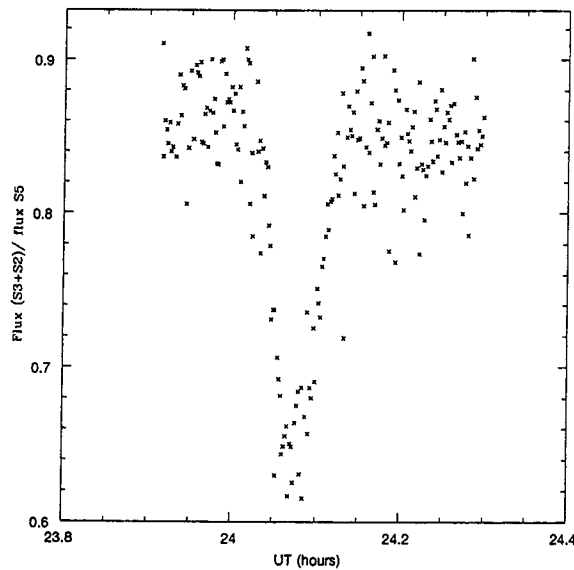


Figure 2. 3E2 le 22/7/1995, observatoire de Haute-Provence, télescope de 80 cm.

4. Comparaison aux prédictions

Nous avons collecté ces observations et constitué ainsi une base de données à partir des mesures photométriques communiquées par les observateurs. Nous avons tenté, de façon préliminaire, d'apprécier la qualité de chaque observation par comparaison à la prédiction. Pour cela un ajustement polynomial dans chaque courbe de lumière a permis de calculer une date de minimum de flux lumineux et une incertitude sur cette date. Des O-C ont pu ensuite être calculés sur ces dates par comparaisons aux dates calculées pour les théories de Dourneau (Dourneau, 1993) et de Vienne et Duriez (Vienne et Duriez, 1995). La deuxième théorie, dénommée TASS, est un modèle dynamique plus complet que toute théorie antérieure ; ces deux modèles ont cependant été ajustés sur le même type d'observations, observations principalement micrométriques et photographiques et en nombre comparable. La figure 3 montre l'allure

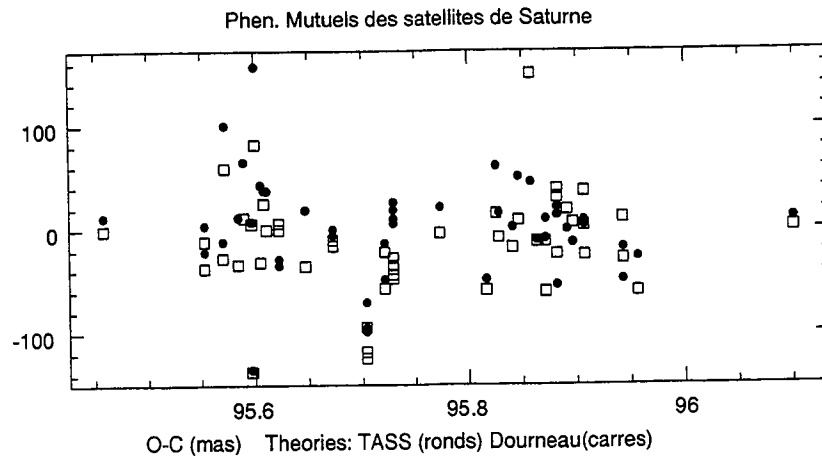


Figure 3. O-C obtenus pour les observations actuellement recueillies.

des résidus obtenus pour les dates du minimum de flux dans cette comparaison, une fois que ces écarts sont convertis en écarts spatiaux par multiplication par la vitesse relative apparente des satellites concernés. Les écart-types alors obtenus sont comparables pour les deux théories (de l'ordre de $0''$.048) ; la moyenne est cependant plus proche de zéro pour la théorie TASS de Vienne et Duriez.

5. Conclusion

Les observations réalisées pendant la campagne PHESAT95 d'observation des phénomènes mutuels de Saturne ont maintenant été en très grande partie collectées et ont permis une première comparaison à deux modèles théoriques. L'estimation de la qualité astrométrique de ces observations montre que cette précision est conforme à ce que l'on attendait puisque la valeur des écarts-types obtenus de façon très préliminaire est de deux à trois fois moindre que pour des observations de position.

6. Références

- Arlot, J.E., 1995, Organisation de la campagne PHESAT95 d'observation des phénomènes des satellites de Saturne, *Journées scientifiques du Service des calculs et de mécanique céleste du Bureau des longitudes 1994, Notes Sc. et Techn. du Bureau des longitudes S050*, 17.
- Arlot, J.-E., Stavinski, M., 1996, éditeurs des comptes rendus de l'atelier : *Sur l'observation de phénomènes des satellites de Saturne, Suppl. Ann. Physique* **21**, 1-192, (disponible aussi sur <http://www.bdl.fr/PHESAT95/phesat95.html>)
- Arlot, J.-E., Thuillot, W., 1993, Eclipses and mutual events of the first eight Saturnian satellites during the 1993-1996 period, *Icarus* **105**, 427.
- Arlot, J.-E., Thuillot, W., Colas, F., Descamps, P., Berthier, J., Morando, B., Veiga, C.H., Vu, D.T., Ruatti, Ch., Lecacheux, J., Laques, P., 1996, The PHESAT95 campaign of observations of the phenomena of the Saturnian satellites, *Proceedings of the IAU Symposium 172 Dynamics, ephemerides and astrometry of the Solar system*, S. Ferraz-Mello, B. Morando and J.-E. Arlot eds., 423.
- Arlot, J.E., Ruatti, C., Thuillot, W., Arsenijevic, J., Baptista, R., Barroso Jr., J., Bauer, C., Berthier, J., Blanco, C., Bouchet, P., Bourgeois, J., Bulder, H.J.J., Burchi, R., Cano, J.A., Casas, R., Chauvet, F., Chis, D., Colas, F., Colin, J., D'Ambrosio, V., De Angelis, G., De Benedetto, G., Denzau, H., Desbats, J.M., Descamps, P., Dipaolantonio, A., Dumitrescu, A., Farcas, L., Federspiel, M., Flatres, T., Froeschlé, M., Gherega, O., Gomez-Forrellad, J.M., Guarro, J., Hainaut, O., Horvat, A., Helmer, G., Hube, D., Ito, Y., Kidger, M., Lecacheux, J., Le Campion, J.F., Le Floch, J.C., Mallama, A.,

- Martin, B.E., Mellilo, J.F., Meyer, C., Molau, S., Montignac, G., Morando, B., Nicolet, B., Nitschelm, B., Opreescu, G., Piersimoni, A., Przewozny, D., Protitch-Benishek, V., Rapaport, M., Riou, R., Sacre, J.J., Sevre, F., Shkodrov, V., Souchay, J., Takami, H., Taylor, R., Tholen, D.J., Turcu, V., Vasundhara, R., Vidal, J.L., Vu, D.T., White, G., Wilds, R.P., 1997a, A catalog of the observations of the mutual phenomena of the Galilean satellites made in 1991 during the PHEMU91 campaign, *Astron. Astrophys.* (sous presse).
- Arlot, J.-E., Thuillot, W., Colas, F., Vu, D.T., Berthier, J., Descamps, P., Ruatti, Ch., 1997b, First results of the PHESAT95 campaign of observations of the phenomena of the satellites of Saturn, *Dynamics and Astrometry of natural and artificial celestial bodies*, Proceedings of the *IAU Colloquium 165*, Poznan, I.M. Wyrzyszczyk, J.H. Lieske, R.A. Feldman eds., 531.
- Descamps, P., 1994, Astrometric analysis of Europa-Io occultations observed in 1991 *Astron. Astrophys.* **291**, 664.
- Dourneau, G., 1993, Orbital elements of the eight major satellites of Saturn determined from a fit of their theories of motion to observations from 1886 to 1980, *Astron. Astrophys.* **267**, 292.
- Thuillot, W., 1995, Campagne PHESAT95 : les prédictions des phénomènes des satellites de Saturne, *Journées scientifiques du Service des calculs et de mécanique céleste du Bureau des longitudes 1994*, *Notes Sc. et Techn. du Bureau des longitudes* **S050**, 11.
- Vienne, A., Duriez, L., 1995, TASS1.6 : Ephemerides of the major Saturnian satellites, *Astron. Astrophys.* **297**, 588.



COMMENT PESER UN ASTÉROÏDE HIPPARCOS?

J.-F. Bange

Une cinquantaine d'astéroïdes ont été observés par le satellite astrométrique Hipparcos. L'une des utilisations possible de ces données est l'étude des passages proches entre astéroïdes. Celle-ci peut permettre de "peser" un astéroïde, c'est-à-dire d'obtenir une détermination de la valeur de sa masse. Les méthodes traditionnelles permettant une estimation directe de la masse font appel à des observations sur de longues durées, typiquement de l'ordre du siècle (le premier astéroïde a été découvert en 1801). La particularité de la méthode présentée ici est de profiter de la grande précision des observations Hipparcos pour obtenir une détermination "instantanée" de la masse, c'est-à-dire sur une courte durée (la mission se répartit sur quatre années environ). Après avoir détaillé la mise au point d'un critère de sélection pour déterminer les passages proches intéressants, j'illustrerai la méthode par l'étude du passage proche Cérès 63-Ausonia qui conduit à une estimation de la masse de Cérès.

Méthodes générales de détermination des masses des astéroïdes

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées, qui reposent toutes sur les effets gravitationnels occasionnés lors d'un passage proche entre deux petites planètes :

- Résonances sur de longues durées (Landgraf 1987, résonance Cérès-Pallas),
- Passage proche + résonance sur une longue durée (Scholl 1987, masse de 10-Hygiea; Goffin 1991),
- Succession de passages proches sur une longue durée (Williams 1992, Cérès/348-May),
- Passage proche, courte durée (Hipparcos, cette étude).

La détermination directe des masses des astéroïdes est d'un grand intérêt pour obtenir des renseignements sur la structure interne de ces objets (densités), problème que l'on rattache volontiers à l'étude des origines du système solaire. Par ailleurs, la connaissance des masses est d'un intérêt certain pour l'étude de la dynamique de ces corps et l'établissement d'éphémérides (perturbations des trajectoires). Actuellement, moins d'une dizaine de déterminations directes de masses d'astéroïdes ont été obtenues (rappelons qu'un millier d'astéroïdes ont un diamètre supérieur à 30 km).

Modèle Hipparcos

Nous rappelons ici les équations de conditions (équations aux O-C) obtenues à partir des observations Hipparcos (**A**, **B** et **C** sont des matrices ayant autant de lignes qu'il y a d'observations) (Bange et Bec-Borsenberger, 1997) :

- Modèle global (48 astéroïdes, 2700 observations) :

$$\mathbf{O} - \mathbf{C} = \mathbf{A}\Delta\vec{u}^0 + \mathbf{B}\vec{\theta} + \mathbf{C}\Delta\vec{m}$$

- Modèle "réduit" (1 astéroïde perturbé par m^0) :

$$(\mathbf{O} - \mathbf{C})^* = (\mathbf{O} - \mathbf{C}) - \mathbf{B}\vec{\theta} = \mathbf{A}\Delta\vec{u}^0 + \mathbf{C}\Delta m^0$$

Table 1. DE200 : solution NDAC pour les paramètres de rotation. Valeurs en millisecondes d'arc (mas) ou millisecondes d'arc par an (mas/an).

Paramètres de rotation	θ_1	θ_2	θ_3	w_1	w_2	w_3
	<i>mas</i>	<i>mas</i>	<i>mas</i>	<i>mas/an</i>	<i>mas/an</i>	<i>mas/an</i>
	3,71	-12,18	-12,91	4,23	-9,90	16,41
	$\pm 2,00$	$\pm 2,62$	$\pm 4,12$	$\pm 1,18$	$\pm 1,47$	$\pm 3,68$

Le premier système conduit à la détermination des paramètres "globaux" entrant en ligne de compte. Le vecteur $\vec{\theta}$ représente les paramètres de rotation entre le système de référence Hipparcos (ICRS) et le système de référence dynamique (éphémérides DE200 du JPL). Le second système permet l'étude d'un couple de petites planètes donné, et la masse de la petite planète perturbatrice (m^0) apparaît ici comme une inconnue au même titre que les corrections aux éléments orbitaux de la petite planète "test" ($\Delta\vec{u}^0$). Par ailleurs, les observations Hipparcos ont été réduites par deux consortia différents (FAST et NDAC), et deux jeux d'observations ont été publiés. Cette étude est entièrement basée sur les observations de la réduction NDAC, choisie du fait d'un plus grand nombre d'observations disponibles.

Une solution pour les paramètres de rotation est donnée dans la table 1.

Quels passages proches choisir?

Un passage proche entre astéroïdes est habituellement mis en évidence par la petite valeur de la distance entre les deux objets au moment du passage proche (critère de la distance minimale). Toutefois, sur de courtes périodes, ce paramètre n'est pas déterminant en terme d'efficacité et j'ai donc mis au point un critère plus élaboré prenant en compte d'autres paramètres qui concourent à un angle de déviation élevé (critère de la déviation maximale).

Critère de la distance minimale

Les trajectoires des astéroïdes sont intégrées numériquement et par une recherche systématique, on calcule à chaque instant la distance entre deux trajectoires différentes. Lorsque celle-ci descend sous une certaine borne, on sélectionne le passage. La table 2 donne ainsi, durant la mission Hipparcos, les passages proches se produisant à une distance minimale inférieure à 0.05 unités astronomiques (ua).

Critère de la déviation maximale

Le critère précédent ne permet pas de comparer les passages proches entre eux, et ne garantit pas que tous les passages proches intéressants ont été sélectionnés. C'est pourquoi une étude un peu plus poussée de l'effet du passage proche sur la trajectoire de la petite planète perturbé s'avère nécessaire.

Table 2. Passages proches de petites planètes avant ou pendant la mission Hipparcos, avec $d_{min} \leq 0.05$ ua.

Petite planète 1	Petite planète 2	distance minimale (ua)	date (JJ)
7-Iris	88-Thisbe	0.047	2447836
18-Melpomene	97-Klotho	0.045	2448036
19-Fortuna	46-Hestia	0.035	2446592
20-Massalia	44-Nysa	0.037	2447262
63-Ausonia	89-Julia	0.046	2448020
192-Nausicaa	532-Herculina	0.037	2446666

Nous utilisons pour cela une approximation hyperbolique du mouvement relatif de deux astéroïdes lors d'un passage proche (Öpik, 1976). Le raisonnement qui suit est donc approximatif, mais l'on ne s'intéresse ici qu'à la mise au point d'un critère nous permettant de comparer les passages proches entre eux et de tester leur "efficacité" (étude semi-qualitative). L'énergie totale peut alors s'écrire :

$$W = \frac{1}{2}mv^2 + E_p \quad \text{avec} \quad v^2 = \frac{\sigma^2}{m^2} \left[\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 \right]$$

d'où :

$$d\theta = -\sqrt{2m(W - E_p) - \frac{\sigma^2}{r^2} \frac{dr}{r^2}}$$

Par intégration, on en déduit l'expression de la déviation :

$$\cot \frac{\varphi}{2} = -\frac{bv_0^2}{GM_p}$$

et celle de la distance minimale :

$$r_m = \frac{GM_p}{v_0^2} \left[-1 + \frac{1}{\sin \frac{\varphi}{2}} \right]$$

d'où en éliminant le paramètre d'impact b :

$$\sin \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{1 + \frac{r_m v_0^2}{GM_p}}$$

On en déduit que φ est grand pour $\frac{GM_p}{r_m v_0^2}$ grand.

Nouvelle sélection

Le critère précédent (dit de "déviaton maximale") autorise une nouvelle sélection des passages proches entre petites planètes Hipparcos, fondée cette fois sur la valeur de la déviation attendue. Cette valeur dépend non seulement de la distance minimale lors du passage proche (r_m) mais aussi et surtout de la vitesse relative des deux astéroïdes à cet instant (v_0) et de la masse de l'astéroïde perturbateur (M_p). La nouvelle sélection de passages proches obtenue pour $d_{min} < 0.10$ ua est donnée dans la table 3.

Cérès étant la petite planète la plus massive, les valeurs du critère s'y rapportant sont les plus élevées. Le passage proche Cérès-Parthénope apparaît comme étant le plus intéressant à cet égard, mais il se produit juste à la fin de la mission Hipparcos, et son effet ne se fait donc pas encore beaucoup sentir durant la période d'observation disponible. C'est donc le passage proche Cérès-Ausonia que nous étudions ci-dessous afin d'illustrer la méthode de détermination des masses.

Table 3. Passages proches d'astéroïdes pendant (ou juste avant) la mission Hipparcos. On a retenu $d_{min} < 0,25$ ua pour les plus gros astéroïdes (Cérès, Pallas, Vesta et Hygiea) et $d_{min} < 0,10$ ua pour les autres. N_B est le nombre d'observations Hipparcos pour la petite planète perturbée (réduction NDAC).

Petite planète perturbatrice	Petite planète test	distance minimale (ua)	date (JJ)	critère de sélection	N_B (NDAC)
1-Cérès	11-Parthénope	0.206	2449522	121.732	83
1-Cérès	63-Ausonia	0.194	2447922	64.983	15
4-Vesta	28-Bellona	0.195	2446884	23.689	35
9-Métis	14-Irène	0.109	2447622	0.611	51
9-Métis	216-Kleopatra	0.080	2448056	0.399	22
10-Hygiea	88-Thisbé	0.065	2449096	92.580	36
11-Parthénope	12-Victoria	0.077	2448100	1.514	24
14-Irène	42-Isis	0.080	2448426	0.112	53
20-Massalia	44-Nysa	0.037	2447262	5.162	62
20-Massalia	129-Antigone	0.097	2446720	0.337	46
23-Thalia	42-Isis	0.073	2444962	0.063	53
23-Thalia	192-Nausicaa	0.098	2449274	0.072	33
37-Fides	63-Ausonia	0.059	2449540	0.322	15
40-Harmonia	42-Isis	0.077	2447808	0.316	53
46-Hestia	8-Flora	0,074	2449252	5.922	58
46-Hestia	19-Fortuna	0,035	2446592	15.209	30
88-Thisbé	7-Iris	0.047	2447836	3.116	36
230-Athamantis	37-Fides	0.064	2449188	0.363	40
532-Herculina	192-Nausicaa	0.037	2446666	1.177	33

Étude du passage proche Cérès/63-Ausonia

Les caractéristiques de ce passage proche sont les suivantes :

date du passage proche : JJ 2447922
 distance minimale d'approche : 0.19 ua
 vitesse relative à la date du passage proche : $4,87 \text{ km s}^{-1}$
 diamètre de Cérès : 913 km
 diamètre de la petite planète 63-Ausonia : 108 km
 nombre d'observations de 63-Ausonia : 15 (NDAC)

Ausonia est malheureusement l'une des petites planètes les moins observées par Hipparcos!

Afin d'obtenir une estimation des perturbations attendues du fait de ce passage proche, on calcule deux trajectoires différentes pour la petite planète perturbée, la première sans tenir compte de Cérès et la seconde en tenant compte de la masse estimée de cet astéroïde (on a pris ici $M_C = 5.0 \cdot 10^{-10} M_\odot$).

La figure 1 donne l'allure des perturbations attendues de l'orbite de la petite planète 63-Ausonia par la petite planète Cérès, ainsi que la distance entre ces deux objets au cours du temps.

Une estimation de la masse de Cérès

Les résidus d'observation sont calculés pour différentes valeurs de la masse perturbatrice (Cérès). On peut alors calculer la solution en déterminant le minimum de cette courbe (c'est l'estimation retenue pour la masse de Cérès), et en évaluant l'erreur standard sur cette valeur (Herget, 1972).

Nous obtenons ainsi $M_C = 3,65 \pm 0,88 \cdot 10^{-10} M_\odot$.

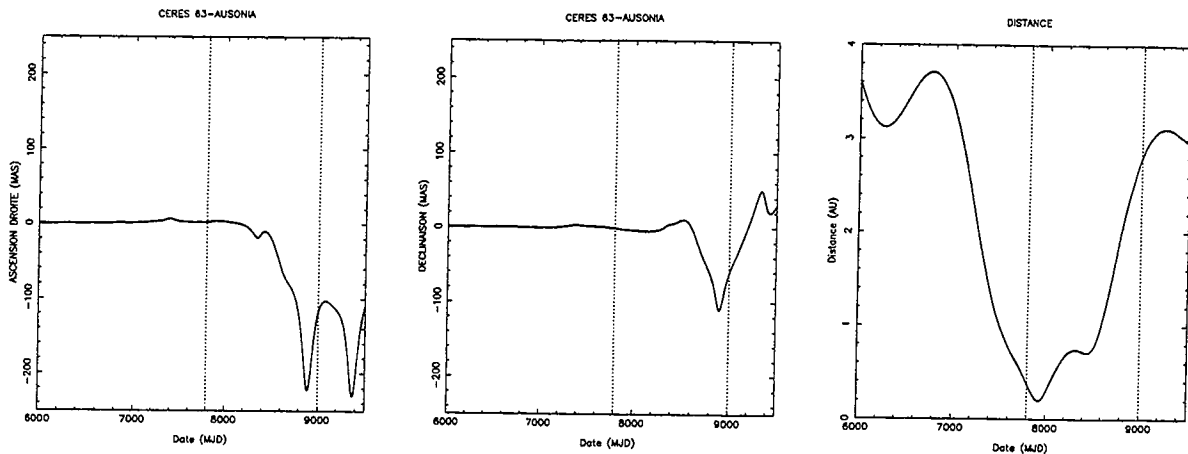


Fig. 1. Perturbations théoriques calculées de la petite planète 63-Ausonia par la petite planète Cérés (en coordonnées α et δ), et distance entre ces deux petites planètes au cours du temps.

Il reste à étudier une éventuelle perturbation de l'orbite d'Ausonia par un autre astéroïde. Pour cela, l'influence de 37-Fides et 89-Julia (deux astéroïdes qui subissent aussi un passage proche avec Ausonia juste après la mission Hipparcos) a été examinée. L'orbite d'Ausonia a donc été recalculée en tenant compte des perturbations dues à ces deux petites planètes, mais aucune différence significative n'a été mise en évidence.

Discussion et conclusion

La valeur de la masse de Cérés obtenue est plus faible que les estimations antérieures (de $M_C = 4.3 \cdot 10^{-10}$ à $M_C = 5.9 \cdot 10^{-10}$) (voir par exemple Goffin, 1991, ou Williams, 1992). Cependant, il est possible que sur de longues périodes, des effets non gravitationnels viennent fausser l'estimation de la masse, auxquels l'on échappe par cette méthode. Notons aussi que la tendance récente dans l'estimation de la masse de Cérés est orientée à la baisse.

D'autre part, il est nécessaire d'affiner certains paramètres du problème ($\vec{\theta}, \dots$).

Enfin, la précision obtenue est limitée à cause du faible nombre d'observations disponibles et des corrélations qui peuvent exister entre les inconnues.

Pour conclure, cette méthode paraît intéressante pour l'étude de quelques autres passages proches d'astéroïdes Hipparcos. Mais de toute manière, elle est amenée à se développer avec l'augmentation de la précision des observations astrométriques (projet Gaia).

Références

- Bange J-F., Bec-Borsenberger A., 1997, Determination of the masses of minor planets, Symposium Hipparcos Venice 97, à paraître.
- Goffin E., 1991, The Orbit of Pompeja and the mass of Ceres, *Astron. Astrophys.*, **249**, 563.
- Herget P., 1972, On the determination of Planetary masses, IAU Symposium No. 45: The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of comets, G. A. Chebotarev et al. eds., 244.
- Landgraf W., 1988, The mass of Ceres, *Astron. Astrophys.*, **191**, 161.
- Öpik J. E., 1976, *Interplanetary Encounters*, Elsevier.
- Scholl H., Schmadel L.D., Röser S., 1987, The mass of the asteroid 10 Hygiea derived from observations of 820 Academia, *Astron. Astrophys.*, **179**, 311.
- Williams G. V., 1992, The mass of (1) Ceres from perturbations on (348) May, in *Asteroids, Comets, Meteors 1991*, Ed. Lunar and Planetary Institute Houston, 641.

OBJETS DU SYSTÈME SOLAIRE HIPPARCOS

D. Hestroffer

1. Introduction

Le catalogue d'étoiles Hipparcos fournit une matérialisation dans le visible de l'ICRS (International Celestial Reference System) (Kovalevsky et al., 1997). En plus de quelques 3 millions d'étoiles, le satellite Hipparcos a observé avec succès, au cours des 41 mois de la mission, quelques objets du système solaire (principalement des astéroïdes, mais aussi des satellites naturels et des planètes principales). L'objectif principal de l'observation de ces petites planètes est de pouvoir fournir des positions de grande précision, dans le repère lié à la sphère des étoiles, afin de relier le système dynamique au système ICRS (Hipparcos). Par ailleurs, de telles observations permettent d'améliorer les éphémérides des corps observés, voire même des planètes Jupiter et Saturne dans le cas d'observations de leurs satellites. De plus les observations photométriques contiennent des informations sur la forme et la direction du pôle de rotation des astéroïdes. Les informations recueillies par le repéreur d'étoiles constituent le Catalogue Tycho, tandis que le Catalogue Hipparcos est élaboré à partir des observations de la grille principale. Les observations effectuées par le satellite sont présentées dans le paragraphe 2. Le contenu des catalogues Tycho et Hipparcos est donné dans les paragraphes 3 et 4. L'observation photométrique avec une grille de modulation placée au foyer du télescope permet de déterminer une paramétrisation de l'assombrissement centre bord de corps célestes, une application est présentée aux observations Hipparcos de la petite planète (1) Ceres au paragraphe 5. Une brève introduction de la mission GAIA est donnée au paragraphe 6.

2. Observations

Bien que le satellite ait balayé systématiquement la sphère céleste, tous les corps du système solaire n'ont pas été retenus pour la production des catalogues. Seuls des objets brillants et de diamètre apparent relativement petit pouvaient entrer dans la liste des corps à observer définie avant la mission (Input Catalogue). Ainsi 3 satellites naturels, Europe pour Jupiter, Titan et Japet pour Saturne, et 48 astéroïdes furent retenus pour la mission principale. Les éphémérides de ces astéroïdes Hipparcos, des satellites galiléens, de Titan et Japet, ainsi que de l'ensemble des planètes principales, furent intégrées au catalogue d'entrée pour des raisons techniques essentiellement (Bastian et Wagner, 1997).

Comme le satellite balayait la sphère céleste de manière régulière, aucun pointage d'objet n'a été possible. Ainsi une observation avait lieu lors du passage d'un corps céleste dans l'un des deux champs du télescope. De plus l'axe de rotation du satellite effectuait une précession autour de la direction du soleil avec un angle constant de 43° . La principale conséquence de cette loi de balayage est que les objets du système solaire ont été observés au voisinage des quadratures, i.e. lorsque l'angle de phase est

Table 1. Objets du système solaire pour le Catalogue Tycho.

Name	Photométrie	Astrométrie
<i>Astéroïdes</i>		
(1) Ceres	✓	✓
(2) Pallas	✓	✓
(4) Vesta	✓	✓
(6) Hebe	✓	✓
(7) Iris	✓	✓
<i>Satellites</i>		
J III-Ganymede	-	✓
J IV-Callisto	-	✓
S VI-Titan	✓	✓
<i>Planètes principales</i>		
Uranus	-	✓
Neptune	-	✓

maximal. De plus le nombre de passages et la distribution des observations au cours de la mission varient fortement d'un objet à l'autre. Finalement les observations Tycho et Hipparcos d'un même objet sont quasi-simultanées, un passage au travers du repéreur d'étoiles a lieu au plus quelques secondes avant le passage sur la grille principale.

3. Tycho

Le repéreur d'étoiles (indispensable pour la détermination de l'attitude du satellite) est constitué de bandes transparentes verticales et en chevrons, il permet ainsi de déterminer la position d'un objet dans deux directions sur la sphère céleste. La qualité et la quantité des informations recueillies par cette grille est largement suffisante pour permettre la construction du Catalogue d'étoiles Tycho. Seuls les objets du système solaire plus brillants que la magnitude $V=10$ et dont le diamètre apparent est inférieur à $5''$ ont été retenus (cf. Table 1). La magnitude est donnée dans deux bandes de longueurs d'ondes, proches des magnitudes B et V du système de Johnson, pour les objets dont le diamètre apparent est inférieur à la seconde de degré. La précision relativement limitée, est de l'ordre de quelques dixièmes de magnitude. Pour des indices de couleurs $-0.2 < (B - V)_T < 1.8$, la transformation entre les deux systèmes photométriques est donnée avec suffisamment de précision par:

$$V_T - V_J = 0.09(B - V)_T; \quad (B - V)_J = 0.85(B - V)_T.$$

Les positions sont corrigées de la parallaxe du satellite Hipparcos, de l'aberration stellaire et de la déflexion des rayons lumineux par le soleil. Le catalogue donne, pour chaque passage retenu, les positions astrométriques en coordonnées équatoriales (α , δ) dans le repère de l'ICRS, ainsi que les erreurs formelles sur ces coordonnées et le coefficient de corrélation. Il est à noter que les axes principaux de l'ellipse de confiance ne sont pas orientés le long des directions Nord-Sud et Est-Ouest. Ces données sont complétées par des informations utiles pour l'analyse des plus gros objets observés. Ainsi sont fournis l'angle de position de la direction de balayage au moment de l'observation, les erreurs formelles dans cette direction des positions déterminées par chacun des systèmes de bandes, et un code indiquant si le passage a eu lieu dans la partie supérieure ou inférieure des bandes en chevrons.

4. Hipparcos

Contrairement au repéreur d'étoiles, la grille principale est constituée exclusivement de bandes verticales et ne fournit par conséquent qu'une position uni-directionnelle lors du passage d'un objet dans le champ de vue. Le signal fondamental de modulation peut être développé en séries de Fourier:

$$S(t) = I[1 + M \cos(\omega t + \varphi) + N \cos(2\omega t + 2\psi)]$$

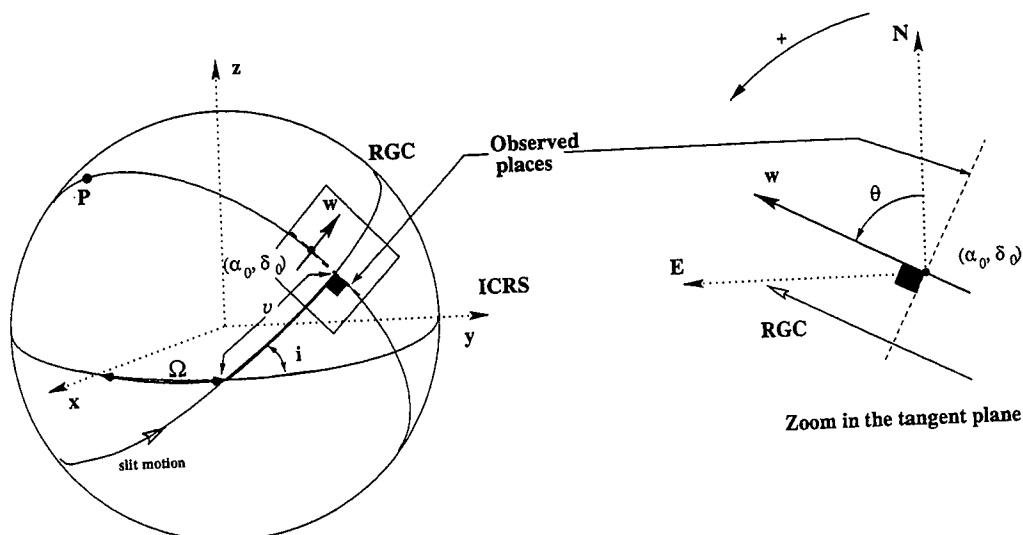


Figure 1. Point de référence et transformation sur le plan tangent.

où ω est la fréquence angulaire déterminée par la vitesse de rotation du satellite. À ce stade l'astrométrie des objets observés est déterminée de deux manières différentes par les deux consortiums de réduction des données FAST et NDAC. L'abscisse v sur un grand cercle est calculée à partir des phases de la modulation φ et ψ par FAST, et la phase φ du premier harmonique seulement par NDAC. Pour une source ponctuelle, nous avons la relation $\varphi \sim \psi$. En revanche, pour une source étendue les positions FAST et NDAC ne correspondent pas stricto-sensu au même point sur la surface de l'objet. Ainsi, contrairement aux étoiles, aucune fusion des résultats n'a été effectuée et les deux positions sont publiées.

La magnitude apparente H_{dc} est fournie, par le consortium FAST uniquement, dans le système photométrique Hipparcos H_p . Ce système possède une bande passante très étendue, sa longueur d'onde efficace est approximativement calée sur le filtre V du système de Johnson. Pour des objets du système solaire ($-0.5 < B - V < 1.5$) nous avons la transformation entre les deux systèmes:

$$H_p - V_J \sim 0.304(B - V) - 0.202(B - V)^2 + 0.107(B - V)^3 - 0.045(B - V)^4.$$

Le catalogue photométrique est complété par la donnée d'un second estimateur de la magnitude H_{ac} (cf. paragraphe 5), des distances de l'astéroïde au satellite et au soleil et de l'angle de phase solaire.

Le catalogue donne, pour chaque passage retenu, les positions astrométriques en coordonnées équatoriales d'un point de référence (α_0, δ_0) dans le repère de l'ICRS. Pour conserver le caractère strictement unidimensionnel de la mesure, ce point de référence est complété par l'angle de position θ donnant la direction sur le plan tangent de la position de l'objet (fig. 1). Par conséquent, soient $(\Delta\alpha \cos \delta, \Delta\delta)$ les coordonnées différentielles entre des positions calculées ou observées et les coordonnées du point de référence, seule la composante sur la direction de balayage w apporte l'équation de condition suivante:

$$\Delta v \sim (\sin \theta \quad \cos \theta) \cdot \begin{pmatrix} \Delta\alpha \cos \delta \\ \Delta\delta \end{pmatrix}$$

De la même manière, le déplacement du photocentre dans la direction du soleil, lorsque θ_s est l'angle de position du point sub-solaire, est donné par:

$$\delta v_{\text{phot}} = \cos(\theta - \theta_s) C(i) \rho \sin(i/2)$$

où i est l'angle de phase solaire, et $C(i)$ est une fonction dépendant des propriétés de diffusion de la lumière de la surface de l'objet observé. Pour un objet dont la brillance est uniforme ou suit la loi empirique de Minnaert (de paramètre k), nous avons:

$$C_{\text{uni}}(i) = \frac{8}{3\pi} \sin(i/2) \quad C_{\text{min}}(i) = \frac{2k+1}{2k+2} + o(i^2)$$

5. Photométrie modulée par une grille

Nous avons vu au paragraphe 4 que le catalogue photométrique contient deux estimations indépendantes de la magnitude apparente H_{dc} et H_{ac} . Il est à noter que seul H_{dc} est un estimateur sans biais et que d'une manière générale nous avons:

$$\Delta H = H_{pac} - H_{pdc} \sim a \rho^2 + o(\rho^4) + o(i)$$

où $a > 0$ est un coefficient dépendant de la loi de diffusion de la lumière et ρ est le diamètre apparent. Ainsi la technique de photométrie modulée par une grille périodique permet de déterminer la taille de l'objet et son assombrissement centre-bord (Hestroffer et Mignard, 1997). Malgré la petite ouverture du télescope (30 cm), il est possible par cette technique de résoudre des objets de plus de $0''.2$ de diamètre. Le pouvoir de résolution serait plus important avec une plus grande longueur focale, ou un pas de la grille de modulation plus petit; ici la période de la grille Hipparcos est de $1''.2704$.

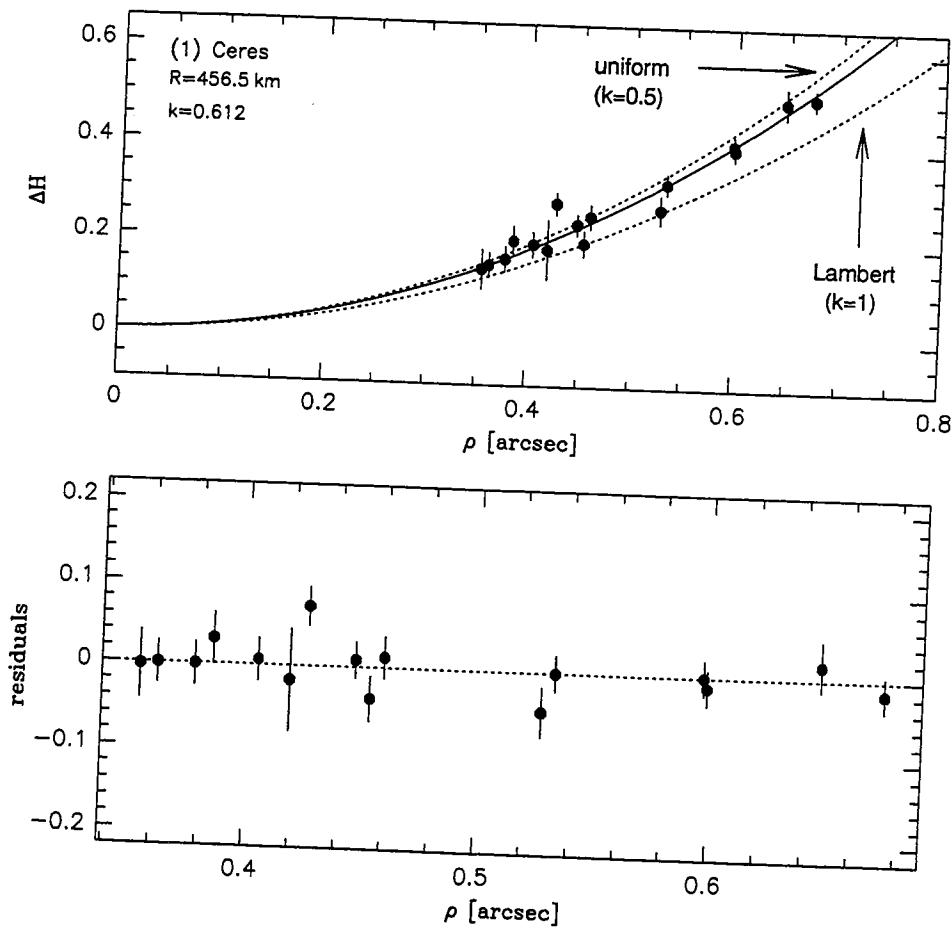


Figure 2. Biais ΔH pour les observations Hipparcos de (1) Cérés avec un rayon de 456.5 km. Chaque point est une moyenne de plusieurs passages successifs. Les lignes en pointillés correspondent aux courbes théoriques obtenues pour un objet sphérique uniformément brillant et une sphère de Lambert. La ligne continue donne le biais pour une loi de Minnaert avec $k=0.61$ (régression L1); les résidus sont donnés dans le panneau du bas.

Les observations Hipparcos ne permettent pas de déterminer à la fois le diamètre et la paramétrisation de la fonction d'assombrissement centre-bord, bien qu'en théorie ces deux paramètres soient accessibles par cette technique¹. En fixant le diamètre il est néanmoins possible de déterminer le paramètre de la loi de Minnaert. Ceci ne peut s'appliquer, avec les observations Hipparcos, qu'aux objets les plus gros

¹Rappelons que l'instrument n'a pas été conçu ni optimisé dans cet objectif

Table 2. Principales caractéristiques des mesures GAIA.

	cohérent	incohérent
principe	interférométrie grille de modulation*	tâche d'Airy CCD
magnitude limite	$V < 15 - 16$	$V < 20$
photométrie	$350 < \lambda < 800 \text{ nm}$	ubvy β + I
astrométrie		

(*) ou détection directe

en taille; un exemple est donné pour la petite planète (1) Cérès (fig. 2). Après avoir adopté le diamètre $D=913 \text{ km}$ (Tedesco, 1989), on obtient comme valeur du paramètre de Minnaert $k((18^\circ)) = 0.61$. En tenant compte du fait que le paramètre k est croissant avec l'angle de phase solaire (French et Veverka, 1983) et qu'il dépend a priori du domaine de longueur d'onde, on trouve un résultat cohérent avec ceux obtenus à partir de l'analyse de la relation magnitude-phase (Lumme et Bowell, 1981). Ainsi Cérès est un objet de brillance presque uniforme. Le résultat trouvé ici est par ailleurs en accord avec celui obtenu à partir d'observations en optique adaptative (St Pé et al., 1993), ou celui obtenu par la technique d'interférométrie des tavelures (McCarthy et al., 1994). En adoptant le diamètre effectif $D=942 \text{ km}$ obtenu par Millis et al. (1987) à partir d'une observation d'occultation d'étoile, ou $D=962 \text{ km}$ obtenu par Drummond et Christou (1994) en optique adaptative, on obtient un paramètre de Minnaert plus élevé, impliquant un assombrissement centre-bord légèrement plus prononcé mais toujours en contradiction avec un disque de Lambert.

6. Gaia

La mission GAIA, proposée à l'Agence Spatiale Européenne pour son programme Horizon 2000+, permettra la détermination des paramètres astrométriques de plus de 50 millions d'étoiles (Lindgren et Perryman, 1996). D'autres projets d'interférométrie spatiales sont à l'étude, e.g. SIM, DIVA, LIGHT. GAIA permettra l'observation de corps célestes dans deux modes différents appelés cohérent et incohérent dont les principales caractéristiques sont rappelées dans la table 2. Notons que ces valeurs sont encore amenées à évoluer dans le futur; en particulier si la détection des franges peut se faire directement avec un réseau de cellules CCD, la magnitude limite et les précisions tant photométriques qu'astrométriques pourront être sensiblement rehaussées. La magnitude limite relativement élevée dans le mode incohérent permettra l'observation de milliers d'astéroïdes. Le nombre d'objets du système solaire observables dans le mode interférométrique sera plus restreint, en revanche, sur la durée d'un passage dans le champ de vue, les mesures des positions pourront être effectuées avec une précision meilleure que le millième de seconde de degré (Hestroffer et Morando 1995). Notons de plus qu'avec une séparation des pupilles de l'ordre de $B = 1.5 \text{ m}$, il sera possible de résoudre, dans le domaine des longueurs d'ondes visibles, quelques centaines de corps célestes (astéroïdes et étoiles) dont la taille apparente est supérieure à environ 5 mas. Tout comme pour Hipparcos, l'observation des satellites est plus délicate et dépend fortement de l'atténuation de la lumière de la planète principale pendant les mesures.

7. Conclusion et perspectives

Le satellite Hipparcos procure des données d'ordre photométrique et astrométrique pour un total de 55 objets du système solaire (essentiellement des astéroïdes, mais aussi des satellites naturels et des planètes principales), sur une période allant de fin novembre 1989 à mi-mars 1993. Les mesures effectuées dans le cadre de la mission associée Tycho sont de précision moindre que celle de la mission principale, en revanche elles concernent des objets de taille plus importante. Tycho fournit les positions astrométriques

en ascension droite et déclinaison et les magnitudes dans deux bandes proches des magnitudes B et V du système de Johnson. Hipparcos fournit des positions astrométriques uni-directionnelles, et les magnitudes dans le système photométrique Hp possédant bande passante étendue. Toutes les positions sont rattachées au repère de l'ICRS tel qu'il est matérialisé par le Catalogue Hipparcos. Les résultats sont rassemblés dans trois catalogues pour les objets du système solaire: le Catalogue Astrométrique Hipparcos, le Catalogue Photométrique Hipparcos et le Catalogue Tycho. Ces catalogues sont publiés dans le volume 10 de "The Hipparcos and Tycho Catalogues" (ESA, 1997) et en format ASCII sur CD-ROM (Volume 17). Ils sont par ailleurs accessibles sur le serveur ftp du CDS (Strasbourg).

Les observations Hipparcos procurent un complément aux observations faites à partir du sol. Les éphémérides des astéroïdes ou de planètes principales via les positions des satellites naturels peuvent être améliorées ; en particulier l'inclinaison et l'argument du noeud des orbites osculatrices des petites planètes sont déterminées avec une précision environ 5 fois meilleure grâce aux observations Hipparcos. Des informations d'ordre planétologique tel que la forme et la direction du pôle de rotation des astéroïdes à partir des données photométriques conventionnelles sont accessibles. La détermination de l'assombrissement centre bord à partir de l'analyse du déplacement du photocentre ou de la photométrie modulée par la grille principale donne des résultats similaires à ceux obtenus par l'interférométrie des tavelures ou l'optique adaptative. Le lien du système de référence dynamique au système de l'ICRS peut se faire, via les positions des petites planètes, avec une précision de l'ordre de 5 mas, donc similaire au meilleur résultat obtenu jusqu'ici (Folkner et al, 1994).

Tant que les objets du système solaire sont concernés, il est à signaler qu'Hipparcos ne procure pas uniquement des informations précieuses par le biais des observations directes, mais aussi par la donnée de positions astrométriques de grande précision d'étoiles de référence, permettant la (re-)réduction de plaques photographiques et CCD. Hipparcos fournit aussi une solide expérience pour la mission d'interférométrie spatiale GAIA. Cette mission surpasserait de beaucoup les résultats Hipparcos de par le nombre d'objets observés et de par les précisions photométriques et astrométriques accessibles. Elle permettrait par ailleurs de déterminer pour la première fois le diamètre de nombreux astéroïdes dans le domaine du visible, et fournirait par conséquent une base de comparaison aux résultats obtenus dans l'IR par le satellite IRAS.

Références

- Bastian U., Wagner K., 1997, in *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200, Vol 4.
- Drummond J., Christou J., 1994, in *Adaptive optics in astronomy*, SPIE 2201, 468.
- ESA 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200.
- Folkner W.M., Charlot P., Finger M.H., et al., 1994, *Astron. Astrophys.*, **287**, 279.
- French L.M., Veverka J., 1983, *Icarus* **54**, 38.
- Hestroffer D., Mignard F., 1997, *Astron. Astrophys.* (à paraître).
- Hestroffer D., Morando B., 1995, in *Future possibilities for astrometry in space*, Joint RGO-ESA workshop, 19-21, June Cambridge (UK), ESA SP-379, 41.
- Kovalevsky J., Lindegren L., Perryman M.A.C, et al., 1997, *Astron. Astrophys.* **323**, 620.
- Lindegren L., Perryman M.A.C, 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **116**, 579.
- Lumme K., Bowell E., 1981, *Astron. J.*, **86**, 1705.
- McCarthy D.W., Freeman J.D., Drummond J.D., 1994, *Icarus*, **108**, 285.
- Millis R.L., Wasserman L.H., Franz O.G. et al., 1987, *Icarus*, **72**, 507.
- Saint-Pé O., Combes M., Rigaut F., 1993, *Icarus*, **105**, 271.
- Tedesco E.F., 1989, in *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Matthews, Eds.), p.1090, University of Arizona Press, Tucson.

ORBITES ET ÉPHÉMÉRIDES DES SATELLITES LOINTAINS DE JUPITER

P. Rocher et J. Chapront

1. Introduction

L'objet de cet article est de décrire le travail que nous avons effectué, au Bureau des longitudes, sur les satellites lointains de Jupiter. Notre but était de calculer les orbites précises de ces corps, après ajustement sur les observations, puis de produire des éphémérides sous forme de séries compactes.

2. Historique

Les satellites lointains de Jupiter ont été peu étudiés. Les théories analytiques ou semi-analytiques de ces corps sont difficiles à construire, les fortes excentricités des orbites ne permettant pas les développements en séries. Les seules théories connues sont celles de J. Bobone (1937) pour les satellites J VI et J VII et la théorie semi-analytique de J. Kovalevsky (1959) pour le satellite J VIII.

De même les intégrations numériques de ces corps sont peu nombreuses et rarement publiées ou utilisables. Les principales intégrations sont les suivantes :

- 1973 : K.A. Aksnes pour les satellites J VI à J IX.
- 1978 : K.A. Aksnes pour le satellite J XIII.
- 1978 : T.V. Bordovystina et L.E. Bykova pour les satellites J VI et VII.
- 1982 : P. Rocher pour les satellites J VI à J IX.
- 1990 : J.R. Rohde pour les satellites J VI à J XIII (non publié).
- 1996 -1997 : P. Rocher et J. Chapront pour les satellites J VI à J XIII.

Et parmi les éphémérides publiées on trouve : les éphémérides de J XIII sur la période 1974-2000 (K. Aksnes, 1978), les éphémérides des satellites J VI et J VII sur la période 1979-2000 (T.V. Bordovystina et L.E. Bykova, 1978), ces éphémérides sont données dans le repère équatorial astrométrique 1950.0. et les éphémérides des satellites J VI à J IX (P. Rocher) dans les *Suppléments à la Connaissance des Temps*.

3. Recherches et mise en forme des observations

Les sources

Pour les satellites J VI et J VII, nous avons récupéré les observations utilisées et publiées par T.V. Bordovystina et L.E. Bykova (1978). Pour les satellites J VIII et J IX, des observations allant de la découverte des satellites jusqu'en 1958, nous ont été fournies par A. Bec-Borsenberger. Toutes les autres observations ont été saisies à partir de publications. Ce travail a été réalisé par Y. de Kergrohen.

Ces observations ont ensuite été exprimées dans le repère équatorial J2000. Pour cela nous avons procédé de la manière suivante : toutes les observations anciennes ont d'abord été transférées dans le repère équatorial astrométrique 1950.0 (repère de FK4), puis transformées dans le repère équatorial J2000 (repère du FK5). Ce passage a été opéré en utilisant la méthode recommandée par Murray (1989). La plupart des observations anciennes étaient données en coordonnées topocentriques dans le repère équatorial moyen de la date ou dans le repère équatorial moyen du début de l'année tropique. Pour les ramener dans le repère 1950, nous avons utilisé les formules de précession de Newcomb. Depuis 1980, ces satellites sont peu observés. Il n'y a que deux groupes d'observateurs, un aux États-Unis à l'observatoire Mc Donald (J.-D. Mulholland, P. J. Shelus, A. L. Whipple, F. Benedict) et l'autre au Japon à l'observatoire Kiso (T. Nakamura, H. Kinoshita et H. Kozai).

Ajustement des orbites

Les équations du mouvement sont écrites dans le repère équatorial terrestre J2000. Dans ces équations, on tient compte de l'ensemble des perturbations planétaires. On tient également compte de l'aplatissement en J_2 de Jupiter. Les équations du mouvement sont calculées par intégration numérique, à l'aide de la méthode de Gragg-Bulirsch-Stoer. L'ajustement des constantes d'intégration est fait par la méthode des moindres carrés. Les éphémérides des planètes perturbatrices sont issues des théories planétaires du Bureau des longitudes BDL82 (G. Francou et al., 1983) développées sous forme de séries de polynômes de Tchebycheff.

Les équations du mouvement en coordonnées jovicentriques dans le repère équatorial terrestre J2000 sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -M_5 \frac{x}{r_{5S}^3} + \sum_{i=1, i \neq 5}^{10} M_i \frac{x_i - x}{r_{iS}^3} - \frac{x_i}{r_{i5}^3} + G_x(J_2, x_e, y_e, z_e) \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -M_5 \frac{y}{r_{5S}^3} + \sum_{i=1, i \neq 5}^{10} M_i \frac{y_i - y}{r_{iS}^3} - \frac{y_i}{r_{i5}^3} + G_y(J_2, x_e, y_e, z_e) \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -M_5 \frac{z}{r_{5S}^3} + \sum_{i=1, i \neq 5}^{10} M_i \frac{z_i - z}{r_{iS}^3} - \frac{z_i}{r_{i5}^3} + G_z(J_2, x_e, y_e, z_e) \end{aligned} \quad (1)$$

où $JS(x, y, z)$ est le vecteur position jovicentrique du satellite S dans l'équateur terrestre J2000 et où $JS(x_e, y_e, z_e)$ est le vecteur position jovicentrique du satellite S dans l'équateur de la date de Jupiter. Les M_i sont les masses des planètes et du soleil (indice 10 pour le soleil), et les vecteurs $P(x_i, y_i, z_i)$ sont les vecteurs positions jovicentriques des corps perturbateurs. Les G sont les perturbations dues au potentiel de Jupiter. r_{5S} est la distance du satellite à Jupiter, r_{iS} est la distance de la planète perturbatrice d'indice i au satellite et r_{i5} est la distance de la planète perturbatrice d'indice i à Jupiter.

La méthode d'intégration numérique résout des équations différentielles du premier ordre. Ce système peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= F_x & \frac{dx}{dt} &= \dot{x} \\ \frac{dy}{dt} &= F_y & \frac{dy}{dt} &= \dot{y} \\ \frac{dz}{dt} &= F_z & \frac{dz}{dt} &= \dot{z} \end{aligned} \quad (2)$$

avec les conditions initiales :

$$\vec{P}_0(x_0, y_0, z_0) \quad \vec{V}_0(\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$$

La comparaison avec les observations fournit des écarts (valeurs observées moins valeurs calculées) qui peuvent s'exprimer en fonction des coordonnées équatoriales rectangulaires à l'aide des formules suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \frac{\partial\alpha}{\partial x}\Delta x + \frac{\partial\alpha}{\partial y}\Delta y + \frac{\partial\alpha}{\partial z}\Delta z \\ \Delta\delta &= \frac{\partial\delta}{\partial x}\Delta x + \frac{\partial\delta}{\partial y}\Delta y + \frac{\partial\delta}{\partial z}\Delta z \end{aligned} \quad (3)$$

ces Δx , Δy et Δz étant eux-mêmes fonctions des variations des conditions initiales

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{\partial x}{\partial x_0}\Delta x_0 + \frac{\partial x}{\partial y_0}\Delta y_0 + \frac{\partial x}{\partial z_0}\Delta z_0 + \frac{\partial x}{\partial \dot{x}_0}\Delta \dot{x}_0 + \frac{\partial x}{\partial \dot{y}_0}\Delta \dot{y}_0 + \frac{\partial x}{\partial \dot{z}_0}\Delta \dot{z}_0 \\ \Delta y &= \frac{\partial y}{\partial x_0}\Delta x_0 + \frac{\partial y}{\partial y_0}\Delta y_0 + \frac{\partial y}{\partial z_0}\Delta z_0 + \frac{\partial y}{\partial \dot{x}_0}\Delta \dot{x}_0 + \frac{\partial y}{\partial \dot{y}_0}\Delta \dot{y}_0 + \frac{\partial y}{\partial \dot{z}_0}\Delta \dot{z}_0 \\ \Delta z &= \frac{\partial z}{\partial x_0}\Delta x_0 + \frac{\partial z}{\partial y_0}\Delta y_0 + \frac{\partial z}{\partial z_0}\Delta z_0 + \frac{\partial z}{\partial \dot{x}_0}\Delta \dot{x}_0 + \frac{\partial z}{\partial \dot{y}_0}\Delta \dot{y}_0 + \frac{\partial z}{\partial \dot{z}_0}\Delta \dot{z}_0 \end{aligned} \quad (4)$$

C'est ce dernier système d'équations (4), qui est résolu par la méthode des moindres carrés. Pour cela nous devons connaître, pour chaque date d'observation, les valeurs des dérivées des variables par rapport aux constantes d'intégration. Ces valeurs sont obtenues en résolvant, en même temps que les équations du mouvement, un autre système de 36 équations différentielles. Ce système s'obtient de la manière suivante :

si les x_i représentent les 6 variables du problème et q une des constantes d'intégration alors le système (2) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{dx_i}{dt} = F_i \quad \text{avec} \quad i = 1 \text{ à } 6 \quad (5)$$

et la différentielle de ce système par rapport à q devient :

$$\frac{\partial}{\partial q} \frac{dx_i}{dt} = \sum_{j=1}^6 \frac{\partial F_i}{\partial x_j} \frac{\partial x_j}{\partial q} \quad (6)$$

et après permutation des dérivations en q et en t on obtient :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial x_i}{\partial q} = \sum_{j=1}^6 \frac{\partial F_i}{\partial x_j} \frac{\partial x_j}{\partial q} \quad (7)$$

c'est ce système qui est résolu en même temps que les équations du mouvement et qui donne les valeurs des dérivées des variables par rapport aux constantes d'intégration.

La table 1 donne les résultats des ajustements .

4. Représentation en séries de Poisson

Après avoir ajusté les orbites du mouvement, nous avons cherché à représenter l'orbite sous la forme de développements en séries de Poisson. Pour cela, les orbites ont été calculées sur une période de 150 ans (1900-2050), à l'aide de l'intégration numérique. Les coordonnées calculées sont les coordonnées jovicentriques rectangulaires (x, y, z) dans l'équateur terrestre J2000. Ces coordonnées sont représentées, dans un premier temps, par des développements en séries de polynômes de Tchebycheff, puis sous la forme de séries de Poisson.

Table 1. Résultats des ajustements.

Satellite	Nombre d'observations	Période d'observation	moyenne des $\Delta\alpha \cos \delta$	moyenne des $\Delta\delta$	écart-type $\Delta\alpha \cos \delta$	écart-type $\Delta\delta$
J VI	518	1884-1993	0,49''	0,49''	1,22''	1,12''
J VII	225	1905-1993	0,35''	0,08''	0,91''	0,84''
J VIII	335	1908-1993	0,31''	0,27''	0,76''	0,84''
J IX	116	1914-1993	0,06''	0,21''	0,65''	0,64''
J X	82	1938-1993	0,07''	0,09''	0,57''	0,53''
J XI	87	1938-1993	0,06''	0,19''	0,73''	0,70''
J XII	37	1954-1993	0,06''	0,07''	0,52''	0,47''
J XIII	33	1974-1993	0,10''	0,14''	0,67''	0,60''

Table 2. Paramètres des représentations en séries de Poisson.

Satellite de Jupiter	Nombre maximum de termes			Intervalle de temps D_t (jours)	Nombre de séries	Date origine	Erreur maximum Source-Approx, 10^{-8} ua
	Q_0 ,	Q_1 ,	Q_2				
J VI	219	29	6	9060	6	2 415 020,5	25
J VII	207	20	5	6800	8	2 415 020,5	24
J VIII	191	32	6	4520	12	2 415 020,5	21
J IX	166	27	4	9060	6	2 415 020,5	3
J X	202	23	5	9060	6	2 415 020,5	60
J XI	182,	28	6	9060	6	2 415 020,5	10
J XII	194	26	8	9060	6	2 415 020,5	200
J XIII	201	20	6	6800	8	2 415 020,5	100

Sur l'intervalle $[t_0, t_0 + D_t]$ l'approximation d'une variable de l'éphéméride $f(t)$ se met sous la forme :

$$\begin{aligned}
 f(t) \approx & a^{(0)} + a^{(1)}(t - t_0) + \dots + a^{(N)}(t - t_0)^N \\
 & + \sum_{q=1}^{Q_0} b_q^{(0)} \sin(\nu_q(t - t_0) + \epsilon_q^{(0)}) \\
 & + \left[\sum_{q=1}^{Q_1} b_q^{(1)} \sin(\nu_q(t - t_0) + \epsilon_q^{(1)}) \right] (t - t_0) \\
 & + \dots \\
 & + \left[\sum_{q=1}^{Q_M} b_q^{(M)} \sin(\nu_q(t - t_0) + \epsilon_q^{(M)}) \right] (t - t_0)^M
 \end{aligned} \tag{8}$$

Les fréquences ν_q sont déterminées par une méthode d'analyse en fréquences. Les amplitudes $a^{(k)}$, $b_q^{(l)}$ et les phases $\epsilon_q^{(l)}$ sont des coefficients numériques ($k = 0, \dots, N$; $l = 0, \dots, M$). Ils sont calculés par moindres carrés à partir de la fonction source $f(t)$. Les paramètres M et N sont des valeurs qui dépendent de la précision désirée. M est le degré maximum des termes de Poisson.

Les intervalles de représentations et les valeurs des paramètres M et N sont choisis de manière à garantir une précision interne de 0,01'' avec les éphémérides issues de l'intégration numérique. La table 2 donne les caractéristiques des séries de Poisson obtenues.

L'intervalle de la représentation est de 54360 jours, du premier janvier 1900 au 31 octobre 2048.

Table 3. Valeurs extrêmes des éléments elliptiques des satellites directs sur 150 ans.

Satellites directs		e	a (ua)	i (degré)	p	q	h	k
J VI	min.	0,111 7576	0,075 9067	4,490 11	- 0,030 90	- 0,047 94	- 0,205 39	- 0,048 13
	max.	0,206 9142	0,077 0839	51,921 03	0,264 54	0,435 27	0,201 06	0,204 33
J VII	min.	0,154 9433	0,077 6312	4,892 68	- 0,227 44	- 0,054 31	- 0,232 61	- 0,214 58
	max.	0,271 7807	0,079 0142	46,687 21	0,268 82	0,338 80	0,216 52	0,237 76
J X	min.	0,080 7002	0,077 6163	23,183 10	- 0,199 93	0,047 61	- 0,132 77	- 0,065 75
	max.	0,154 9665	0,078 8083	51,431 02	0,259 39	0,432 28	0,149 39	0,150 26
J XIII	min.	0,116 2627	0,074 0161	4,626 62	- 0,244 20	- 0,051 54	- 0,074 52	- 0,162 00
	max.	0,209 5528	0,075 0543	50,626 33	0,084 59	0,416 32	0,179 87	0,183 73

Table 4. Valeurs extrêmes des éléments elliptiques des satellites rétrogrades sur 150 ans.

Satellites rétrogrades		e	a (ua)	i (degré)	p_r	q_r	h_r	k_r
J VIII	min.	0,184 3798	0,149 6555	119,050 47	- 0,306 36	- 0,569 92	- 0,482 17	- 0,590 22
	max.	0,667 5960	0,166 6368	174,243 64	0,309 41	0,120 29	0,001 12	- 0,109 01
J IX	min.	0,108 3195	0,150 8489	132,298 29	- 0,239 79	- 0,440 55	0,014 40	0,030 96
	max.	0,424 5893	0,167 9807	179,356 23	0,215 53	0,014 83	0,352 19	0,367 77
J XI	min.	0,132 4208	0,147 8054	140,647 25	- 0,177 93	- 0,356 34	- 0,408 12	- 0,262 05
	max.	0,414 3551	0,163 4219	172,361 29	0,151 55	- 0,066 64	- 0,101 33	0,200 42
J XII	min.	0,083 4411	0,135 8344	122,153 15	- 0,355 86	- 0,549 85	- 0,079 36	- 0,403 98
	max.	0,451 9917	0,145 5639	172,889 61	0,325 36	0,074 04	0,435 96	0,245 52

5. Représentation des éléments elliptiques

Les valeurs publiées des éléments elliptiques sont généralement peu précises. Les éléments publiés sont, soit des éléments osculateurs pour une date donnée, soit des éléments moyens. Dans les deux cas, ils induisent souvent le lecteur en erreur. En effet ces éléments sont loin d'être constants et présentent de grandes variations au cours du temps.

Nous avons calculé, pour chaque satellite, les variations de ces éléments sur la période de 150 ans utilisée pour la représentation des éphémérides en séries de Poisson. Les satellites ont été séparés en deux groupes, un premier groupe contenant les satellites directs et un second groupe contenant les satellites rétrogrades.

Pour les satellites directs nous avons calculé les variations des éléments e (excentricité), a (demi-grand axe), i (inclinaison), p ($\sin i/2 \sin \Omega$), q ($\sin i/2 \cos \Omega$), h ($e \sin \varpi$) et k ($e \cos \varpi$) où Ω et ϖ sont les longitudes du nœud et du périjove. Pour les satellites rétrogrades, nous avons utilisé, au lieu des variables p, q, h, k les variables suivantes, utilisées par Jacobson dans l'étude du mouvement des satellites rétrogrades (M. Chapront-Touzé et al., 1994), p_r ($\cot i/2 \sin \Omega$), q_r ($\cot i/2 \cos \Omega$), h_r ($e \sin \varpi_r$) et k_r ($e \cos \varpi_r$) où Ω et ϖ_r sont les longitudes du nœud et du périjove ($\varpi_r = \omega - \Omega$ et $\lambda_r = M + \varpi_r = M + \omega - \Omega$, λ_r étant la longitude moyenne).

Les tables 3 et 4 donnent les valeurs extrêmes de ces paramètres.

Nous donnons également un développement de ces éléments en séries de Poisson, ces développements comportent un petit nombre de terme, ils permettent de calculer les éléments avec une faible précision sur l'intervalle de 150 ans.

6. Publications

Les éphémérides sont publiées chaque année dans les *Suppléments à la Connaissance des Temps* sous la forme de séries de polynômes de Tchebycheff.

Les résultats de ce travail pour les satellites J VI à J IX ont été publiés en 1996 dans Rocher et Chapront (1996). Un article sur les satellites J X à J XIII et les éléments elliptiques est en préparation.

La totalité des travaux et des résultats seront présentés dans une Note Scientifique et Technique du Bureau des longitudes (1997).

7. Programmes et séries

Les séries, les observations ainsi qu'un programme FORTRAN de substitution du temps dans les séries sont disponibles sur les serveurs ftp suivants :

ftp cdsarc.u-strasbg.fr dans le répertoire /pub/A+A/311/713

ftp.bdl.fr dans le répertoire /pub/ephem/satel/faintsat/jupiter

Un programme conversationnel pour PC (Windows 3.1 et 95) est également disponible sur ces serveurs.

8. Références

- Aksnes, K., 1973, *Astron. J.*, **78**, 121.
 Aksnes, K., 1978, *Astron. J.*, **83**, 1249.
 Bec-Borsenberger, A., 1980, réduction des observations des satellites J VIII et J IX, communication privée.
 Bobone, J., 1973a, Tablas del VI Satélite de Jupiter, *Astr. Nach.*, **262**, 321.
 Bobone, J., 1973b, Tablas del VII Satélite de Jupiter, *Astr. Nach.*, **263**, 401.
 Bordovystina, T.V., Bykova, L. E., 1978, Theory of motions and ephemerides for JVI and JVII 1978-2000, Jupitera, Tomsk (en russe).
 Bulirsch, R., Stoer, J., 1966, *Num. Math.*, **8**, 1.
 Chapront-Touzé M., Francou G., Morando B., 1994, *Notes Scientifiques et Techniques du Bureau des longitudes*, **S046**, 18.
 Francou, G., Bergeal, L., Chapront, J., Morando, B., 1983, *Astron. Astrophys.*, **128**, 124.
 Kovalevsky, J., 1959, *Bull. Astron.* **23**, 1.
 Murray, C.A., 1989 *Astron. Astrophys.*, **218**, 325.
 Rocher, P., 1983, Satellites J VI et J VII de Jupiter. éphémérides pour les années 1981-1990. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **52**, 333-372.
 Rocher P. et Bec-Borsenberger A., *Suppléments à la Connaissance des Temps*, 1982 à 1997.
 Rocher, P. et Chapront, J., 1996, Ephemerides and observations of the faint satellites of Jupiter, *Astron. Astrophys.*, **311**, 710-714.
 Rocher, P. et Chapront, J., 1997, Orbites d'éphémérides des satellites lointains de Jupiter, *Notes Scientifiques et Techniques du Bureau des longitudes*, **S054**.
 Rohde, J.R., 1990, (non publié).

COMPARAISONS D'EXPRESSIONS DE LA RÉFRACTION ASTRONOMIQUE

J. Berthier et A. Fienga

1. Introduction

Les observations astrométriques ont pour objectif de mesurer les positions des corps célestes les uns par rapport aux autres, ou par rapport à un repère de référence donné, dans le but de réaliser un cadastre de l'univers ou d'étudier la dynamique des corps par exemple du système solaire. L'interprétation la plus rigoureuse est donc de mise pour que les mesures issues de l'observation astronomique soient à la fois représentatives de la réalité physique de l'univers et, plus localement, du système solaire, et utilisables par les théories que l'on en a.

Le propos de cet exposé est d'étudier les différentes lois de la réfraction astronomique disponibles à ce jour, afin de les comparer et de déterminer quelle loi est la plus appropriée pour corriger les observations astrométriques de cet effet. À l'heure d'Hipparcos ou de Tycho la précision recherchée est de l'ordre de 1 mas, à quelques dizaines de mas. Après une description du principe de la réfraction, nous verrons quelles en sont les lois existantes et dans quelles conditions il est possible de tendre vers cette précision. Cela est d'autant plus important que toutes les conditions peuvent être réunies pour que les observations astrométriques atteignent cette précision de mesure :

- N. Zacharias a montré que les conditions atmosphériques n'étaient pas un obstacle à la mesure de positions avec une précision meilleure que 10 mas (seeing $\approx 1''$, champ 20', télescope 0.9 m, pose guidée de 100 s par exemple) (Zacharias, 1996).
- Les techniques d'observations CCD et les qualités optiques et mécaniques des télescopes modernes permettent d'obtenir des mesures précises des distances angulaires (quelques dizaines de mas en astrométrie différentielle par exemple).

Or il est encore courant de voir négligés les effets de la réfraction, pourtant premier maillon de la chaîne de réduction des observations astrométriques. Cela est surtout vrai pour ce qui concerne l'astrométrie différentielle du fait de la petitesse de cet effet dans ce cas, et de la difficulté de modéliser avec précision la réfractivité de l'atmosphère terrestre. Cette approximation est justifiée si l'on recherche une précision astrométrique de l'ordre de $0''.1$; autrement il est indispensable de bien en tenir compte. Pour ce qui est de l'astrométrie "absolue", la réfraction astronomique est systématiquement prise en compte, son effet sur la mesure des positions étant trop importante pour être négligé : de $0''$ à près de $320''$ lorsque la distance zénithale varie de 0° à 80° .

2. La réfraction astronomique

La principale différence entre la position apparente d'un corps céleste et sa position observée depuis la surface de la Terre provient de la présence de l'atmosphère terrestre. Cette dernière a pour conséquence de provoquer une déflexion des ondes électromagnétiques et un retard sur les signaux électromagnétiques (figure 1). Ainsi, avant d'être captés par un récepteur, les photons lumineux traversent des couches d'air progressivement plus denses correspondant à un indice de réfraction de plus en plus grand, et sont déviés graduellement vers la verticale. L'effet induit est l'observation d'une distance zénithale plus petite que la distance zénithale "vraie" de l'objet (i.e. s'il n'y avait pas d'atmosphère). La différence entre les distances zénithales, ou angle de réfraction, est donnée à partir du principe de Fermat par la relation :

$$\Delta z = \xi_0 - z_0 = \int_1^{n_0} \frac{\tan z}{n} dn \quad (1)$$

où ξ_0 et z_0 sont les distances zénithales "vraies" et observées des corps célestes et n est l'indice de réfraction atmosphérique, n_0 étant cet indice au niveau de l'observateur (Yan et Ping, 1995). Ainsi,

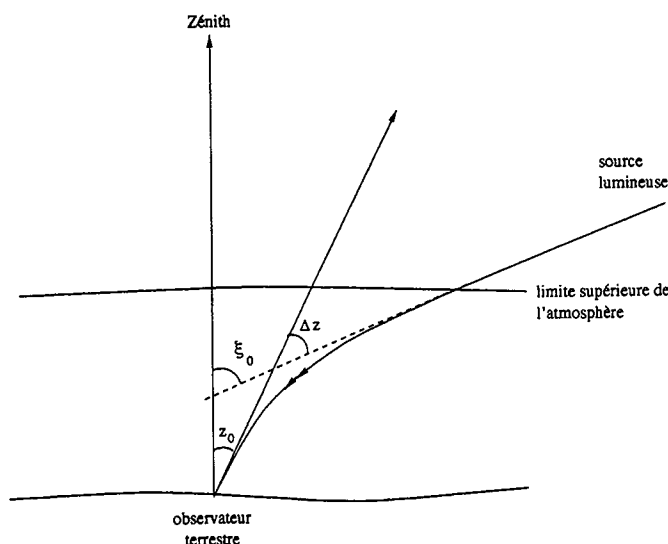


Fig. 1. Déviation des rayons lumineux dans l'atmosphère terrestre. z_0 est la distance zénithale observée, Δz l'angle de réfraction et ξ_0 la distance zénithale "vraie".

si les variations de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude sont connues dans la direction visée, alors cette équation est intégrable et permet de calculer l'angle de réfraction correspondant à la distance zénithale observée. Cependant la modélisation de l'atmosphère terrestre en un lieu et à une date donnée est fort complexe, dépendant des conditions météorologiques, des saisons, de la géographie du lieu, etc..., ce qui rend difficile l'expression des variations de l'indice de réfraction atmosphérique. Pour le calculer, on modélise généralement l'atmosphère par deux composantes à symétrie sphérique, la troposphère (de 0 à environ 11 km) et la stratosphère (jusqu'à environ 100 km)¹, séparées par la tropopause (d'épaisseur négligeable mais pour laquelle l'indice de réfraction présente une discontinuité). On considère de plus que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique et qu'elle obéit aux lois des gaz parfaits (Seidelmann, 1992). Dans de telles conditions, on peut modéliser la courbure des rayons lumineux dans l'atmosphère par un profil exponentiel, correspondant aux variations observées de la réfractivité de l'atmosphère en fonction de l'altitude. La loi de la réfraction s'exprime alors sous la forme classique de la loi de Laplace (Bureau des longitudes, 1997) :

$$\Delta z = A \tan z_0 + B \tan^3 z_0 \quad (2)$$

¹ au delà, la réfraction atmosphérique pour les longueurs d'ondes optiques est de l'ordre de quelques microsecondes de degré (Green, 1985).

où z_0 représente la distance zénithale observée, et où A et B sont soit des constantes, soit dépendent des conditions atmosphériques du lieu d'observation et de la longueur d'onde des signaux observés. Ces paramètres sont généralement exprimés sous la forme :

$$\begin{aligned} A &= \kappa\alpha(1 - \beta) \\ B &= \kappa\alpha\left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right) \end{aligned}$$

où α et β représentent le modèle atmosphérique et κ un terme correctif permettant de prendre en compte l'aplatissement de la Terre et par conséquent des couches atmosphériques. κ se calcule comme le rapport entre la gravité mesurée au niveau de l'observateur et celle mesurée au niveau moyen des mers à l'équateur ; $\kappa = 1.0$ pour une Terre sphérique (Stone, 1996). Pour des conditions standard de température et de pression (0°C , 1013.25 mb) et sans prendre en compte la longueur d'onde, ces paramètres sont pris égaux à 0.001254 pour β et 60''.37 pour α , fournissant les constantes de la réfraction $A = 60''.2943$ et $B = -0''.06687$ (Kovalesky, 1990). Pour des conditions dites "normales" (15°C , 1013.25 mb, $p_v = 0 \text{ mb}^2$, $\lambda = 0.59 \mu\text{m}$), les constantes de la réfraction sont $A = 57''.085$ et $B = -0''.0666$, déduites des Tables de la réfraction éditées par l'observatoire de Pulkovo en 1985 (Abalakin, 1985). Pour tenir compte de conditions atmosphériques et de longueurs d'ondes particulières, ces paramètres peuvent être exprimés comme des fonctions de la température, de la pression, de la pression de vapeur sèche et de la longueur d'onde tel que : $\alpha = n_0 - 1$ représente la réfractivité de l'atmosphère au niveau de l'observateur et $\beta = H_0/r_0$ représente le rapport de la hauteur équivalente d'atmosphère homogène sur le rayon géocentrique de l'observateur (Stone, 1996). Cette formulation de la réfraction, que nous désignerons loi de Laplace-Stone, permet d'obtenir une précision meilleure que ± 40 mas pour toute distance zénithale inférieure à 70° (comparaisons avec les Tables de la réfraction de l'observatoire du Pulkovo (Abalakin, 1985)) (Stone, 1996). Cette expression de la réfraction a cependant pour inconvénient de calculer l'angle de réfraction à partir uniquement de la distance zénithale observée (z_0). Ainsi, dans le cas où l'on veut estimer l'angle de réfraction à partir des coordonnées apparentes, on introduit une approximation supplémentaire en considérant la distance zénithale "vraie" (ξ_0) plutôt que celle observée dans l'équation (??). Ce problème est résolu en utilisant la formulation de l'angle de réfraction proposée par H. Yan et basée sur l'utilisation de fonctions dites de "mapping" modélisant les variations de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude (Yan et Ping, 1995; Yan, 1996). L'angle de réfraction s'exprime alors sous la forme :

$$\Delta z = 10^{-6} N_0 \sin \xi_0 m'(\xi_0) \quad (3)$$

où $N_0 = 10^6(n_0 - 1)$ est la réfractivité de l'atmosphère au niveau de l'observateur, ξ_0 est la distance zénithale "vraie" et $m'(\xi_0)$ est la fonction dite de "mapping" de la réfraction faisant intervenir, comme la réfractivité, les paramètres de température, de pression et de pression de vapeur sèche du lieu d'observation ainsi que la longueur d'onde du signal observé (Yan, 1996). Cette formulation assure une précision sur l'angle de réfraction de l'ordre de 100 mas jusqu'à des distances zénithales de 80° (comparaisons pour divers profils et paramètres atmosphériques ; modèle exponentiel, modèle de Hopfiel, etc.).

Ces expressions de la réfraction se basent sur l'hypothèse que l'atmosphère terrestre peut être modélisée par une symétrie sphérique dont les paramètres sont déterminés à partir d'un certain nombre de données météorologiques moyennes. Cela implique que la déviation des rayons lumineux ne dépend que de la distance zénithale et est indépendante de l'azimut de la direction visée. Cela implique aussi que cette déviation est indépendante des conditions atmosphériques réelles au moment de l'observation et tout le long du chemin parcouru par les photons dans l'atmosphère. Or dans la pratique, les conditions atmosphériques peuvent être très différentes des conditions moyennes ayant déterminé le profil atmosphérique de la loi de réfraction utilisée. En outre, la déviation des rayons lumineux ne se produit pas uniquement selon la verticale et on observe une déviation horizontale affectant la précision des positions mesurées à l'ordre du mas (en interférométrie optique par exemple). Pour calculer la réfraction avec cette précision, A. Y. Yatsenko a développé une solution analytique complète des équations de propagation de la lumière dans un espace euclidien. Cette théorie permet de calculer à partir d'un modèle aérologique arbitraire la réfraction verticale et horizontale pour toute distance zénithale et pour tout azimut (Yatsenko, 1995). Il reste néanmoins difficile de déterminer avec précision la structure exacte de l'atmosphère en un lieu et une date donnés, et seule une bonne connaissance des conditions météorologiques mesurées

² p_v est la pression de vapeur sèche.

en différents points de l'atmosphère entourant l'observateur (de 100 m à 82 km d'altitude) peut conduire à une précision sur la réfraction astronomique à l'ordre du mas.

3. Comparaisons entre les lois de la réfraction

D'un point de vue pratique, les expressions de la réfraction proposées par A. Y. Yatsenko sont celles qui permettent de corriger cet effet avec la plus grande précision. Mais cela exige de posséder de nombreuses données climatiques concernant le site d'observation. À partir de données plus facilement accessibles comme la pression, la température et la pression de vapeur sèche au lieu d'observation complétées par la longueur d'onde des astres observés, l'utilisation des expressions de Laplace-Stone ou de Yan permettent d'assurer une précision de l'ordre de 50 mas jusqu'à des distances zénithales d'environ 70° et pour des conditions météorologiques normales : $P_0 \in [800 \text{ mb} \dots 1050 \text{ mb}]$, $T_0 \in [-20^\circ \text{C} \dots 40^\circ \text{C}]$, $RH^3 \in [0\% \dots 100\%]$, $\lambda \in [0.3 \mu\text{m} \dots 1.0 \mu\text{m}]$.

Table 1. Différences entre les expressions de la réfraction astronomique pour $P_0 = 1013.25 \text{ mb}$, $T_0 = 0^\circ \text{C}$, $p_v = 0\%$, et $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$.

	$z \leq 70^\circ$	$z = 80^\circ$
$L(z) - Y(z)$	de $0''$ à $-7''.1$	$-12''.8$
$S(z) - Y(z)$	de $0''$ à $-6''.6$	$-11''.9$
$L(z) - S(z)$	de $0''$ à $-0''.5$	$-0''.9$

Pour comparer les lois de la réfraction, étudions numériquement les différences entre les expressions de la réfraction de Laplace et de Yan ($L(z)-Y(z)$), de Laplace-Stone et de Yan ($S(z)-Y(z)$), et enfin entre les lois de Laplace et de Laplace-Stone ($L(z)-S(z)$). Ne disposant pas de modèle climatologique pour cette étude, la comparaison de ces lois avec celle de Yatsenko n'a pas pu être réalisée. Les résultats trouvés dans des conditions standards de pression et de température sont présentés dans la table 1. Si on étudie ces différences sur l'ensemble des conditions atmosphériques dites normales on trouve des écarts entre les lois pouvant atteindre plusieurs dizaines de secondes de degré (figure 2). Ces écarts plutôt importants s'expliquent en grande partie par le fait que l'expression de Laplace-Stone utilise une loi de la réfractivité de l'atmosphère employant la vitesse de phase des ondes lumineuses, alors que l'expression de Yan utilise, elle, une loi basée sur la vitesse de groupe des ondes. Si maintenant on étudie les différences entre les lois en utilisant dans les expressions de la réfraction la même loi de vitesse (de groupe ou de phase), on obtient des résultats quelque peu plus cohérents : de $-0''.05$ à $0''.20$ pour $z \leq 70^\circ$ et environ $2''$ pour $z = 80^\circ$ quant aux différences entre les expressions de Laplace-Stone et de Yan et pour les deux choix de vitesse des ondes.

Cette comparaison des expressions de la réfraction ne permet pas tout à fait de se prononcer sur leur précision car nous avons vu précédemment que ces lois avaient un sens d'application : correction des distances zénithales observées pour Laplace et Laplace-Stone ; des distances zénithales "vraies" pour Yan. Pour estimer les incertitudes entre les lois, appliquons successivement les lois de la réfraction à partir des distances zénithales observées ou "vraies" dans l'objectif d'obtenir des distances zénithales observées ou "vraies" et de les comparer avec les distances zénithales initiales. Soit, étudions numériquement les différences :

$$z' - z = S(z) - Y(z + S(z)) : \text{observées} \xrightarrow{\text{Stone}} \text{"vraies"} \xrightarrow{\text{Yan}} \text{observées}$$

et

$$\xi' - \xi = S(\xi - Y(\xi)) - Y(\xi) : \text{"vraies"} \xrightarrow{\text{Yan}} \text{observées} \xrightarrow{\text{Stone}} \text{"vraies"}$$

³ RH représente le degré d'humidité relative de l'air.

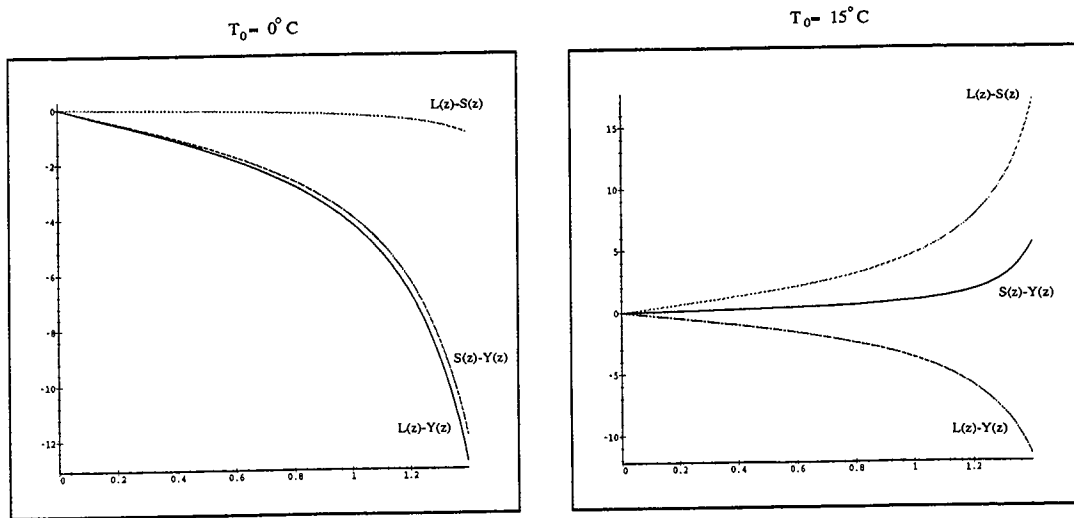


Fig. 2. Différences entre les expressions de la réfraction pour deux conditions de température : $T_0 = 0^\circ C$ et $T_0 = 15^\circ C$. Les autres paramètres sont ceux des conditions standards.

L'étude de ces différences en fonction de la température, de la pression et de la longueur d'onde est présentée dans la table 2. Ces résultats confirment que les lois s'accordent bien entre elles, mais que leur utilisation sans distinction ne permet pas une précision meilleure que 50 mas jusqu'à des distances zénithales de $z = 50^\circ$ et 200 mas jusqu'à $z = 80^\circ$. Cela montre aussi qu'il existe encore des différences entre la connaissance empirique de la réfraction astronomique obtenue à partir de l'observation astronomique (Tables de la réfraction de l'observatoire du Pulkovo), et celle théorique issue de la modélisation mathématique de la réfractivité de l'atmosphère.

Table 2. Incertitudes sur les lois de la réfraction. f représente les variations des différences $(z' - z)$ et $(\xi' - \xi)$ en fonction de la température $T_0 \in [-20^\circ C \dots 40^\circ C]$, ou de la pression $P_0 \in [800 \text{ mb} \dots 1050 \text{ mb}]$ ou de la longueur d'onde $\lambda \in [0.4 \mu m \dots 0.7 \mu m]$.

	$z \leq 70^\circ$	$z = 80^\circ$
$f(T_0)$	de $0''$ à $0''.25$	$1''.5$
$f(P_0)$	de $0''$ à $0''.22$	$1''.1$
$f(\lambda)$	de $-0''.5$ à $1''.0$	$-3''$ à $7''$

4. Conclusion

Pour pouvoir conclure il serait maintenant intéressant de confronter l'expression de Yan avec les Tables de la réfraction de l'observatoire du Pulkovo (mais aussi avec d'autres tables pouvant exister dans les observatoires astronomiques) et de comparer les lois de Laplace-Stone et de Yan avec les théories de A. Y. Yatsenko. Dans tous les cas il est évident que le choix du profil atmosphérique et des paramètres de température, pression, pression de vapeur sèche et longueur d'onde sont importants pour calculer avec précision la réfraction. R. C. Stone préconise une précision sur la mesure de ces paramètres de $\pm 0.1^\circ C$ pour la température, de $\pm 0.4 \text{ mb}$ pour la pression et de 12% pour le degré d'humidité relative

de l'air (Stone, 1996). La longueur d'onde conditionne quant à elle le choix de la loi de réfractivité de l'atmosphère terrestre (Owens, 1967).

Références

- Abalakin, V.K., editor, 1985, *Refraction tables of Pulkovo observatory (fifth edition)*, Leningrad NAUKA publishing house.
- Bureau des longitudes, editor, 1997, *Introduction aux éphémérides astronomiques*, les éditions de physique.
- Green, R.M., 1985, *Spherical astronomy*, Cambridge University Press.
- Kovalevsky, J., 1990, *Astrométrie moderne*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Owens, J.C., 1967, Optical refractive index of air : dependence on pressure, temperature and composition, *Applied Optics*, **6**(1), 51-60.
- Seidelmann, P.K., editor, 1992, *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*, University Science Books.
- Stone, R.C., 1996, Accurate method for computing atmospheric refraction, *Pub. of the Astron. Soc. of the Pacific*, **108**, 1051-1058.
- Yan, H., 1996, A new expression for astronomical refraction, *Astron. J.*, **112**(3), 1312-1316.
- Yan, H., Ping, J., 1995, The generator function method of the tropospheric refraction corrections, *Astron. J.*, **110**(2), 934-939.
- Yatsenko, A.Y., 1995, Exact theory of astronomical refraction for the real atmosphere, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **111**, 579-586.
- Zacharias, N., Measuring the atmospheric influence on differential astrometry : A simple method applied to wide-field CCD frames, *Pub. of the Astron. Soc. of the Pacific*, **108**, 1135-1138.

DE L'UTILISATION DES DONNÉES HIPPARCOS DANS LA RÉDUCTION ASTROMÉTRIQUE DES PLANÈTES GÉANTES

A. Fienga

1. Introduction

L'idée de faire de l'astrométrie stellaire à ± 1 mas (milliarcsecond) s'est concrétisée par l'arrivée du catalogue astrométrique Hipparcos. De plus, l'utilisation des phénomènes d'occultation et d'éclipse des satellites avec la planète mère ou entre eux a permis de développer (Arlot, 1981) des théories de leur mouvement beaucoup plus précises que celles de Jupiter, dont les meilleures comparaisons aux observations sont de l'ordre de ± 100 mas.

L'idée fut donc de tirer profit au maximum du gain de précision sur la position des étoiles pour une meilleure détermination des positions des grosses planètes, en utilisant les éphémérides relatives de leurs satellites.

2. Modèles de réduction

2.1. *Modèle utilisant un minimum d'étoiles*

Le catalogue Hipparcos a une densité de 3 étoiles par degré carré. Nous avons donc une limitation très nette du nombre d'étoiles par plaque et ainsi une quasi-impossibilité de réduire ces observations en utilisant les modèles classiques à au moins 6 constantes. Cependant, pour des images près du centre, nous pouvons considérer que les distorsions d'échelle sont négligeables, en particulier si des corrections précises de réfraction ont été appliquées; ici le formulaire de Yan en fonction mapping. Ainsi, seuls les "offsets" sont à calculer dans les cas où l'échelle est connue et l'orientation établie par "trail scale". Mathématiquement, un modèle de réduction ne nécessitant qu'une étoile est donc possible. Une simple approche statistique nous permet de confirmer cette hypothèse.

2.2. *Pratiquement*

Dans le cas d'images proches du centre, seuls les offsets sont à déterminer, en supposant connues l'échelle et l'orientation. Cependant du fait de la forte corrélation entre ces paramètres, avant de fixer ceux-ci, il est nécessaire d'affiner le choix du point tangent afin de minimiser, a priori, l'erreur commise sur la

Table 1. O–C moyens pour 1967, 1973 et 1974.

N_H est le nombre d'étoiles Hipparcos utilisées et N_P , le nombre d'étoiles PPM.

N_H	N_P	α (")	δ (")	σ_α	σ_δ
1	2	0.095 ± 0.086	-0.182 ± 0.089	± 0.429	± 0.412
1	0	0.016 ± 0.009	0.017 ± 0.008	± 0.042	± 0.038

position de ce dernier sur la plaque et ainsi la propagation des erreurs sur les autres paramètres. À ce stade, on considère 2 cas :

- Les observations avec "trail scale".
Le "trail scale" est une méthode permettant de visualiser (par une trainée faite par blocage du télescope) sur la plaque l'orientation réelle de celle-ci par rapport à l'équateur de la date. Dans ce cas, on suppose l'orientation nulle, et donc connaissant l'échelle, on détermine les "offsets".
- les observations sans "trail scale".
En général, plusieurs poses sont réalisées par plaque. Cependant, on n'effectue qu'une trainée par plaque, donc les autres poses n'ont pas de trainée de référence. Nous devons donc re-estimer l'orientation pour chaque pose. En général, ces quantités sont très proches de 0 (du fait du peu de mouvements de la plaque). Si les coefficients d'orientation sont bien choisis (et donc les offsets bien déterminés), le χ^2 de la transformation coordonnées tangentielles/coordonnées mesurées est minimal (Guo, 1993). On échantillonne donc la population constituée par tous les coefficients possibles et on cherche la valeur pour laquelle le χ^2 est minimisé, adoptant cette valeur comme coefficient d'orientation et l'offset qui en découle.

3. Résultats et analyse

3.1. Résultats globaux

Les plaques réduites sont des plaques provenant du réfracteur de 26 inch. du Mc Cormick Observatory, Virginie, (15 plaques) et de celui de l'U.S. Naval Observatory, Washington D.C. (26 plaques). Les résultats présentés sont des comparaisons entre les coordonnées observées, c'est-à-dire après réduction, de Jupiter et les coordonnées calculées avec les éphémérides du JPL, DE403, dans un repère topocentrique, apparent de la date.

Les valeurs de la table 1 montrent un gain énorme dans la réduction astrométrique par l'utilisation du catalogue Hipparcos et cela malgré le peu d'étoiles présentes dans le champ. Ces résultats ont donc un intérêt considérable aussi bien au niveau des techniques de réduction et d'observation qu'au niveau des éphémérides planétaires.

3.2. 1967: Mc Cormick Observatory

Les 48 observations réalisées en 1967 ont été réduites dans tous les cas avec au moins 3 étoiles Hipparcos. Les facteurs d'échelle présentés dans la table 2 ont été déterminés par moindres carrés au cours d'une réduction classique à 6 constantes. On peut remarquer en examinant les (O–C) présentés dans la table 3 une forte valeur des écarts types sur les (O–C) moyens obtenus.

Ainsi, même si les valeurs moyennes calculées à partir d'étoiles Hipparcos semblent être dans l'ordre de grandeur escompté, les écarts types sont non seulement plus importants que l'erreur externe attendue, mais différent entre α et δ de près de 7%. On peut donc supposer que les résultats précédents sont entachés d'une erreur systématique. Une comparaison de ces résultats avec les séries de 1973 et 1974 nous indiquera si cette erreur est commune aux 3 séries et donc est inhérente au modèle utilisé ou aux catalogues, ou si au contraire elle est particulière à cette série.

Table 2. Facteurs d'échelle pour la série 1967.

("'/mm)	X	Y
Calculés	20.75890 ± 0.00055	20.75894 ± 0.00059
Théoriques (T=3°C)	20.75770 ± 0.00140	20.76110 ± 0.00130
valeur moyenne théorique	20.75800 ± 0.00100	20.75800 ± 0.00100

Table 3. O-C moyens pour 1967.

N_H	N_P	α (")	δ (")	σ_α	σ_δ
0	3	-0.041 ± 0.172	-0.431 ± 0.174	± 0.517	± 0.523
3	0	0.028 ± 0.023	0.016 ± 0.017	± 0.068	± 0.053

3.3. 1973/1974: U.S. Naval Observatory

On a donc utilisé pour le calcul du facteur d'échelle un modèle à 6 constantes avec 1 (ou 2) étoiles Hipparcos et 2 (ou 1) étoiles PPM respectivement. Les résultats de la table 4 montrent non seulement

Table 4. Facteurs d'échelle pour les séries 1973-74.

("'/mm)	X	Y
Calculés	20.84164 ± 0.00001	20.84587 ± 0.00002
Théoriques	20.85100 ± 0.00100	20.85100 ± 0.00100

une anisotropie significative des facteurs d'échelle en x et en y de l'ordre de 4 mas/mm mais un décalage d'environ 10 mas/mm entre la valeur observée et la valeur fournie par l'U.S.N.O. En prenant ces nouveaux facteurs d'échelle comme paramètre, nous avons réduit ces mêmes plaques en n'utilisant qu'un nombre limité d'étoiles Hipparcos (généralement 1). Les résultats présentés dans la table 5 ne décèlent pas d'erreurs systématiques puisque les écarts-types ne sont pas significativement différents en α et δ et ont une valeur coïncidant avec celle attendue. Les valeurs moyennes et leurs erreurs sont, elles aussi, cohérentes.

3.4. Discussion

La particularité de la série de 1967 est d'avoir été réalisée sans "trail scale" donc sans orientation de référence. On peut donc penser que les effets décelés pour la série de 1967 sont dus à une mauvaise détermination de la rotation des plaques, une sous-estimation du paramètre d'offset pouvant entraîner ce genre d'effet. De plus des effets relatifs aux gradients de température et aux conditions météorologiques (inconnues et supposées voisines des conditions normales de température et de pression) peuvent aussi entrer en ligne de compte. Des études relatives aux distorsions des plaques photographiques du réfracteur de Mc Cormick en fonction des gradients de température ont été réalisées en 1972 (Mc Alister et al). À l'époque, l'ordre de grandeur de ces corrections fut négligé mais il serait bon de reprendre de telles études

Table 5. O-C moyens pour 1973 et 1974.

N_H	N_P	α (")	δ (")	σ_α	σ_δ
1	2	0.167 ± 0.099	-0.050 ± 0.103	± 0.410	± 0.427
1	0	0.010 ± 0.007	0.018 ± 0.008	± 0.029	± 0.030

afin d'estimer les corrélations plaque/gradient de température et flexion du tube/gradient de température avec une précision actuelle, à savoir de l'ordre du mas.

4. Ajustement aux éphémérides planétaires

Comme nous l'avons vu, l'emploi d'un catalogue d'une telle précision permet de déceler ou d'accentuer des effets peu ou mal connus. De fait, la question du facteur d'échelle pour des systèmes satellitaires comme le système galiléen reste posée.

D'autre part, jusqu'à présent, les positions absolues des planètes géantes n'étaient connues qu'à 100 ou 200 mas près induisant des problèmes de raccordement entre le FK5 et l'IERS, non encore résolus. Il va donc être extrêmement intéressant de refaire l'ajustement de ces théories non plus sur un seul type d'observations, comme c'est le cas dans DE403 et les données radar, mais aussi avec des données optiques bénéficiant de l'apport d'Hipparcos. Des conséquences dynamiques et planétaires pourraient en découler.

5. Conclusion

Hipparcos a permis un gain de 100 dans la connaissance astrométrique des étoiles. Cependant, sa faible densité d'étoiles par degré carré paraissait être un obstacle à son utilisation optimale dans les réductions astrométriques CCD ou photographiques. Nous avons montré que l'on pouvait pallier cet inconvénient et obtenir des positions absolues de Jupiter à 30 mas près, ce qui n'avait pas été encore atteint. Enfin, une telle avancée ne peut rester sans conséquence sur les éphémérides actuelles des planètes géantes et en particulier de Jupiter.

6. Références

- Arlot, J.-E., 1981, Thèse de doctorat d'état de l'observatoire de Paris.
 Guo, X., 1993, *Astron. J.*, **105**, 2182.
 McAlister, H., Ianna, P., and Fredrick, L., 1974, *Astron. J.*, **79**, 1445.
 Pascu, D., Seidelmann, P.K., Schmidt, R.E., Santoro, E.J., Hershey, J.L., 1987, *Astron. J.*, **93**, 963.
 Pascu, D., and Schmidt, R.E., 1990, *Astron. J.*, **99**, 1974.
 Yan, H., and Ping, J., 1995, *Astron. J.*, **110**, 934.
 Yan, H., 1996, *Astron. J.*, **112**, 1312.

COMPTE RENDU DE L'ATELIER DE TRAVAIL "PHEMU97"

J.-E. Arlot

Cet atelier de travail, tenu à Catane en mars 1997, est le cinquième d'une série de rencontres destinées à préparer les campagnes d'observation des satellites naturels de Jupiter ou de Saturne, plus particulièrement les campagnes d'observation des phénomènes mutuels. Il a rassemblé environ 40 personnes intéressées par ces observations à divers titres. L'astrométrie des positions des satellites bénéficie pleinement de ces observations : là où les observations de positions directes procurent une précision de 0.1 seconde de degré, les observations de phénomènes mutuels donnent 0.01 seconde. La mécanique céleste et les théories des mouvements des satellites bénéficient ainsi de ces observations du fait des hautes précisions obtenues. Enfin, l'étude physique des surfaces des satellites a pu progresser grâce à ce type d'observation : les flux mesurés lors de l'occultation progressive d'un satellite donnent des informations précieuses sur la nature, la rugosité et la réflectivité des sols des satellites et, en photométrie infrarouge, la détection des volcans de Io est possible de même que la mesure du flux de ces volcans. Ainsi, des spécialistes de divers horizons se sont rassemblés et ont analysé comment augmenter la qualité des informations à tirer de l'observation des phénomènes mutuels par la mise en commun des connaissances permettant une meilleure réduction des données observationnelles.

Ces phénomènes rares se produisent tous les six ans pour les satellites galiléens de Jupiter et tous les 15 ans pour les satellites de Saturne et leur observation permet d'obtenir des données astrométriques et physiques inaccessibles par les autres types d'observation. La réunion de Catane était justifiée par la proximité de la période favorable à l'observation de phénomènes mutuels des satellites galiléens de Jupiter qui se déroule de juin 1997 à mars 1998. Un bilan a donc été dressé des observations passées, et la campagne prochaine a été préparée et organisée avec soin afin d'obtenir la meilleure efficacité.

Les différents thèmes abordés ont été les suivants :

1) *L'expérience et le bilan de la campagne PHESAT95*

- les résultats d'observation des phénomènes des satellites de Saturne réalisées à Bucarest, par G. Oprescu ;
- l'observation des anneaux et des petits satellites de Saturne lors du passage de la Terre dans le plan des anneaux par B. Sicardy et F. Poulet ;
- les observations photométriques puis CCD réalisées à Catane, par V. D'Ambrosio et C. Blanco ;
- les observations infrarouges réalisées lors du passage de la Terre dans le plan des anneaux de Saturne à l'observatoire du Mont Palomar, par P. Nicholson et R.G. French ;

- la campagne PHESAT95 et l'astrométrie résultant de ce type d'observation par W. Thuillot et P. Descamps.

2) *L'analyse des observations de phénomènes mutuels*

- analyse combinée des observations réalisées entre 1973 et 1991, par K. Aksnes ;
- astrométrie déduite des observations de phénomènes, par W. Thuillot et P. Descamps ;
- observation des volcans de Io lors des phénomènes mutuels, par P. Descamps.

3) *L'observation astrométrique classique*

- observations CCD des satellites de Saturne réalisées à l'observatoire de Bucarest, par G. Vass ;
- observations astrométriques des satellites naturels avec le méridien réflecteur de l'observatoire de Pulkovo, par G. Gontcharov.

4) *La prédiction des phénomènes et la préparation des observations*

- l'organisation de la campagne PHEMU97, les outils disponibles pour les observateurs, par J.-E. Arlot ;
- les observations photométriques prévues, par E. Trunkovsky ;
- les projets à l'observatoire de Teramo, par R. Burchi et V. D'Ambrosio ;
- l'observation des phénomènes mutuels, les précautions à prendre et la procédure à suivre pour obtenir des données utilisables, par J.-E. Arlot et A. Fienga ;
- les phénomènes observables à Catane, par D. Riccioli et C. Blanco.

5) *L'étude des récepteurs adaptés aux observations prévues*

- projet de caméra CCD astrométrique, par G. Bonanno ;
- une caméra CCD à acquisition rapide, par W. Beisker ;
- le spectrophotomètre rapide de l'université de Munich, par H. Barwig.

6) *Les observations infrarouges*

- la photométrie infrarouge au Pic du Midi, par F. Sèvre ;
- l'occultation de GSC 5249-01240 observée en imagerie infrarouge, par R.G. French.

7) *Les observations d'occultations stellaires*

- l'utilisation d'une caméra CCD OS-45D pour les occultations, par V. Priban ;
- prédiction, observation et réduction des rapprochements astéroïdes/étoiles, par O. Vaduvescu ;
- l'observation photoélectrique des occultations d'étoiles par la Lune et les astéroïdes, par E. Trunkovsky.

Une discussion générale a suivi, où ont été abordés les problèmes des priorités d'observation de phénomènes et des besoins en observation CCD classique. La répartition des phénomènes à observer s'est faite de façon à optimiser les résultats de la campagne.

PHÉNOMÈNES DES SATELLITES GALILÉENS ET OBSERVATION DES CENTRES VOLCANIQUES DE IO

P. Descamps

1. Introduction

Avant toute chose, une question simple peut venir à l'esprit, pourquoi observer Io ?

Il est très largement connu maintenant que Io, le premier satellite galiléen, est le théâtre en son sein d'une extraordinaire activité énergétique qui se révèle en surface par l'existence d'un volcanisme actif et durable.

Depuis que ce fait a été mis en évidence par la sonde Voyager en 1979, les astronomes ont déployé des trésors d'énergie et d'imagination pour observer, étudier et comprendre les mécanismes internes en jeu. Les enjeux sont en fait multiples. Il s'agit de chercher à connaître au mieux la distribution spatiale des centres volcaniques ainsi que leur évolution temporelle et de déterminer le flux de chaleur global qui se dégage de Io. Cette donnée a des implications à la fois dans la modélisation de la dissipation interne et, du point de vue dynamique, dans la détermination de l'accélération séculaire de Io dont la quantification demeure si controversée qu'on ne peut encore dire avec certitude si Io accélère ou décélère sur sa trajectoire (Vasundhara et al., 1996, Descamps, 1995, Lieske, 1987).

C'est pourquoi, les méthodes terrestres qui ont été mises en œuvre ont toutes pour objet d'accéder à la connaissance aussi précise que possible de la localisation spatiale du point chaud, de son flux, de sa température, de ses dimensions ainsi que la possibilité d'en obtenir une carte tomographique, c'est-à-dire une carte de la répartition bidimensionnelle du flux émanant de la région volcanique.

Au-delà de la méthode utilisée, certaines configurations astronomiques des satellites galiléens sont mises à profit pour faciliter la détection et l'observation des centres volcaniques. Ces configurations favorables sont les phénomènes et, en particulier, les occultations de Io par d'autres satellites galiléens. L'intérêt de telles observations est qu'elles constituent les seules opportunités permettant, avec des moyens de dimension humaine, de déterminer l'ensemble des données citées précédemment. Enfin, je dirai un mot de la technique de l'optique adaptative qui permet dès à présent de réaliser des observations de Io avec une résolution uniquement limitée par la diffraction du télescope et qui donc permet de s'affranchir de cette contrainte de recherche de configurations astronomiques favorables.

2. Contraintes principales pour les observations des hot spots

De manière générale, l'observation des points chauds (hot spots en langue conventionnelle) est soumise à des contraintes de deux types dont on ne peut faire l'économie: la très faible dimension angulaire

des points chauds d'une part et leur détectabilité uniquement permise dans des longueurs d'onde de l'infrarouge proche.

2.1. Haute résolution angulaire

Les dimensions apparentes de Io sont typiquement de l'ordre de la seconde de degré, celles d'un "point" chaud de l'ordre de 0.05 secondes de degré (200km). On voit donc que si l'on veut résoudre un point chaud, par exemple à une longueur d'onde de $3.8\mu\text{m}$, il est nécessaire de disposer d'un télescope de la classe des 16m ! Ceci pourra être le cas lorsque le projet VLT de l'ESO de télescope travaillant en mode interférométrique sera complètement opérationnel mais on en est loin pour le moment.

L'observation photométrique d'une occultation de Io permet d'atteindre cette résolution angulaire suivant une dimension, celle le long du mouvement relatif apparent du satellite occultant par rapport à Io. En effet, une mesure photométrique du flux en provenance des deux corps pendant la durée de l'occultation, avec un échantillonnage en temps de l'ordre de la seconde pour une vitesse relative typique de 20km/s, permet une résolution théorique de quelques kilomètres (0.005 secondes de degré).

2.2. Nécessité d'observer dans le proche infrarouge

Par rapport au reste de la surface de Io, les points chauds justifient leur nom car ils ont bien souvent des températures pouvant atteindre 600 voire 1000K, soit entre 5 et 10 fois la température moyenne de surface. Si l'on s'en tient alors à la loi de Planck donnant la loi en flux d'un corps noir en fonction de la température et de la longueur d'onde, on s'aperçoit que les points chauds rayonnent de préférence dans une gamme du spectre lumineux comprise entre 3 et $10\mu\text{m}$. Or cette région spectrale est également celle où le spectre de la lumière solaire réfléchi décroît fortement et où l'émission en provenance du chauffage thermique de la surface par la lumière du Soleil est encore négligeable. C'est pourquoi la bande d'observation privilégiée correspond au proche infrarouge (bandes L: $3.5\mu\text{m}$, L': $3.8\mu\text{m}$ et M: $4.8\mu\text{m}$).

3. Phénomènes des satellites galiléens de Jupiter

On ne présente plus les phénomènes des satellites galiléens, surtout au Bureau des longitudes. Cependant, on peut dire que parmi les phénomènes dits classiques, seuls présentent un intérêt les éclipses et occultations de Io par Jupiter. Ces phénomènes présentent l'immense avantage d'être très fréquents (ils surviennent à chaque orbite de Io, c'est-à-dire approximativement tous les deux jours). D'autre part, dans le cas des éclipses, Io se retrouvant alors dans le cône d'ombre de Jupiter, il n'existe alors, dans la lumière qu'il nous envoie, aucune composante due à la réflexion de la lumière solaire par la surface. Ceci donne une très grande sensibilité à la détection infrarouge des points chauds qui constituent de ce fait les seules sources lumineuses visibles sur Io.

Cependant, le monde étant très imparfait, les inconvénients inhérents à l'observation de tels phénomènes apportent des limitations importantes à leur intérêt. En effet, ces événements astronomiques ne concernent, par essence même, que le même secteur de l'orbite de Io, celui situé à plus ou moins 20 degrés de part et d'autre du méridien origine et qui baigne en permanence dans l'ombre de Jupiter. Ceci restreint donc l'étude du volcanisme de Io à l'hémisphère faisant face à Jupiter. D'autre part, dans le cas de l'observation des occultations de Io par la planète, la présence d'une atmosphère autour de celle-ci introduit des perturbations, essentiellement dues à la réfraction, sur le rayonnement en provenance des points chauds impliquant un affaiblissement en intensité de celle-ci et par là-même rendant plus difficile non seulement la détection des centres volcaniques mais aussi l'estimation de leur flux.

3.1. Observation de Io en éclipse par Jupiter

La figure 1 est une image infrarouge ($3.8\mu\text{m}$) de Io en éclipse par Jupiter prise à l'IRTF ($D=3.2\text{m}$). La résolution après traitement spécifique (Dumas, 1993) est d'environ 0.35 seconde de degré (résolution théorique en $\lambda/D \approx 0.25$). Io (en bas) brille du fait de l'émission thermique en provenance d'au moins trois centres volcaniques. Le centre le plus brillant est celui de Loki (à droite), à gauche se trouve le plus faible, probablement Kanehekili, tout en bas est visible un point chaud non encore répertorié. Europe (en haut) se trouve dans la lumière solaire mais semble extrêmement sombre du fait qu'à cette longueur

d'onde, la lumière solaire se trouve absorbée par la glace d'eau, surtout au-delà de $3\mu\text{m}$. C'est pourquoi, il apparaît beaucoup plus bleu (sur le cliché en couleur) que Io et beaucoup moins brillant.



Fig. 1. Image de Io éclipsé et d'Europe hors éclipse prise le 24 avril 1996 à 16h25 TUC à $3.8\mu\text{m}$ (IRTF - diamètre de 3.2 m par J.Stansberry, Ch.Dumas et J.Spencer).

3.2. Observation photométrique d'occultations de Io par Jupiter

La figure 2 est une sélection de courbes de lumières, faites à $3.8\mu\text{m}$, de sortie d'occultation de Io, qui se trouve alors dans l'ombre de la planète, par Jupiter (Spencer et al., 1994). Ces courbes montrent de manière très nette l'occultation de Loki et de plusieurs autres centres volcaniques. La phase d'occultation décrit la fraction du diamètre de Io qui a été occultée par le limbe de Jupiter. Dans cette configuration, se produisant à une longitude sub-terrestre de Io de 10 degrés, le flux capté en provenance de Loki est sévèrement réduit par rapport à sa valeur intrinsèque du fait de l'angle existant entre la direction de l'observateur et la normale à la surface en Loki. On constate que Loki, au mois de février 1991, a présenté un fort pic d'activité.

Le principal défaut de la méthode est que la seule observation d'une occultation d'un point chaud ne donne une information sur sa position à la surface de Io que pour une seule dimension avec une précision médiocre de l'ordre de 50-100 km. En fait, il est nécessaire d'utiliser la photométrie d'occultation en complément de l'imagerie en éclipse si l'on veut avoir accès à la fois au flux émis et à la localisation spatiale. C'est ainsi que l'équipe de John Spencer du Lowell Observatory mène depuis 1990 un suivi en continu de l'activité volcanique de Io. En particulier, les dernières observations (19 mars 1997) faites à la veille du démarrage de la série d'occultations mutuelles de Io et des autres satellites galiléens ont montré que Loki était revenu au niveau d'activité qu'il avait en 1991 en ayant un flux de l'ordre de 10 à 15% du flux total de Io en bande L' ($3.8\mu\text{m}$), avec une magnitude (à l'opposition ramenée à une distance de 4.2 UA) en éclipse de 6.37 à $3.5\mu\text{m}$ et de 4.22 à $4.8\mu\text{m}$.

4. Phénomènes mutuels des satellites galiléens

Les phénomènes mutuels présentent le très gros avantage de mettre en jeu des corps qui n'ont pas d'atmosphère et donc permettent de s'affranchir des problèmes qui y sont liés et que l'on a pu évoquer précédemment. Cependant, ils ont aussi le gros défaut d'être très rares (toujours notre histoire que le

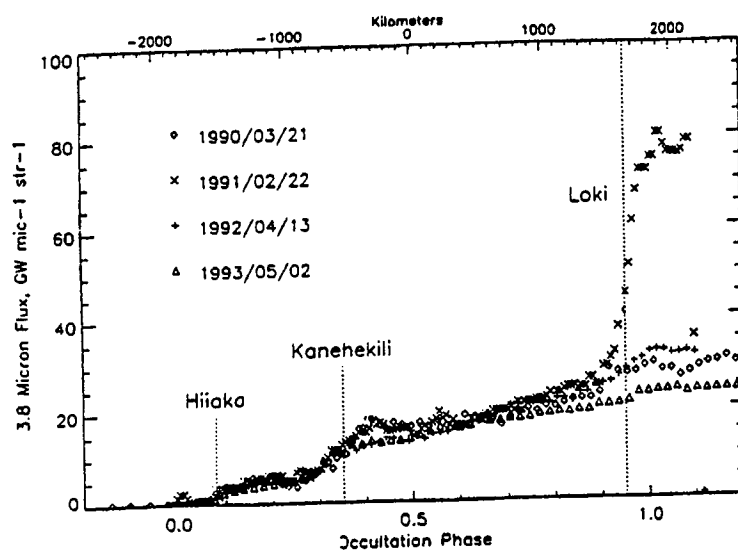


Fig. 2. Courbes de lumière de sortie d'occultations de Io par Jupiter à $3.8\mu\text{m}$. Plusieurs points chauds sont nettement apparents (Spencer et al., 1994).

monde est décidément très imparfait, mais après tout cela vaut peut-être mieux ainsi ...) puisqu'ils ne surviennent que tous les six ans pendant une période d'à peu près six mois.

4.1. Principe de l'observation infrarouge d'une occultation de Io par un autre satellite galiléen

L'observation infrarouge d'une occultation de Io par un autre satellite galiléen consiste essentiellement dans l'enregistrement du flux global issu des deux satellites au fur et à mesure que le satellite occultant, progressant le long de sa trajectoire, masque une partie du flux lumineux en provenance de Io. On obtient de cette manière une courbe dite "de lumière". Dans l'infrarouge, où, rappelons-le, l'essentiel du flux de Io provient des points chauds, la disparition de l'un de ces points va donner lieu à une brusque atténuation du flux global qui réapparaîtra symétriquement lors de la réapparition du point chaud. Evidemment, plus le point chaud est actif, plus son flux est élevé et plus la chute occasionnée au moment de sa disparition sera forte et prononcée. L'observation d'un tel phénomène est donc un moyen très puissant pour détecter un ou des centres volcaniques en ayant en plus la mesure de sa localisation spatiale, de son flux, de ses dimensions (au moins celle selon le sens du mouvement relatif). L'observation de phénomènes consécutifs mettant en jeu les mêmes satellites mais pour des configurations géométriques respectives différentes permet la construction d'une carte tomographique du centre volcanique détecté puisque le flux en provenance de la région volcanique est intercepté par le disque du satellite occultant sous des angles différents. De telles courbes de lumières ont déjà été présentées lors des précédentes journées scientifiques (Descamps, 1992, 1995).

4.2. La première observation infrarouge d'une occultation mutuelle de Io en 1997

Ce genre d'observation a été effectué pour la première fois par Jay Goguen en 1985 (Goguen et al., 1988). Depuis, les campagnes d'observation de ce type de phénomène se sont développées et ont donné lieu à de nombreux résultats en 1991 (Descamps et al., 1992; Spencer et al., 1994) et déjà pour cette année la première observation d'une occultation de Io dans l'infrarouge a eu lieu le 28 mars dernier. En fait, le phénomène du 28 mars a été observé par deux équipes américaines, l'une sur le télescope de 5 m du Mont Palomar à $8\mu\text{m}$ (Phil Nicholson, Jay Goguen et Tom Hayward), l'autre à l'observatoire Lowell à $3.4\mu\text{m}$ (Bob Howell et John Spencer). Les données ne nous sont pas encore parvenues mais Phil Nicholson indique que "the timing of the sharp drop we observed in the 8 microns flux somewhere around 12:58 thru 12:59 suggests it was due to the occultation of Loki", de même, John Spencer précise, en ce qui le concerne, que "no hot spots were evident in a quick look at the data, but S/N is poor". Cependant, le tracé de la figure 3 qui montre les profils synthétiques des courbes de lumière obtenues dans ces longueurs

d'onde, révèle clairement la correspondance entre les instants prédits de disparition et de réapparition de Loki derrière le disque d'Europe et les instants rapportés par Nicholson pour le "sharp drop" observé. Peu de doutes subsistent donc quant-au fait que le centre volcanique détecté est bien Loki qui confirme ainsi une activité particulièrement prononcée et qui semble se prolonger pour le plus grand bonheur des observateurs de phénomènes mutuels.

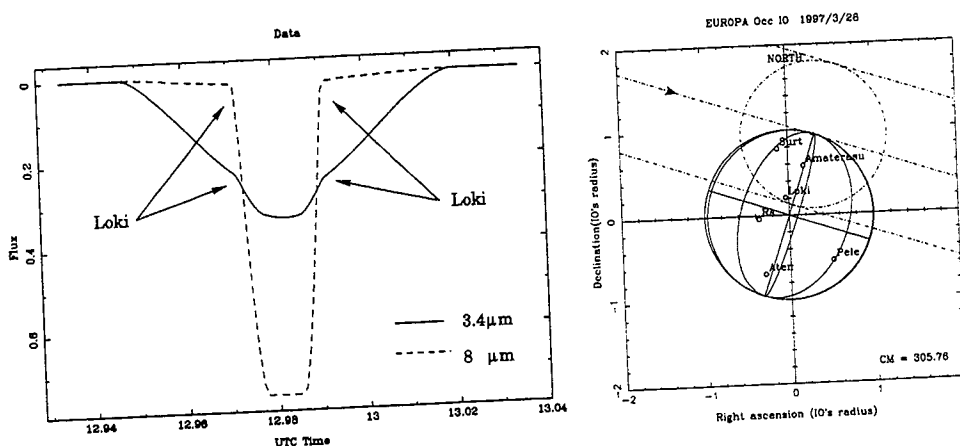


Fig. 3. Tracé des courbes de lumière synthétiques à $3.4\mu\text{m}$ et $8\mu\text{m}$ de l'occultation de Io par Europe le 28 mars 1997 ainsi que de la configuration géométrique correspondante.

Au Bureau des longitudes, nous ne comptons pas être en reste puisque du temps de télescope a été obtenu sur le télescope de 2.5m de l'ESO pour des observations à $3.8\mu\text{m}$. De même, au Pic-du-Midi, avec la collaboration de François Sèvre de l'IAP, un photomètre infrarouge IRPHOT a été monté sur le télescope de 1m. Les premières observations devraient commencer vers le 31 mai 1997. En outre, le serveur WEB du Bureau des longitudes a été mis à contribution à l'occasion de la campagne PHEMU97 (<http://www.bdl.fr/phemu97.html>). Il propose notamment des services interactifs permettant le tracé des configurations géométriques des phénomènes ainsi que la possibilité pour les observateurs de télécharger leurs observations et d'en obtenir un tracé et un prétraitement en temps réel (http://www.bdl.fr/cgi-bin/CGI_pm/fileup.cgi). D'autre part, l'ensemble des prédictions des occultations de Io ainsi que de ses principaux points chauds a été publié (Arlot et al., 1997).

5. Imagerie infrarouge de Io en optique adaptative

Signalons quand-même les résultats prometteurs obtenus en imagerie directe, en lumière solaire (c'est-à-dire hors éclipse et également hors phénomènes) avec la technique de l'optique adaptative qui permet de s'affranchir de l'effet perturbateur de l'atmosphère terrestre en reconstituant, en temps réel, le front d'onde hors atmosphère qui tombe sur le télescope. Les images présentées sur la figure 4 ont été réalisées par Franck Marchis, Renée Prangé et Olivier Forni de l'Institut d'Astrophysique Spatiale sur le télescope de 3.5 m de l'ESO à l'aide du système ADONIS (Adaptative Optic Near IR System) en bande L' ($3.809\mu\text{m}$). Une mesure de la PSF (réponse impulsionnelle) permet, après déconvolution par filtre de Wiener (Marchis, 1996), d'obtenir une image de Io avec une résolution de 0.2 seconde d'arc. Cette image n'est pas encore complètement réduite car l'orientation du nord n'a pas encore été déterminée. Cependant la visualisation théorique de l'aspect de Io pour cette date montre clairement la présence au centre du disque de Io de Loki qui vraisemblablement peut être identifié comme étant le point brillant révélé par l'image infrarouge déconvoluée de Io. Cette technique devrait être utilisée en simultanée, l'été prochain, lors de l'observation infrarouge d'occultations de Io à l'ESO sur le télescope de 2.5 m. Elle viendra donc compléter les données des courbes photométriques enregistrées.

Références

- Arlot, J.-E., Descamps, P., Thuillot, W., 1997, Occultations of Io in 1997-1998: Predictions for the observation of the hot spots, *Icarus*, **125**, 465-470.
- Descamps, P., Arlot, J.-E., Thuillot, W., 1992, Observation of the volcanoes of Io, Loki and Pele, made in 1991 at ESO during an occultation by Europa, *Icarus*, **100**, 235-244.
- Descamps, P., 1992, Les effets de surface dans la réduction des observations de phénomènes mutuels des satellites des planètes, *Notes scientifiques et techniques du Bureau des longitudes S038*, 37-42, Journées scientifiques du BDL 1992.
- Descamps, P., 1995, Astrométrie de haute précision, dynamique et planétologie, *Notes scientifiques et techniques du Bureau des longitudes S050*, 21-26, Journées scientifiques du BDL 1994.
- Dumas, Ch., 1993, Activité volcanique de Io et imagerie infrarouge, stage de DEA Astrophysique et techniques spatiales, Université Paris VII-XI.
- Goguen, J.D., Sinton, W.M., Matson, D.L., Howell, R.R., Dyck, H.M., Johnson, T.V., Brown, R.H., Veeder, G.J., Lane, A.L., Nelson, R.M., Mc Laren, R.A., 1988, Io hot spots: Infrared photometry of satellite occultations, *Icarus*, **76**, 465-484.
- Lieske, J. H., 1987, Galilean satellite evolution: Observational evidence for secular change in the mean motion, *Astron. Astrophys.*, **176**, 146-158.
- Marchis, F., 1996, Application de l'optique adaptative ADONIS à l'étude des petites structures du système jovien, stage de DEA de planétologie, Université Paul Sabatier,
- Spencer, J.R., Clark, B.E., Woodney, L.M., Sinton, W.M., Toomey, D., 1994, Io hot spots in 1991: Results from Europa Occultation photometry and infrared imaging, *Icarus*, **107**, 195-208.
- Vasundhara, R., Arlot, J.E., Descamps, P., 1996, New constants for Sampson-Lieske theory of the Galilean satellites of Jupiter from mutual occultation data, in *Dynamics, ephemerides and astrometry of the Solar system*, 145-150, UAI Symposium 172, S. Ferraz-Mello, B. Morando and J.-E. Arlot eds, Kluwer, Dordrecht.



BASE DE DONNÉES NSDC : LE LOGICIEL DE RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

F. Cavelier

1. Introduction : le "Natural Satellites Data Center" (NSDC)

Buts

Le Centre de Données sur les Satellites Naturels (CDSN) a pour but de fournir des informations, des données et observations astrométriques concernant les satellites naturels des planètes (sauf la Lune).

État actuel

Structurellement le Centre de Données sur les Satellites Naturels est composé :

- du serveur Ftp anonyme contenant des données diverses (en cours), des observations brutes publiées (en service), des observations standard correspondantes (en projet),
- du serveur bibliographique de recherche des publications liées aux satellites naturels avec des liens spécifiques (en test), dont je vais donner les caractéristiques ci-après,
- du serveur interactif NSDB : base de données interactive de recherche d'observations standard (en service),
- des éphémérides (en test).

2. Le serveur bibliographique : Les buts

Les buts sont :

- de rechercher des articles à partir de mots clés pré-définis,
- de fournir des abstracts avec les références,
- d'offrir aux demandeurs la possibilité d'avoir les articles recherchés par photocopies,

- de fournir un lien avec les fichiers de données eux-mêmes,
- d'avoir les articles en accès direct sur le serveur Web.

3. Logiciel de recherche bibliographique

Pour construire ce serveur de recherche bibliographique sur les satellites naturels, nous disposons :

- d'un nombre de documents, en particulier de photocopies d'articles ayant un rapport avec les satellites naturels des planètes à l'exception de la Lune (travail de Mme Jannot),
- d'un logiciel d'aide à la saisie, permettant de constituer des fiches pour alimenter la base bibliographique. Il a été développé par G. Meitagne, (stagiaire EPF) et j'y ai apporté des modifications. Le langage utilisé : langage script TCL-TK sous Xwindow,
- de fiches qui se trouvent actuellement dans la base; Elles ont été constituées par Nicolai Emelianov qui s'est aidé de son logiciel REFS et des fiches du serveur ADS (Astrophysics Data Service).

3.1. Quelques mots sur le logiciel d'aide à la saisie

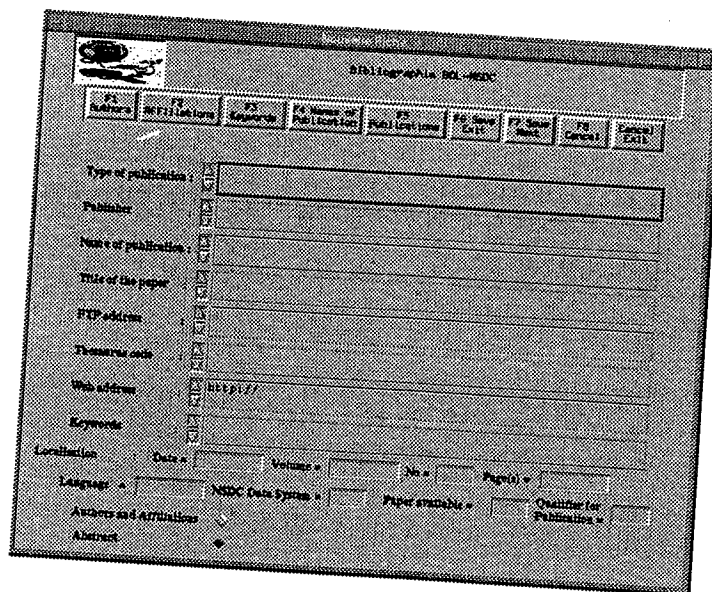


Fig. 1. Interface d'aide à la saisie.

Dans le menu principal l'utilisateur clique sur "F2 New Data" ou tape "F2" au clavier. Il apparait alors la fenêtre suivante qui correspond à la figure 1 :
 À partir des articles disponibles, l'utilisateur remplit les rubriques correspondantes suivant les données qu'il détient. La fenêtre présente les rubriques à remplir. Dans la barre de menu, il y a la possibilité d'obtenir des répertoires préétablis. En effet, on a constaté que dans certaines rubriques comme le nom des auteurs, les instituts d'appartenance, les mots clés, les noms des journaux et des types de publication, l'utilisateur aura pratiquement toujours affaire aux mêmes données. Pour éviter qu'il n'ait à les taper lui-même, ce qui impliquerait la possibilité d'erreur, on lui permet de sélectionner, grâce à la souris, la donnée qu'il désire. La donnée sélectionnée s'inscrit directement dans la rubrique correspondante. Si la donnée n'existe pas, elle est saisie directement dans la rubrique et la mise à jour dans le menu se fait

automatiquement.

Pour les autres rubriques, l'utilisateur saisit directement les données.

3.2. Caractéristiques des fiches

Ces fiches se caractérisent par :

- une spécificité liée aux satellites naturels des planètes, à l'exception de la Lune,
- la recherche qui se fait à partir de mots clés déterminés dans une liste,
- un lien sur le serveur Ftp du BDL sur les données d'observation,
- un lien sur les articles eux-mêmes,
- un code confirmant l'existence de ces données sur la base interactive NSDB, (N. Baron, 1997).

3.3. Principe de traitement d'une demande interactive via le Web

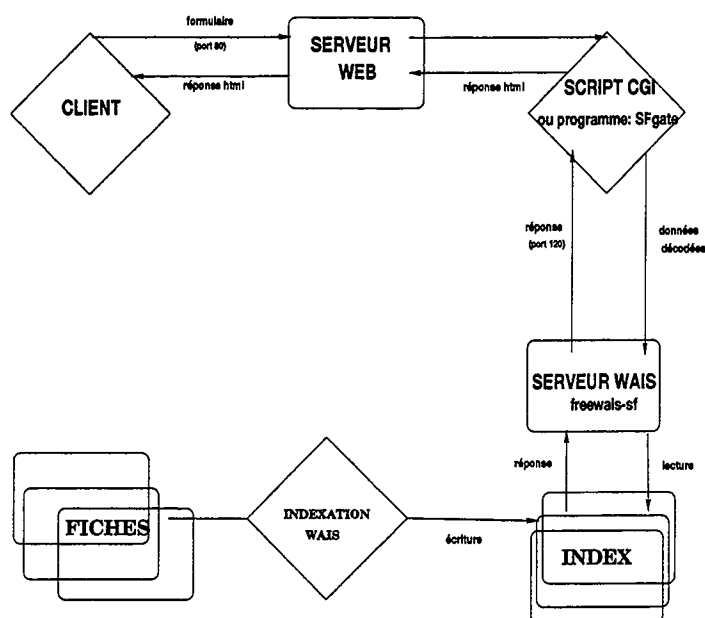


Fig. 2. Principe de traitement d'une demande interactive via le Web.

Pour permettre à l'utilisateur de réaliser une requête, on crée une interface à l'aide d'un formulaire html (*HyperText Markup Language*) servant à collecter les données fournies par l'utilisateur.

Le navigateur Web (netscape) envoie le texte au serveur Web grâce au protocole http (*Hyper Text Transfert Protocole*), protocole de communication entre le navigateur et le serveur Web.

Le serveur Web reçoit les données et les envoie au serveur Wais (*Wide Area Information Servers*) en utilisant une passerelle CGI (*Common Gateway Interface*) qui décode et traite les données fournies par l'utilisateur.

Le serveur Wais reçoit les données décodées, va lire les index qui correspondent à la requête.

Ce document va être envoyé par le serveur Wais au serveur Web et au navigateur en utilisant à nouveau la passerelle CGI qui transformera le document au format html, lisible par l'utilisateur.

3.4 À propos de freeWais-sf

Structurellement le logiciel Wais est divisé en 3 composants : serveur, indexateur, client.

Le logiciel Wais permet d'indexer des données de divers formats et de les transformer en différentes tables

et index qui permettent une recherche efficace. Dans notre cas, nous avons indexé à partir des champs suivants : type de publication, nom de publication, titre de l'article, auteurs, mots clés, abstracts, année de publication.

Le serveur Wais utilise ces index pour faire sa recherche à partir des mots clés, d'expressions booléennes,...

3.5. A propos du script CGI (*Sfgate*)

Ce script permet d'accéder à Wais depuis le Web.

SFgate est une passerelle WWW spécifique pour freeWais-sf. Elle est écrite en langage Perl5. C'est une passerelle personnalisée du domaine publique.

Les points forts par rapport aux autres passerelles sont un contrôle total de la passerelle et une intégration très forte dans le serveur Web. Elle nous permet le contrôle de la fonction de recherche, l'utilisation de n'importe quel navigateur, la limitation du nombre maximum de réponses, la personnalisation des formulaires, les résultats (sortie en html), ...

Les points faibles sont le développement et le débogage à notre charge.

4. Un exemple de requête via le Web

- La figure 3 est le *formulaire* que l'on obtient sur *netscape*. Par défaut la connection logique entre les différents champs et à l'intérieur des champs est le "ou". On peut remplir plusieurs champs ou rubriques avec une ou plusieurs données .

The image shows a Netscape browser window displaying a search form. The form contains the following elements:

- Type of publication:** A dropdown menu.
- Name of the publication:** A text input field containing "Astronomical Journal".
- Key words to be found in the title of the paper:** A text input field.
- Authors:** A text input field containing "Mignard".
- NSDC Key words 1:** A dropdown menu.
- NSDC Key words 2:** A dropdown menu.
- Submit the query:** A button at the bottom of the form.

Fig. 3. Le formulaire avec sélection des champs.

- La figure 3 montre que l'on a sélectionné dans le champ "nom de publication" *Astronomical Journal*. On a rempli le champ "auteurs" avec le nom *Mignard* et on a sélectionné *Nereid* dans le champ "mots clés". On a laissé le nombre de réponses à 40 qui est le nombre par défaut, mais il peut

être modifié. De même on a laissé la date de publication par défaut qui est "supérieure ou égale à 1600". Les autres champs sont laissés à vide, ils n'ont pas été sélectionnés par l'utilisateur. Puis on a validé la recherche en cliquant sur le bouton "submit".

- Si la connexion logique entre les champs est "ou" : la figure 4 apparait sous netscape, c'est le résultat de la demande. Nous obtenons 40 réponses. Il suffit de cliquer sur une ou plusieurs réponses puis sur "fetch document" pour obtenir l'abstract et les références (voir la figure 6).

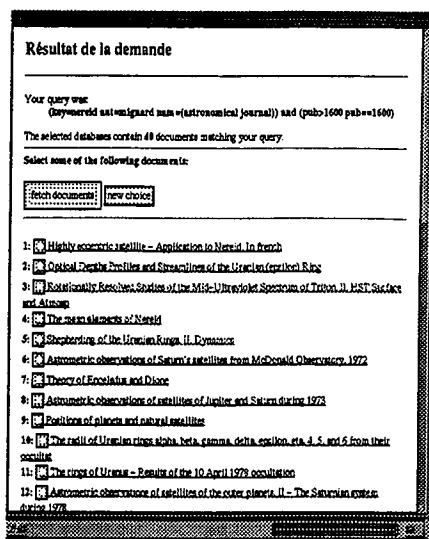


Fig. 4. Résultat de la demande, si la connexion logique est "ou".

- Si la connexion logique entre les champs est "and" : la figure 5 apparait sur netscape, résultat de la demande. La recherche a été affinée on obtient une réponse.

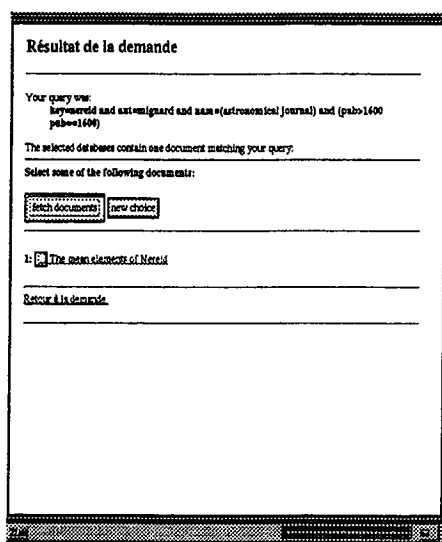


Fig. 5. Résultat de la demande, si la connexion logique est "and".

- Il suffit de cliquer sur la réponse et "fetch document" pour obtenir la figure 6, le résumé et les références.
Pour avoir l'article, il suffira de cliquer sur "web paper address" (en projet).

Résultat de la demande

You've chosen one document:

The mean elements of Nereid

Type of publication : periodic
 Publisher : Astronomical Journal, Nov. 1981, 1729. NATO-support
 Name of publication : research
 Volume and page : vol. 86, p. 1728
 Publication date : 1981
 Title of the paper : The mean elements of Nereid
 Language : english
 Authors : HIGGARD P.
 Affiliations : AA (Cornell University, Ithaca, NY)
 Abstract : The 44 known observations of Nereid, the second
 satellite of Neptune, are used to determine its mean
 elements on the basis of a previously published
 (Mignard, 1975) gravitational theory which includes
 solar disturbances. As a consequence of this study,
 mass of Neptune is found to be $19,402 \pm 0.110$.

FTP data address :
 Bibliographic code : 1981AJ----86-1728H
 Thesaurus code :
 Web paper address :
 NSDC Data System : n
 Paper available : n
 Keywords : Neptune, Nereid, theory, analytical, numerical,
 observation, data, analysis, photographic, position

Retour à la demande

Fig. 6 Résumé et références de l'article

Notre base de données bibliographiques est différente des autres bases de données, notamment de celle d'ADS :

- Nous donnons, s'il y a lieu :
 l'adresse et l'accès au serveur Ftp anonyme du Bdl par le champ "FTP data address"
 l'adresse et l'accès de l'article sur le Web par le champ "Web paper address".
- Nous confirmons :
 par le champ "Paper available" si nous disposons de l'article au Bureau des longitudes,
 par le champ "NSDC Data System" s'il existe sur la base NSDC,
- le champ "Keywords" contient des mots clés spécifiques à notre liste,
- la période couverte par les articles est étendue jusqu'aux années 1600.

5. Conclusion

Notre but est de rendre opérationnelle la base de données bibliographiques avant août 1997, de créer de nouvelles fiches pour compléter celles qui existent déjà. La phase terminale du projet sera d'avoir accès aux articles mêmes à partir du champ "Web paper adress" ou "FTP Data System".

6. Référence

N. Baron, 1997, Base de données "satellites naturels" NSDB et Ftp NSDC, *ibid.*, 101

BASE DE DONNÉES "SATELLITES NATURELS" NSDB ET FTP NSDC

N. Baron, J.-E. Arlot

Introduction

La base de données NSDC ou CDSN (Centre de données sur les satellites naturels) a beaucoup évolué depuis son projet avec le soutien de l'UAI, en 1991 et son ouverture en 1992. Elle se compose maintenant de trois branches distinctes :

- la base bibliographique développée par F. Cavelier,
- le serveur Ftp de données brutes publiées,
- le logiciel interactif de recherche d'observations, NSDB, qui contient des observations standards des satellites de Mars, de Jupiter, d'Uranus et de Saturne.

Pour ces trois branches de NSDC, nous avons de plus l'aide efficace de N. Emelianov tant sur le plan bibliographique que pour la recherche d'observations et particulièrement celle des observations russes.

Nous présenterons ici les branches NSDB et Ftp qui s'interpénètrent et se complètent, le Ftp contenant toutes les observations traitées dans NSDB, les observations standardisées par NSDB et toutes les autres observations saisies en attente de standardisation NSDB. Nous traiterons donc six points sur l'ensemble de ces sujets : la présentation de NSDB, la standardisation des données NSDB, les observations concernées de NSDB, les possibilités de NSDB, le serveur Ftp, le bilan sur le serveur Ftp.

Présentation de NSDB

Depuis octobre 1996, la base de données NSDB a été rapatriée en local et est donc devenue indépendante de l'IAP qui l'hébergeait depuis son ouverture.

C'est un logiciel FORTRAN de recherches interactives d'observations publiées accessible par TELNET. Toutes les références des articles publiés sont données dans NSDB et sur le Ftp anonyme dans les LISEZ-MOI et README et accessibles avec leur résumé dans le serveur bibliographique. Ces données sont des observations de positions absolues, relatives et des observations de phénomènes.

Notre but est de rassembler le maximum de ce type de données afin de permettre aux chercheurs intéressés de trouver en un seul lieu le maximum de données disponibles sous une forme standard. Le logiciel interactif NSDB leur permet, en outre, de trouver rapidement les observations qu'ils recherchent selon divers critères propres à chacun de leur travaux.

En amont du travail sur la création du logiciel interactif, un travail important est fait pour la standardisation des données introduites dans NSDB. Ce travail nécessite la recherche de la publication et dans cette dernière celle des paramètres utiles au codage des observations.

Par le travail de N. Emelianov, toutes les observations russes concernant les satellites de Mars et de Saturne non données dans les catalogues de Morley et de Strugnell et Taylor, ont été introduites et font évoluer son contenu.

La standardisation des données de NSDB

Les données dites brutes sont celles obtenues des trois manières différentes suivantes :

- le fichier créé par l'auteur des observations pour les observations récentes,
- le fichier créé par celui qui a collecté toutes les observations d'un catalogue,
- les fichiers saisis par N. Emelianov lors de ses recherches des publications ayant trait aux observations souvent anciennes ou russes.

La standardisation des données brutes, ainsi fournies et documentées par un article publié, se fait en plusieurs étapes et est la partie la plus intéressante et la plus délicate car il demande la bonne compréhension de l'article tant en astrométrie qu'en "traduction anglaise" ...!

- chaque fichier est sous un format différent où les codes parfois similaires n'ont pas la même signification,
- les articles publiés concernant ce fichier ne donnent pas toujours toutes les informations nécessaires au codage standard de NSDB,
- le fichier catalogue ne contient pas toutes les observations citées dans l'article et ces dernières doivent être demandées spécifiquement à l'observateur,
- après le codage proprement dit pour NSDB, une vérification longue et minutieuse doit être pratiquée pour éviter la multiplication des erreurs.

Les observations de NSDB

Les observations introduites actuellement dans NSDB concernent pour Mars, Jupiter, Saturne et Uranus, des observations de positions absolues, relatives et des observations de phénomènes, telles que :

- *Les observations de positions absolues*, observations des satellites de Jupiter et de Saturne viennent soit des observations russes de Voronenko et Gorel, soit du catalogue de Strugnell et Taylor référencées et documentées ci-dessous :
 - Voronenko, V., Gorel, G., 1988, Glav. Astron. Obs. Akad. 30pp. pour Jupiter.
 - * 40 observations du 13 mars 1983 au 18 octobre 1985, divisées en 3 séries,
 - * faites sur 3 oppositions par Voronenko, V. et Gorel, G. à l'observatoire de Nicolaïev en Ukraine.
 - Strugnell, P., Taylor, D., 1990, Astron. Astrophys., 83, 289, Suppl. Ser., pour Saturne.
 - * 5 738 observations du 8 septembre 1966 au 7 septembre 1989, divisées en 76 séries,
 - * faites par 29 observateurs depuis 15 observatoires sur 23 oppositions.

- *Les observations de positions relatives*, observations des satellites de Mars, Jupiter, Saturne et Uranus proviennent soit de J.-E. Arlot, de Morley et de Strugnell et Taylor pour les catalogues, soit de Veiga et al. pour les observations brutes et sont référencées et documentées ci-dessous :

- Arlot, J.-E., 1982, Thèse de Doctorat d'état, pour Jupiter,
 - * 1 606 observations du 22 décembre 1891 au 12 avril 1978, divisées en 35 séries,
 - * faites par 11 observateurs depuis 17 observatoires sur 41 oppositions.
- Morley, T. A., 1988, ESOC OAD Working paper, 370, pour Mars,
 - * 7 535 observations du 12 août 1877 au 26 novembre 1988, divisées en 114 séries,
 - * faites par 84 observateurs depuis 34 observatoires sur 36 oppositions.
- Strugnell, P., Taylor, D. 1990, Astron. Astrophys., 83, 289, Suppl. Ser. pour Saturne,
 - * 20 679 observations du 15 juillet 1874 au 2 août 1984, divisées en 87 séries,
 - * faites par 17 observateurs depuis 15 observatoires sur 71 oppositions.
- Veiga, V. Martins et al, 1987, Astron. Astrophys., 70, 325, Suppl. Ser. pour Uranus.
 - * 333 observations du 30 juin 1983 au 3 août 1988, divisées en 10 séries,
 - * faites depuis l'observatoire de Rio de Janeiro sur 5 oppositions.

- *Les observations de phénomènes*, proviennent des références ci-dessous :

- *Les phénomènes mutuels des satellites de Jupiter*

- * Arlot J.-E. et al, 1992, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 92, 151. Les observations issues de la campagne d'observations PHEMU85,
 - 166 observations de 63 phénomènes mutuels observés de mai à décembre 1985,
 - ces observations proviennent de 25 sites.
- * Konrad Guhl, 1997, communication privée,
 - 1 observation du 4-09-1985,
 - observation réalisée à l'observatoire de Archnhold-Sternwarte (Berlin).
- * Arlot J.-E. et al, 1997, Astron. Astrophys., in press. Observations issues de la campagne d'observations PHEMU91,
 - 374 observations de 110 phénomènes réalisés de novembre 1990 à fin mars 1991,
 - ces observations proviennent de 55 sites.
- * Vasundhara, R., 1997, communication privée,
 - 1 observation du 3-09-1991,
 - observation réalisée à l'observatoire de Kavalur (Inde).

- *Les éclipses des satellites de Jupiter*

- * Lieske J. H., 1986, Astron. Astrophys., 63 : 143-202, 1986b Suppl. Ser.,
 - 16 802 observations de juin 1652 à septembre 1983;
 - faites depuis 426 sites sur 284 oppositions.

- *Les occultations des satellites de Jupiter*

- * Fairhead L. et al, 1987, Astron. Astrophys., 68 : 81-102, Suppl. Ser.,
 - 4 411 observations de janvier 1836 à mai 1972;
 - faites depuis 45 observatoires sur 91 oppositions.

- *Les éclipses des satellites de Saturne*

- * Strugnell, P., Taylor, D. , 1990, Astron. Astrophys., 83, 289, Suppl. Ser.,
 - 7 observations du 20 février 1980 au 20 avril 1980;
 - faites par Aksnes, Franklin et al, depuis 5 observatoires sur 1 opposition.

Les possibilités de NSDB

NSDB permet des recherches interactives d'observations à partir des choix divers ci-dessous :

- Les planètes concernées sont actuellement Mars, Jupiter, Saturne, Uranus
 - Pour chaque système planétaire, une recherche sur le type de position,
 - * Les positions absolues,
 - * Les positions relatives,
 - * Les phénomènes.
- et pour chaque type de positions et de planète choisie, une recherche peut s'effectuer par :
 - opposition,
 - observatoire,
 - récepteur (photographique, micrométrique, visuel, CCD)
 - instrument,
 - numéro de série,
 - méthode de réduction,
 - date d'observation,
 - informations statistiques sur tout le fichier.
- Pour chaque "sous-choix" précédent, on peut ou non fournir :
 - Toutes les observations recherchées,
 - Une petite période choisie de ces observations.

Nous projetons de fournir les (O-C) afin de donner un test de validité aux observations.

Le serveur Ftp NSDC

Une partie de l'arborescence du Ftp est réservée à l'implantation des fichiers d'observations des satellites accessibles à partir d'une entrée sous NETSCAPE.

Ce serveur Ftp de NSDC comprend :

- toutes les données brutes publiées en notre possession sous forme de fichier avec,
 - Les explications et références bibliographiques données dans des fichiers README et LISEZ-MOI,
 - le fichier contenant les observations.
- toutes les données standards issues de NSDB avec,
 - des explications et références bibliographiques données dans un fichier README et LISEZ-MOI,
 - des fichiers donnant les codes des observatoires dans NSDB ainsi que les codes des observateurs et les codes et dénominations des instruments si ceux-ci sont utilisés,
 - le fichier standardisé par NSDB.

Pour chaque planète, on a :

- Mars
 - *positions relatives*
 - * le catalogue de Morley (1877-1988),
 - * les obs. de Christie et al (1877) et celles de Young (1879),

- * celles de Henry Paul et Prosper (1884),
- * celles de Stone (1894),
- * celles de Shor (1975) et de Sereda (1980),
- * celles de Kiseleva (1986),
- * celles de Bobylev et al (1988) et de Colas (1988),
- * de Izhakevich et al (1988) et de Jones et al (1988),
- * celles de Kalinichenko et al (1988),
- * celles de Kudryavtsev et al (1988),
- * de Nikonov et al (1988) et de Tel'nyuk et al (1988),
- * le fichier standardisé NSDB de toutes ces observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- Jupiter

- *éclipses*

- * le fichier brut de Lieske (AA,1986a, 1986b),
 - * le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- *occultations*

- * le fichier brut de Fairhead et al (AA,1986,1987),
 - * le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- *phénomènes mutuels*

- * les fichiers bruts de la campagne 1985 et 1991,
 - * les fichiers des courbes de lumière correspondantes à chaque phénomène,
 - * le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- *positions absolues*

- * le fichier brut de Voronenko, V., Gorel, G.,
 - * le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- *positions relatives*

- * le fichier brut de J.-E. Arlot (thèse, 1982) d'observations photographiques,
 - * le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

- Saturne

- *positions absolues, relatives et phénomènes*

- * le catalogue de Strugnell et Taylor (1990), pour des positions relatives et éclipses,
 - * le fichier de Voronenko, V. et Gorel, G. (1990), couvrant 1983 à 1985 pour les satellites 3 à 6 en positions absolues,
 - * le fichier standardisé NSDB des observations absolues avec les fichiers de correspondance de codes.
 - * le fichier standardisé NSDB des observations relatives avec les fichiers de correspondance de codes.
 - * le fichier standardisé NSDB des observations de phénomènes avec les fichiers de correspondance de codes.

- Uranus

- *positions relatives*

- * le fichier brut de Veiga, C.H., Vieira Martins, R (1994) d'observations photographiques,

* le fichier standardisé NSDB de ces mêmes observations avec les fichiers de correspondance de codes.

Bilan et perspectives du serveur Ftp NSDC

Les observations actuellement collectées sont en très petit nombre par rapport à toutes celles qui nous restent à introduire et surtout les observations anciennes qui sont presque entièrement à saisir sous forme de fichiers et particulièrement :

- toutes les observations anciennes s'étendant de 1756 à 1983 recueillies par Y. Jannot,
- les autres observations russes en liaison avec N. Emelianov,
- les observations de Pluton et de Charon,
- les observations des satellites de Neptune.

En conclusion...

Tous les éléments sont donc maintenant disponibles pour un serveur cohérent offrant les informations utiles aux chercheurs travaillant dans le domaine des satellites naturels. Ces chercheurs peuvent trouver en un seul lieu :

- les références bibliographiques et les résumés des articles publiés sur la base bibliographique,
- sous Ftp, toutes les observations publiées dites brutes en notre possession,
- sous Ftp, toutes les observations standardisées NSDB,
- sous NSDB, une recherche précise et rapide des observations les intéressant selon leurs critères.

LA SÉCURITÉ INFORMATIQUE...L'AFFAIRE DE TOUS

A. Montintin

Une nécessité...

Aujourd'hui, les systèmes informatiques ont souvent des ressources physiques importantes (CPU, disques, périphériques) et des informations stockées ayant de la valeur.

Les ordinateurs sont interconnectés en réseau. De ce fait, des utilisateurs extérieurs peuvent essayer de se connecter, souvent par curiosité et ceci est souvent plus dangereux pour la sécurité que la malveillance.

Les systèmes ainsi atteints, peuvent aussi servir de tremplin pour atteindre d'autres réseaux.

Quelques principes pour agir...

En toutes choses, le "0 défaut" n'existe pas! Par ailleurs, il s'agit de processus en constante évolution. Mais...c'est d'abord une *affaire de direction*.

Partant de là, la sécurité est l'affaire de tous! de l'administrateur à l'utilisateur final. Un maillon faible entraîne la rupture de la chaîne.

Compromis...

La sécurité informatique est un compromis entre le coût, la performance, la garantie de confidentialité et d'intégrité des données, la facilité d'accès, la convivialité et ... les ressources humaines disponibles.

Il s'agit donc de prendre de bonnes habitudes de travail, acceptées par tous et sans ambition sécuritaire démesurée.

Les facteurs de sécurité...

La sécurité d'un système d'information peut-être déclinée selon trois facteurs (DIC):

- *Disponibilité* : garantie de la continuité du service,

- *Intégrité* : garantie de la fiabilité de l'information,
- *Confidentialité* : garantie de nonaccès et de non divulgation à des tiers non autorisés.

De la sécurité...à quel niveau ?

Des outils logiciels ou matériels sont bien sûr nécessaires pour protéger les données et les machines.

- 1er niveau : accès au réseau,
- 2ème niveau : les machines,
- 3ème niveau : sensibilisation des utilisateurs...c'est le but de ce type d'exposé.

La sécurité, c'est statistiquement 80% de...bon sens et 20% de technique. Il faut également savoir que 70% des délits sont internes, souvent dûs à la diminution involontaire de la vigilance des utilisateurs, par négligence ou manque d'information

Quelques conseils utiles...

En premier lieu, il faut choisir un "*bon*" mot de passe.

Il est également indispensable de *se déconnecter chaque fois que l'on quitte une console*, si le bureau n'est pas physiquement protégé. Tant que faire se peut, il est utile de vérifier, lors de la connexion, la date du précédent accès, et depuis quelle machine cette connexion a eu lieu.

Quel que soit le cas de figure, il est indispensable d'*avertir l'administrateur système du site* si l'on soupçonne un risque de piratage.

Politique des mots de passe...

La négligence représente environ 90% des cas d'intrusion.

Ce qu'il ne faut pas faire...

- Laisser trainer ou pire encore communiquer son mot de passe.
- Se connecter en utilisant le compte du voisin (on ne cède pas son mot de passe).
- Utiliser le même mot de passe sur des machines différentes ou encore avoir un même mot de passe pour plusieurs personnes.
- Mettre son mot de passe sur une touche de fonction.
- Choisir un mot de passe qui a un rapport avec votre nom, prénom, famille ou facile à obtenir comme le No de téléphone, No de Sécurité Sociale, etc...
- Enfin, il n'est pas recommandé d'utiliser un mot de passe composé uniquement de la même lettre ou ne comportant que des chiffres, ni d'utiliser un mot de passe référencé dans un dictionnaire.

Ce qui est recommandé...

- Il faut choisir un *bon* mot de passe. Par exemple, 8 lettres faciles à retenir, en mélangeant majuscules, minuscules, chiffres et autres caractères de ponctuation.
- Il faut aussi pouvoir le taper rapidement, sans trop regarder le clavier, en évitant si possible qu'une autre personne puisse le lire par dessus l'épaule.
- Enfin, il est indispensable de *changer régulièrement le mot de passe*.

Exemple de composition d'un mot de passe

- prendre les premières lettres des mots d'une phrase (LfmSRalp, Les feuilles mortes Se Ramassent a la pelle),
- prendre 2 mots courts concaténés par un chiffre ou une ponctuation (mot?!car)
- prendre des mots écrits en phonétique (tutkcoprou).

SERVICE MINITEL : MIGRATION EN LOCAL

G. Satre

Situation actuelle

Toujours sur le CNUSC, la consultation du 3616BDL continue sa progression : de 1140 appels mensuels en 1994 elle est passée à 1260 en 1995, 1480 en 1996 et en 1997 débute très fort avec 1800 appels mensuels sur le premier trimestre.

Début 1995 et fin 1996, deux nouvelles rubriques ont été créées :

- phénomènes des satellites de Saturne,
- phénomènes mutuels des satellites de Jupiter.

Migration

Le CNUSC ne donnant pas suite à une participation au transfert du logiciel Minitel vers les stations sous UNIX, nous avons étudié les possibilités de transfert sur notre équipement local. Le choix s'est porté sur le logiciel distribué par IBM : AIX/IRISA présenté comme le successeur de CSFI/VCP.

Une station Risc a été acquise pour être spécifiquement dédiée au service donc, en opérationnel, utilisée comme serveur Minitel : c'est la station OSMONDE.

La formation au nouveau logiciel a été faite sur notre site par IBM, et suivie par 5 à 6 personnes. Elle s'est répartie en deux époques : juin 1996 et octobre 1996, ce qui a permis dans l'intervalle d'écrire quelques rubriques et de découvrir certains dysfonctionnements résolus par IBM en décembre 1996.

Une journée d'assistance reste à fournir par IBM lors du branchement de la ligne TRANSPAC prévue pour septembre-octobre 1997. Le démarrage sur le serveur local se fera à cette époque avec un fonctionnement en "flip-flop" sur le CNUSC pendant le dernier trimestre 1997.

Tests comparatifs

23 rubriques sur les 28 du service sont migrées et disponibles en simulation minitel sur la station Osmonde à partir des terminaux répartis au Bureau.

Commandes d'accès

- rlogin osmonde -l gp3
- ... mot de passe ...
- disp ... nom de l'écran
- emxtree gp20

LE NOUVEAU VISAGE DU SERVEUR WEB DU BUREAU DES LONGITUDES

P. Descamps

1. Introduction

Depuis son ouverture en février 1995 (Descamps, 1995), le serveur WEB du Bureau des longitudes (<http://www.bdl.fr>) n'a cessé d'évoluer.

En 1996, sur l'impulsion du "groupe serveur", a été commencée une réflexion sur une refonte complète du serveur, tant dans sa présentation que dans son contenu, sur la base de ce que doit être ce nouveau service au public qu'offre maintenant le Bureau des longitudes.

C'est le fruit de ce long et patient travail qui a abouti à la version actuelle, ouverte au public depuis le 14 février 1997.

2. Présentation de la nouvelle version du serveur WWW

2.1. Principes généraux et structuration du serveur

Le projet de nouvelle version du serveur WWW du Bureau des longitudes s'appuie sur la volonté de le rendre à la fois plus clair et plus structuré qu'il ne l'était. Des changements ont également été apportés dans le sens d'une homogénéisation de l'aspect général des pages. De plus le serveur devient bilingue, français et anglais.

La page d'accueil (figure 1) a été fortement épurée de toutes informations superflues qui n'aidaient pas à une perception claire et rapide du contenu de notre serveur. Schématiquement, on y trouve maintenant aux côtés d'informations temporaires marquantes, quatre grandes rubriques permanentes:

La figure 2 représente la structure du serveur WWW. Les pages représentées avec un rectangle noir à leur base sont soit de nouvelles pages soit des pages déjà existantes mais qui ont subi de profondes modifications. Les pages présentant un rectangle hachuré sur leur côté droit offrent des possibilités interactives de calcul.

Actuellement, la plupart des programmes de calcul tournent sur la machine centaaurée, c'est-à-dire sur une machine distincte de la machine hôte du serveur WWW qui est gentiane. Il a donc été nécessaire de créer des procédures travaillant en mode client-serveur de manière à pouvoir interroger centaaurée depuis gentiane. Ce dispositif est évidemment lourd, coûteux en temps et non fiable. En effet, le serveur à l'écoute

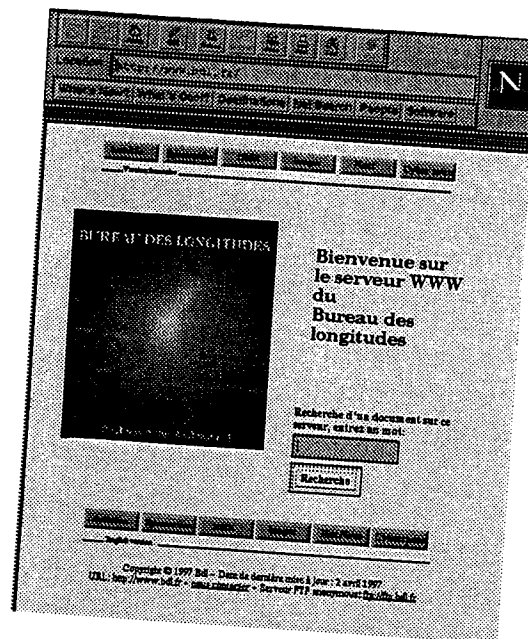


Fig. 1. Page d'accueil du serveur WWW.

sur centaurée doit être lancé "à la main". Or lors d'une sauvegarde par exemple, il est fréquent d'oublier de relancer ce serveur et de ce fait la liaison est coupée entre gentiane et centaurée. Cet inconvénient majeur devrait disparaître lorsque à la fois le serveur httpd et les programmes de calcul seront hébergés sur une seule et même machine, en l'occurrence la machine edelweiss. De plus cela permettra d'isoler la machine serveur, donc branchée sur l'Internet, de la machine hébergeant les systèmes de fichiers et donc d'accroître la sécurité du système.

2.2. Les services interactifs

Avec cette nouvelle version s'est mise en place toute une gamme de services interactifs inaugurant de ce fait le serveur d'éphémérides du Bureau des longitudes. Afin de faciliter l'utilisation de ces services, nous avons volontairement fait le choix d'intégrer, dans leur conception même, les techniques les plus avancées de l'Internet. Citons pour exemple, la programmation en Javascript intégrée au code HTML des pages du serveur pour faciliter la gestion rapide des formulaires d'interrogation mis à disposition des utilisateurs. Citons également l'optimisation de ces services obtenue avec la version la plus évoluée des butineurs (ou browsers) à l'heure actuelle, c'est-à-dire Netscape-3.0. Evidemment, nous sommes conscients qu'ainsi certains services sont alors inaccessibles à certains types de butineurs.

Parmi les services actuellement proposés au public, mentionnons :

- Ephémérides pour l'observation physique :
http://wtest.bdl.fr/ephem/ephephys/ephephys_frame.pl.html
- Calcul des levers et couchers du Soleil, de la Lune et des planètes:
<http://wtest.bdl.fr/cgi-bin/CGI.pm/levcou.cgi>
- Astronomy On-Line :
http://wtest.bdl.fr/astro_online.html
- Détection des phénomènes mutuels des satellites de Jupiter:
<http://wtest.bdl.fr/cgi-bin/CGI.pm/detecphe.cgi>
- Chargement des fichiers d'observation pour stockage, tracé et analyse préliminaire :
<http://wtest.bdl.fr/cgi-bin/CGI.pm/fileup.cgi>

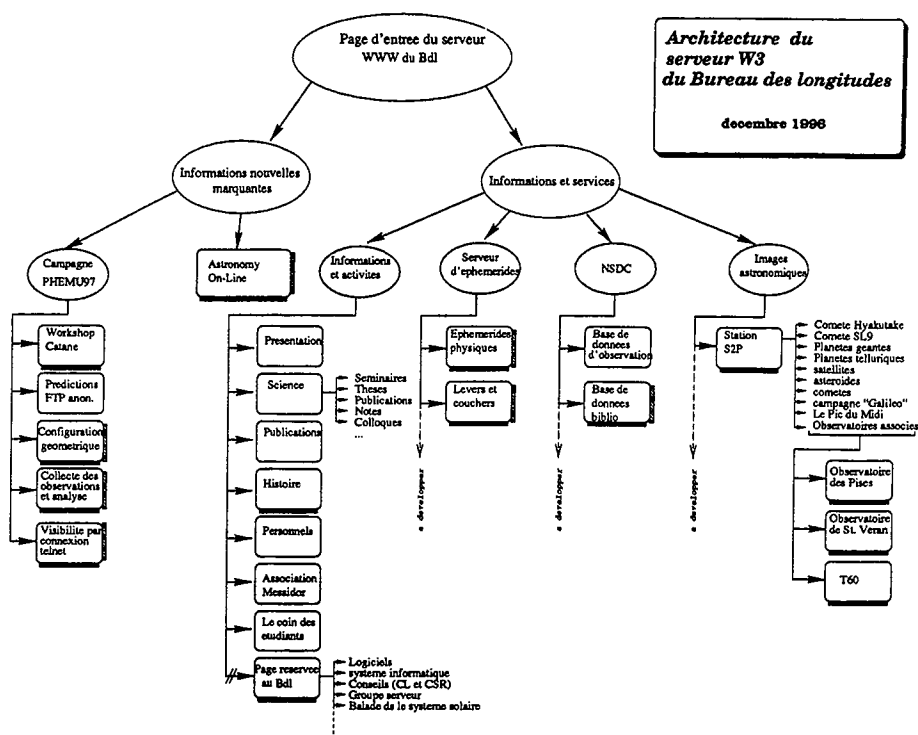


Fig. 2. Arborescence du serveur WWW.

- Conditions locales de visibilité des phénomènes mutuels :
telnet://edelweiss.bdl.fr (login: phemu password: phemu97)

La figure 3 présente l'un de ces services qui propose le téléchargement et le traitement en temps réel d'un fichier d'observation au format pratiquement libre. Ce service est d'un intérêt double car d'une part il permet à l'utilisateur d'obtenir immédiatement le tracé et une préréduction de son observation et d'autre part il constitue un moyen rapide de collecter les observations de phénomènes mutuels.

2.3. Statistiques des requêtes

La figure 4 donne une idée du nombre de requêtes hebdomadaires effectuées sur le serveur WEB du Bureau des longitudes entre le 31 mars 1996 et le 20 avril 1997. Les requêtes ici considérées concernent le chargement non seulement des pages html mais également des images qui peuvent s'y trouver, des scripts cgi-bin, etc... Pour avoir un ordre d'idée du nombre d'utilisateurs, il faut diviser par dix le nombre de requêtes.

Le premier pic de connexion provient d'un afflux massif de demandes lors du passage de la comète Hyakutake. Les derniers pics se réfèrent à la comète Hale-Bopp. L'ouverture de la nouvelle version du serveur apparaît également de manière très distincte autour de la 52ème semaine (14 février 1997) avec un saut de 10000 à 40000 requêtes hebdomadaires. On peut donc en conclure que, hormis les effets localisés d'événements astronomiques spectaculaires, la fréquentation moyenne de notre serveur a été multipliée par 4 depuis le passage à la nouvelle version. Une étude plus approfondie sera menée par la suite afin de dégager les tendances générales de fréquentation rubrique par rubrique.

D'autre part, les statistiques effectuées depuis l'ouverture de la nouvelle version montre que le site WEB du Bureau des longitudes a été visité par 86 domaines uniques (.fr, .edu, etc...) ainsi que par plus de 16000 sites uniques.

Instructions

Vous pouvez sélectionner votre fichier d'observation après avoir vérifié que le format des données est compatible avec l'un des formats suivants. Avec cette sélection, le bouton de copie le champ par le nom du fichier. Quand vous choisissez le bouton de copie, l'explorateur automatiquement vos données et vous permet de faire une copie de votre propre ajustement au moyen d'un système de coordonnées de type X-Y.

Chargement des fichiers d'observation

Entrez le phénomène observé:

J Occ. J

le 3 avril 1997

Entrez le nom du fichier à traiter:

Browse...

Entrez le lieu d'observation:

Paramètres de tracé:

Phénomène observé: Non précisé

Fichier tracé: colas.pic2
Nombre de points tracés: 436

Cambre de lumière

lux (log)

Fig. 3. Formulaire de chargement et d'analyse temps réel d'un fichier observation au format quelconque (<http://www.bdl.fr/cgi-bin/CGI.pm/fileup.cgi>). Après chargement du fichier dans la fenêtre supérieure droite, celui-ci est tracé dans fenêtre du bas.

3. Fonctionnement et organisation du groupe serveur

3.1. Exigences éthiques posées par le serveur WWW

On le voit, à la différence des publications papiers, un serveur WWW doit être éminemment instable et évolutif. Il doit respecter deux critères fondamentaux qui sont la fiabilité et la fraîcheur de l'information qui est mise à disposition. Ceci exige donc un travail de maintenance des pages html relativement important. Pour atteindre un tel objectif, il a été nécessaire d'organiser le groupe serveur comme un véritable comité de rédaction avec un directeur de la publication et un rédacteur en chef.

Les grands principes de fonctionnement et d'organisation du groupe serveur ainsi que la répartition des rôles et des tâches au sein du groupe ont été définis. Ceci a été fait en sachant que nos obligations sont de trois ordres:

Conformité administrative avec les recommandations générales du CNRS.

Elle est assurée par la direction du laboratoire, en l'occurrence J.-E. Arlot et W. Thuillot ayant donc le rôle de directeurs de la publication.

Conformité technique et sécuritaire.

Elle est assurée par A. Montintin, responsable du réseau local.

Conformité scientifique.

Elle est assurée par l'ensemble du groupe serveur qui constitue donc le comité de rédaction du serveur et par les responsables de thèmes développés ou de rubriques spécifiques.

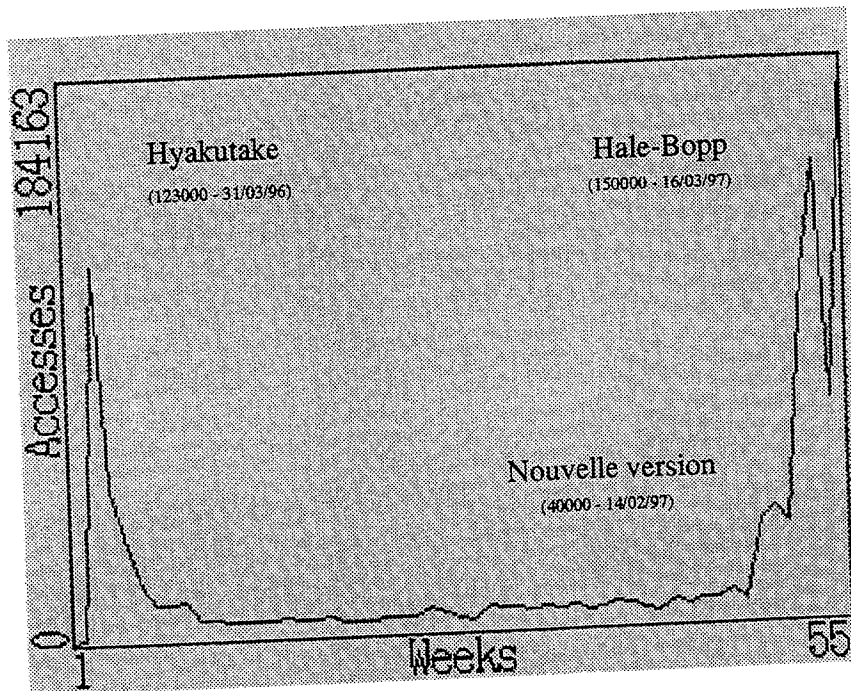


Fig. 4. Statistiques des requêtes hebdomadaires du serveur WWW.

3.2. Organisation du groupe serveur

La figure 5 présente l'organisation du groupe serveur qui a été adoptée. Dorénavant, chaque grande rubrique ainsi que certaines pages spéciales (page de l'équipe ASD, page de l'association Messidor) sont gérées par des responsables ayant en charge à la fois le contenu et la maintenance des informations qui y sont diffusées. Cependant, ils doivent veiller à respecter les grandes lignes éditoriales adoptées en réunion du groupe.

Le Webmaster joue le rôle du responsable général de la publication (rédacteur en chef). Il assure la coordination et le suivi des actions entreprises, la répartition des tâches. Il établit les statistiques de connexion du serveur WWW. Il veille au respect des règles et principes généraux de fonctionnement et de publication qui ont été adoptés par l'ensemble du groupe serveur, notamment en ce qui concerne la fiabilité et la fraîcheur des informations.

Répartition des responsabilités :

- *Webmaster* : P. Descamps
- *Images astronomiques* : F. Colas
- *NSDC* : J.-E. Arlot, F. Cavelier, N. Baron
- *Serveur d'éphémérides* : P. Descamps, J. Berthier, P. Rocher
- *Bdl* : J.-E. Arlot, W. Thuillot, A. Rouhan
- *Serveur Ftp anonyme* : W. Thuillot, P. Bretagnon, J.L. Simon, P. Rocher
- *Association Messidor* : F. Cavelier
- *Pages d'équipes, pour l'équipe ASD* : Ph. Robutel

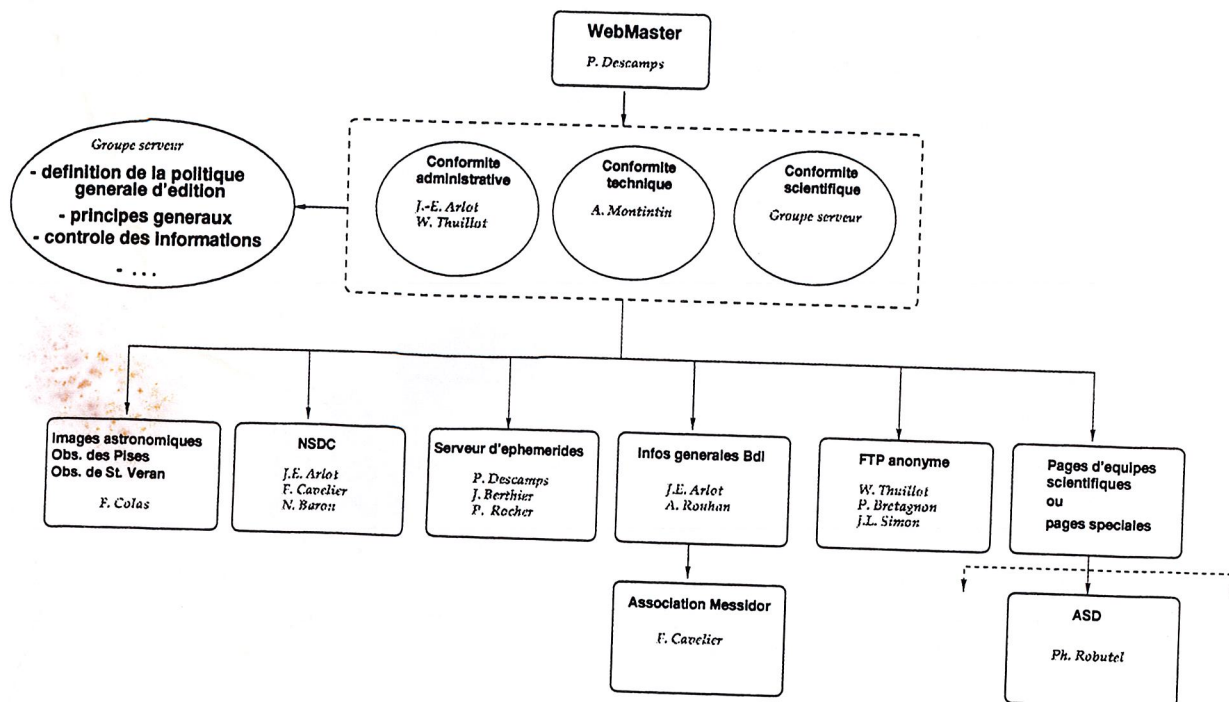


Fig. 5. Structure du groupe serveur.

4. Conclusion

Avec l'ouverture au public de la nouvelle version du serveur WEB du Bureau des longitudes, c'est véritablement un nouveau service à part entière, complémentaire des publications traditionnelles et du serveur Minitel, qui se met en place.

Ce service est appelé à se développer considérablement dans les prochaines années afin de véritablement répondre à une demande qui se fait de plus en plus pressante de la part des professionnels, surtout les observateurs.

Cependant, cette tâche lourde et collective exigera une formation spécifique de personnels et vraisemblablement une traduction concrète en termes de création de postes.

5. Référence

Descamps, P., 1995, Une dimension nouvelle dans la recherche et la diffusion de l'information (WWW, Mosaic,...), *Notes scientifiques et techniques du Bureau des longitudes S050*, Journées scientifiques du BDL 1994, 153-158.

L'INTRODUCTION AUX ÉPHÉMÉRIDES ASTRONOMIQUES

Supplément explicatif à la Connaissance des Temps

J. L. Simon

1. Introduction

La refonte de la *Connaissance des Temps* est achevée. L'éphéméride annuelle est maintenant accompagnée d'un ouvrage explicatif permanent intitulé *Introduction aux éphémérides astronomiques*. Avant de présenter ce nouvel ouvrage, nous allons dire quelques mots sur l'éphéméride annuelle qui a été profondément modifiée ces dernières années.

2. L'éphéméride annuelle (*Connaissance des Temps*)

2.1 Éditeur

Depuis 1996 l'ouvrage est édité par les éditions de physique.

2.2 Contenu

La *Connaissance des Temps* contient :

- les éphémérides du Soleil, de la Lune et des planètes sous forme de polynômes de Tchebychev ;
- les éphémérides des satellites de Mars, des satellites galiléens, des huit premiers satellites de Saturne et des cinq premiers satellites d'Uranus sous forme de fonctions mixtes du temps ;
- les prédictions des phénomènes des satellites galiléens de Jupiter sous forme de polynômes de Tchebychev ;
- des explications, bilingues en français et en anglais, réduites au minimum et qui permettent simplement de calculer correctement les coordonnées ;
- l'ouvrage est accompagné d'une disquette contenant les coefficients et les programmes de calcul permettant d'obtenir les coordonnées des différents astres.

2.3 Collaborateurs

Le responsable de la publication est J.-L. Simon. Les programmes de calcul ont été construits par G. Francou (Soleil, Lune, planètes) et par J.-E. Arlot (satellites) ; ils sont exploités, respectivement, par F. Cavelier et Ch. Ruatti. La disquette est élaborée par G. Francou et Ch. Ruatti. Le texte explicatif est corrigé, chaque année, par V. Raoult, S. Lemaître-Pottier, Th. Derouazi, Ch. Ruatti et W. Thuillot.

Depuis l'édition 1997, la correction des épreuves est effectuée d'une manière entièrement nouvelle. L'ensemble des tableaux (146 pages) est scanné par Y. de Kergrohen. On peut ensuite, par un simple programme Fortran, relire les coefficients et effectuer des calculs pour des valeurs particulières. Le gain de temps est considérable : une fois les tableaux scannés, la correction des épreuves s'effectue en quelques heures au lieu de plusieurs semaines!

3. L'Introduction aux éphémérides astronomiques

3.1. But de l'ouvrage

L'*Introduction aux éphémérides astronomiques* poursuit deux objectifs.

- Le texte explicatif de la *Connaissance des Temps* ayant été réduit au strict minimum l'ouvrage donne, comme l'indique son sous-titre, des explications détaillées sur le contenu actuel de la *Connaissance des Temps*, les sources qu'elle utilise, les formes de présentation des coordonnées qui ont été choisies ainsi que des exemples d'utilisation.
- Mais l'*Introduction aux éphémérides astronomiques* dépasse largement le cadre strict de la *Connaissance des Temps* et nous nous sommes aussi donné comme but de faire le point sur un certain nombre de sujets d'astronomie et de mécanique céleste nécessaires à la compréhension et à l'utilisation des éphémérides.

3.2. Comité de rédaction

Le comité de rédaction est composé de M. Chapront-Touzé, B. Morando, J.-L. Simon et W. Thuillot.

3.3. Description de l'ouvrage

L'*Introduction aux éphémérides astronomiques* comporte dix chapitres.

- 1. *Introduction* (auteurs : les membres du comité de rédaction). Ce chapitre de 14 pages comporte deux parties. La première est un historique de la *Connaissance des Temps* des origines à nos jours ; la deuxième décrit sommairement l'ouvrage, précise les notations utilisées, donne les listes des tables et des figures et récapitule la liste des auteurs avec leurs contributions.
- 2. *Définitions et données astronomiques* (A. Bec-Borsenberger). Ce chapitre de 40 pages contient une présentation des systèmes d'unités (système fondamental et système UAI d'unités astronomiques) et des systèmes de constantes astronomiques UAI 1976 et IERS 1992. Il donne également un grand nombre de données astronomiques sur les objets du système solaire, aussi récentes que possible, et une analyse des valeurs successives des constantes astronomiques. Ce chapitre contient une vingtaine de tables et une bibliographie abondante.
- 3. *Échelles de temps* (F. Mignard, B. Morando). Ce chapitre de 20 pages comporte une étude de l'évolution des échelles de temps. Il décrit les différentes échelles de temps utilisées et donne l'expression mathématique des relations qui existent entre elles ; on y trouve, en particulier, la table des principaux termes de la différence Temps dynamique barycentrique - Temps terrestre.

- 4. *Systèmes de référence et changements de coordonnées* (M. Chapront-Touzé, N. Capitaine, J.-E. Arlot). Ce chapitre de 42 pages distingue le concept théorique, désigné par système de référence, de sa matérialisation astronomique, désignée par repère, et étudie les systèmes de référence en mécanique newtonienne et en mécanique relativiste. Il présente un certain nombre de repères célestes couramment utilisés et décrit les coordonnées publiées dans la *Connaissance des Temps*. Il étudie les transformations entre repères terrestre et céleste. Il donne enfin un grand nombre de formules concernant les changements de coordonnées.
- 5. *Précession-nutation* (N. Capitaine, P. Bretagnon). Ce chapitre de 26 pages donne une définition du phénomène et de ses effets, une description et un historique des différentes composantes et une explication schématique de la précession-nutation luni-solaire. Il présente les formulaires de la précession les plus récents et la théorie UAI 1980 de la nutation.
- 6. *Rotation de la Terre et Temps universel* (N. Capitaine). Ce chapitre fait 38 pages. Il décrit la rotation de la Terre et donne les bases de la théorie de ce phénomène pour une Terre rigide et une Terre non-rigide. Il traite également du Temps universel, de sa détermination à partir des observations et de sa relation de définition en fonction du temps sidéral. Il propose enfin une définition plus moderne du Temps universel UT1 à partir du concept d'origine non-tournante.
- 7. *Corrections pour la réduction des observations*. Ce chapitre de 38 pages est divisé en trois parties. Les deux premières parties de ce chapitre (M. Chapront-Touzé, V.A. Brumberg) traitent des corrections de mouvement propre, de parallaxe et d'aberration pour les étoiles et pour les corps du système solaire. Les formulaires sont présentés en mécanique classique puis dans le cadre de la théorie de la relativité générale. La troisième partie (J. Kovalevsky) traite de la réfraction astronomique. On y trouve une théorie approchée du phénomène ainsi qu'un grand nombre de tables permettant de calculer les différentes corrections de réfraction.
- 8. *Mouvement des corps du système solaire*. Ce chapitre de 144 pages est divisé en onze sous-chapitres : Théories planétaires (P. Bretagnon, J.-L. Simon) ; La Lune (M. Chapront-Touzé) ; Les satellites de Mars (M. Chapront-Touzé) ; Les satellites galiléens (J.-E. Arlot, J.-L. Sagnier, W. Thuillot, D.T. Vu) ; Les satellites faibles de Jupiter (A. Bec-Borsenberger, P. Rocher) ; Les satellites de Saturne (M. Rapaport) ; Les satellites d'Uranus (J. Chapront, J. Laskar) ; Les satellites de Neptune (P. Oberti) ; Charon, satellite de Pluton (F. Colas) ; Les comètes (P. Rocher) ; Les astéroïdes (P. Rocher).
D'une manière générale ces sous-chapitres comportent une partie historique, analysent la dynamique du problème et présentent les théories les plus récentes. Chaque sous-chapitre comporte un certain nombre d'aspects plus spécifiques comme, par exemple, les formulaires donnant les éléments orbitaux des corps (théories planétaires et lunaires, satellites), une description des phénomènes (satellites galiléens), la liste des comètes périodiques, etc.
- 9. *Présentation des éphémérides de la Connaissance des Temps* (J. Chapront, G. Francou, J.-E. Arlot, J.-L. Simon). Ce chapitre de 40 pages donne les bases mathématiques des méthodes d'approximation utilisées pour représenter les éphémérides publiées dans la *Connaissance des Temps* (polynômes de Tchebychev, approximation par des fonctions mixtes). Il décrit l'élaboration de ces éphémérides à partir des théories, explique comment les utiliser et donne des exemples de calcul.
- 10. *Éphémérides pour les observations physiques du Soleil, de la Lune, des planètes et des satellites* (B. Morando). Ce chapitre de 21 pages fournit les données les plus récentes sur les paramètres de rotation des corps du système solaire et donne des formulaires de calcul des quantités liées à la rotation des corps et à la phase.
- Un *glossaire* de 16 pages et un *index* de 10 pages sont donnés à la fin du volume.

4. Conclusion

L'*Introduction aux éphémérides astronomiques* est un ouvrage de 450 pages qui paraîtra en juin 1997 aux éditions de physique. Il est le fruit d'un travail collectif de grande ampleur. Plusieurs techniciens du laboratoire ont activement participé à la rédaction technique de l'ouvrage : V. Raoult (saisie des manuscrits, corrections d'épreuves, relecture complète de l'ouvrage), N. Baron (relecture du chapitre 2 et vérification de la bibliographie), Th. Derouazi (saisie des manuscrits), S. Lemaitre-Pottier (réalisation des figures, relecture et responsabilité des problèmes d'édition, Ch. Ruatti (réalisation des figures).

ANNUAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES

Évolution et perspective

D. T. Vu

1. Introduction

L'Annuaire des longitudes porte le sous-titre *Éphémérides astronomiques*, sa publication est annuelle. Cet ouvrage, de 350 pages environ, contient des données sur les différents calendriers, les fêtes légales, les échelles de temps et des éphémérides destinées aux astronomes professionnels et amateurs.

2. Préparation et publication

La préparation de l'ouvrage est entièrement réalisée au Bureau des longitudes. Nous utilisons le logiciel de traitement de texte \TeX et fournissons à l'imprimeur le texte imprimé destiné à la photocomposition. La diffusion de l'ouvrage est assurée par l'éditeur Masson.

Responsables : D. T. Vu, P. Rocher et S. Lemaître-Pottier

Mise à jour des exemples, saisie, pointage et lecture finale :

F. Cavelier, Th. Derouazi, S. Lemaître-Pottier, V. Raoult, D. T. Vu

Dessins, graphiques, cartes, hors-textes :

J. Berthier, G. Francou, S. Lemaître-Pottier, P. Rocher, A. Rouhan, Ch. Ruatti, D. T. Vu

Mise en page : D. T. Vu

Édition : S. Lemaître-Pottier

3. Contenu et sources des données annuelles

L'édition 1998 de l'Annuaire contient 10 chapitres : Calendriers — Définitions générales — Emploi des éphémérides — Positions du Soleil et de la Lune — Positions des planètes et des astéroïdes — Ephémérides pour les observations physiques — Satellites naturels — Comètes — Étoiles — Éclipses et phénomènes astronomiques.

Les tables de données annuelles sont fournies par les travaux de J. Berthier, G. Francou, P. Rocher, W. Thuillot et D. T. Vu.

4. Évolution actuelle

Dans l'évolution actuelle, nous efforçons de fournir des illustrations plus nombreuses et plus précises et de nouveaux articles utiles aux observateurs. Dans les deux dernières éditions nous avons mis en place de nouvelles illustrations relatives aux éclipses de Soleil et de Lune. Nous ajoutons, dans un autre chapitre, deux nouvelles cartes du ciel donnant les trajectoires annuelles de Jupiter et de Saturne. Ces cartes sont traitées par voie informatique et donnent une très grande précision sur les positions et les magnitudes des étoiles ainsi que sur les trajectoires des planètes. Ce travail est dû à A. Rouhan. Les cartes des trajectoires annuelles d'Uranus et de Neptune sont également informatisées par D. T. Vu. Dans le chapitre des données générales, les cartes donnant les positions successives des pôles boréal et austral de l'équateur ont été également mises à jour par voie informatique par Ch. Ruatti et D. T. Vu.

Nous avons ajouté, dans la partie traitant les échelles de temps, trois graphiques illustrant les différences entre les échelles de temps. Ces graphiques sont issus d'un travail personnel de J. Berthier.

Un nouvel article a été ajouté dans le chapitre des étoiles. Ce chapitre, qui a pour titre *Occultations et rapprochements apparents d'astéroïdes et d'étoiles*, contient des tables des phénomènes sélectionnés sur des critères de visibilité et des cartes géographiques des lieux d'observation pour les phénomènes les plus remarquables. Ce travail est réalisé par J. Berthier.

5. Perspective

Dans le projet pour les éditions à venir, nous comptons travailler dans deux domaines. Dans le premier, nous devons faire le programme de calcul des occultations des astéroïdes et des planètes par la Lune pour assurer l'autonomie des données publiées par le Bureau des longitudes. Dans le deuxième domaine, nous devons assurer une plus grande ouverture à l'environnement national et international par l'ajout des pages supplémentaires pour les territoires d'Outre-Mer et l'Union Européenne.

Les pages supplémentaires doivent contenir une table de l'heure légale pour les pays membres de l'Union Européenne, une deuxième pour les territoires d'Outre-Mer, une table sur les écarts horaires. Nous projetons d'ajouter également une table sur les fêtes légales des pays membres de l'Union Européenne.



J Jouve

18, rue Saint-Denis, 75001 Paris

