

ISSN 1621-3823
ISBN 2-910015-62-9

*NOTES SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES
DE L'INSTITUT DE MÉCANIQUE CÉLESTE*

S095

**JOURNÉES SCIENTIFIQUES 2010
DE L'INSTITUT DE MÉCANIQUE CÉLESTE
ET DE CALCUL DES ÉPHÉMÉRIDES**



INTRODUCTION

Les Journées scientifiques de l'Institut de mécanique céleste et de calcul des éphémérides se sont tenues les 22, 23 et 24 novembre 2010 dans la salle de l'Atelier de l'Observatoire de Paris. Cette réunion est une tradition bien établie de notre laboratoire, puisqu'elle a été instituée en 1990 et a été organisée régulièrement depuis lors avec un rythme périodique d'environ deux ans.

Ces réunions permettent aux personnels chercheurs, ingénieurs et techniciens, aux doctorants et post-doctorants de l'IMCCE d'exposer des travaux achevés mais aussi ceux en chantier ou de décrire un projet. Ces présentations se font devant le laboratoire et quelques invités extérieurs, sans le formalisme inhérent à un colloque international.

Les objectifs de ces Journées scientifiques sont principalement de favoriser la communication interne d'informations scientifiques ou techniques, de faire le point de programmes de recherche ou celui de développements techniques en cours, de favoriser des échanges qui ne trouvent pas toujours place dans le déroulement quotidien de ces activités. Un intérêt primordial de ces Journées est de permettre de voir l'émergence de nouveaux thèmes, notamment ceux, porteurs d'avenir, développés par des doctorants ou de jeunes chercheurs. Ces Journées scientifiques 2010 ont été de nouveau un succès puisque 39 communications ont pu être programmées sur des thèmes de recherche de l'IMCCE ou autour de certaines activités opérationnelles du laboratoire.

Ce fascicule donne de ce fait une image instantanée des activités techniques et scientifiques principales de l'IMCCE de 2010 et permettra ainsi au lecteur de connaître les axes prioritaires ou les centres d'intérêt des équipes techniques et scientifiques de l'IMCCE pour cette période.

W. THUILLOT

Directeur de l'Institut de mécanique céleste
et de calcul des éphémérides

Comité d'organisation des Journées scientifiques 2010 de l'IMCCE :

M. Birlan, S. Lemaître, L. Maquet, Ph. Robutel, W. Thuillot, C. Veneau

TABLE DES MATIÈRES

La méthode des paramètres en théorie KAM <i>J. Féjoz</i>	9
Observations de transneptuniens binaires <i>D. Hestroffer, B. Carry, A. Doressoundiram, J. Berthier, F. DeMeo, F. Lanusse, B. Sicardy</i>	13
Dynamique et Stabilité des satellites <i>J. Frouard, A. Vienne, M. Fouchard – (texte non communiqué)</i>	
Calibration astronomique du Maastrichtien <i>D. Husson – (texte non communiqué)</i>	
Rotation de Janus et Épiméthée <i>Ph. Robutel</i>	17
Un nouveau modèle pour les forces non gravitationnelles cométaires <i>L. Maquet, F. Colas, J. Crovisier, L. Jorda</i>	21
IMCCE Meteor Activity <i>J. Vaubaillon, P. Atreya, S. Bouley, F. Colas, Y. Huan – (texte non communiqué)</i>	
Le logiciel SATlight : extrapolation long terme en lien avec la loi spatiale <i>F. Deleflie (1), S. Wailliez(1), C. Portmann (2), A. Vienne(1), S. Valk(3), V. Morand (4), H. Fraysse (4)</i>	25
Solutions quasipériodiques au voisinage de collision intérieure dans le problème de 3 corps spatial <i>L. Zhao</i>	31
Sur l'origine de l'obliquité de Saturne <i>G. Boué – (texte non communiqué)</i>	
Interface d'édition en ligne <i>A. Dias, P. Descamps</i>	35
Stabilité générique des systèmes hamiltoniens quasi intégrables sans petits dénominateurs et applications <i>L. Niederman – (texte non communiqué)</i>	
Determination of Dynamical Parameters in Multiple Systems <i>L. Beauvalet, V. Lainey, J.-E. Arlot</i>	39
V-type asteroids in the Main Belt <i>M. Birlan</i>	45
Résidus LLR d'INPOP10a <i>A. Fienga, H. Manche, P. Kuchynka, J. Laskar, M. Gastineau</i>	51
Solutions inhomogènes de Roche pour astéroïdes doubles <i>P. Descamps</i>	57

L'IMCCE en chiffres : de 2005 à 2010.....	63
<i>I. Nicolas</i>	
Projet OV-IMCCE, bilan et perspectives	67
<i>J. Berthier, F. Vachier, W. Thuillot</i>	
Mega-Precovery, a Dedicated Project for Data Mining Worldwide Image Archives for poorly known asteroids	71
<i>M. Popescu, O. Vaduvescu</i>	
Renseignements astronomiques : la Lune sous forme de bateau	77
<i>P. Rocher</i>	
Analyse fréquentielle du système de Saturne : buts, difficultés et stratégie adoptée	83
<i>A. Vienne</i>	
Modélisation de la rotation de Mercure pour la mission Bepi-Colombo	85
<i>B. Noyelles, S. D'Hoedt, A. Lemaître, J. Dufey</i>	
Solutions minimax et solutions de viscosité pour des lois de conservation non convexes	89
<i>Q. Wei</i>	
Impact Rate in the Earth-Moon System and Applications to the Planetary Geology <i>S. Bouley, J. Vaubaillon, F. Colas, D. Baratoux – (texte non communiqué)</i>	
Librairie CALCEPH	93
<i>M. Gastineau, J. Laskar, H. Manche, A. Fienga</i>	
NEAs Astrometry with Gaia	97
<i>D. Bancelin, D. Hestroffer, W. Thuillot</i>	
Le réseau informatique de l'IMCCE.....	101
<i>S. Vaillant</i>	
Le moment cinétique d'un équilibre relatif en grande dimension	103
<i>A. Chenciner</i>	
La dernière révolution des comètes « nouvelles »	107
<i>M. Fouchard, H. Rickman, C. Froeschlé, G. Valsecchi</i>	
Présentation de la bibliothèque et de ses nouveautés	113
<i>A. Albouy, C. Baron, A. Dias, M. Gastineau, D. Hestroffer, C. Luengo</i>	
Amélioration des prédictions des contacts des éclipses solaires à l'aide des profils lunaires	117
<i>P. Rocher</i>	
La participation de l'IMCCE à l'implémentation du calcul des éphémérides et de la détermination des paramètres du Système Solaire pour la mission Gaia	123
<i>P. David, D. Hestroffer, J. Berthier, V. Lainey</i>	
Présentation du projet de mission GETEMME	127
<i>V. Lainey, C. Le Poncin-Lafitte, N. Rambaux</i>	
Le système planétaire HD10180 <i>J. Laskar – (texte non communiqué)</i>	
Les observations astrométriques des satellites naturels et des planètes géantes.....	131
<i>J.-E. Arlot, V. Robert, R. Tajeddine, V. Lainey</i>	

Le projet de réseau Gaia-FUN-SSO	137
<i>W. Thuillot, D. Hestroffer, J. Desmars, D. Bancelin</i>	
La théorie de Galois et l'intégrabilité en mécanique céleste	
<i>Th. Combot – (texte non communiqué)</i>	
T1M du Pic du Midi, un nouveau télescope astrométrique	
<i>F. Colas, F. Vachier, J. Lecacheux – (texte non communiqué)</i>	
Index des auteurs	141

La méthode des paramètres en théorie KAM

Jacques Féjoz

Introduction

Dans les problèmes de conjugaison de systèmes dynamiques, ou, plus généralement, dans les problèmes de stabilité d'action de groupes, la méthode des paramètres est une façon de trouver des formes normales dépendant de paramètres "externes" qu'il faut annuler après coup. Poincaré avait utilisé cette méthode au niveau formel pour démontrer l'existence de séries de Lindstedt associées aux perturbations d'un hamiltonien intégrable isochroniquement non dégénéré [8]. Au niveau analytique, Moser a franchi un pas décisif dans un article de 1967 [7] en théorie KAM. Mais il manquait à Moser quelques ingrédients pour en faire quelque chose de tout à fait utile pour les problèmes de conjugaison : il lui manquait les argument pour annuler les paramètres, hormis dans les cas les moins dégénérés.

Il a fallu attendre les années 1980 et 1990 pour clarifier la façon d'annuler ces paramètres, qui avaient préalablement été ajoutés artificiellement. Lazutkin a remarqué pour les applications twist que les paramètres dépendent Whitney-différentiablement du nombre de rotation. Ensuite, plusieurs auteurs ont compris et clarifié cette étape dans différents contextes, et plus ou moins indépendamment : Chenciner [1, 2, 3], Eliasson, Herman, Rüssmann, Sevryuk, Broer-Huitema-Takens, etc ; l'histoire théâtrale de la découverte et de la redécouverte du "théorème de Rüssmann" indépendamment par plusieurs personnes différentes est racontée par Sevryuk [9]. En tout état de cause, quand cette question de l'annulation des paramètres a été éclaircie, il semble que l'article de Moser a été méconnu alors qu'il offre un cadre simple et général pour traiter de la persistance de tores invariants de dimension quelconque, pour des systèmes pas forcément hamiltoniens ou réversibles, ni même conservatifs, avec des conditions de non dégénérescence optimales. Les applications en mécanique céleste sont nombreuses.

1. Un exemple élémentaire

Un exemple élémentaire d'application de la méthode des paramètres est tiré de la théorie des singularités de matrices. Considérons une matrice complexe diagonale D de valeurs propres distinctes deux à deux.

Si maintenant M est une matrice proche de D , on peut se demander naïvement si M est conjuguée à D . La réponse est négative parce que généralement M n'a pas les mêmes valeurs propres que D . En revanche, quitte à modifier M en lui ajoutant ou retranchant une petite matrice Δ diagonale convenablement choisie, la modification de M et D deviennent conjuguées :

$$M = P^{-1}DP + \Delta, \quad P \in GL_n(\mathbb{C}).$$

Dans le membre de droite, le premier terme est qualifié de *principal*, tandis que le second est appelé le *contre-terme* ; M apparaît ainsi comme une conjugaison de D tordue par le contre-terme. Fonctionnellement, ceci revient à dire que l'opérateur

$$\phi : GL_n(\mathbb{C}) \times \mathbb{C}^n \rightarrow GL_n(\mathbb{C}), \quad (P, \Delta) \mapsto P^{-1}DP + \Delta$$

est ouvert localement au voisinage de $(I, 0) \mapsto D$. Comme la dérivée $\phi'(I, 0)$ est en effet surjective, le résultat voulu est un corollaire du théorème de submersion, et son contenu géométrique est que la classe de conjugaison de D forme localement une sous-variété de $GL_n(\mathbb{C})$ de codimension n , transverse au sous-espace des matrices diagonales.

Remarquons que l'espace des matrices nécessaire pour lever l'obstruction est l'espace des matrices diagonales. C'est l'ensemble des matrices Δ telles que

$$[D, \Delta] = 0.$$

C'est donc une sous-algèbre de Lie de $M_n(\mathbb{C})$. Comme sa dimension complexe n est minimale parmi les autres choix possibles de matrice D , cette sous-algèbre de Lie s'appelle une *sous-algèbre de Cartan* de $M_n(\mathbb{C})$ et D est un élément *régulier* du groupe $GL_n(\mathbb{C})$.

Dans la suite nous allons considérer une situation analogue, où le groupe $GL_n(\mathbb{C})$ sera remplacé par un groupe de dimension infinie, mais où la sous-algèbre de Lie des obstructions restera de dimension finie. (Il existe des situations où les obstructions sont en nombre infini, et où la théorie KAM se heurte à des difficultés insurmontées [6]). Le prix à payer pour la dimension infinie, ici, est que l'ensemble des éléments réguliers ne sera plus ouvert (comme

l'ensemble des matrices complexes de valeurs propres distinctes deux à deux), mais au contraire d'intérieur vide. Si, dans l'exemple précédent, il aurait été équivalent d'ajouter Δ à D plutôt que de la retrancher à M , i.e. l'opérateur

$$\psi : GL_n(\mathbb{C}) \times \mathbb{C}^n \rightarrow GL_n(\mathbb{C}), \quad (P, \Delta) \mapsto P^{-1}(D + \Delta)P$$

est ouvert localement au voisinage de $(I, 0) \mapsto D$, au même titre que ϕ (leurs dérivées en $(I, 0)$ coïncident), il n'en sera pas de même dans les espaces que nous considérerons, qui ne seront pas banachiques, et où le fait d'être inversible, pour une application linéaire, ne sera plus une propriété ouverte.

2. La forme normale de Moser

Considérons l'espace des phases $\mathbb{T}^n \times \mathbb{R}^m = \{(\theta, r)\}$ et le tore $T = \mathbb{T}^n \times \{r = 0\}$. Soit χ l'espace des germes le long de T de champs de vecteurs analytiques réels. Étant donné un vecteur $\alpha \in \mathbb{R}^n$ et une matrice $B \in M_m(\mathbb{R})$ diagonalisable de valeurs propres $(\beta_1, \dots, \beta_m) = \beta$, soit $\mathcal{N}_{\alpha, B}$ le sous-espace de χ des champs de vecteurs dont le jet le long de T est de la forme

$$v(\theta, r) = (\alpha + O(r)) \partial_\theta + (B \cdot r + O(r^2)) \partial_r,$$

où $O(r^k)$ désigne des fonctions d'ordre k en r et dépendant éventuellement de θ . Pour un tel champ de vecteurs v , T est invariant, α -quasipériodique, d'exposants de Floquet β . Nous appellerons $\alpha_1, \dots, \alpha_n, \beta_1, \dots, \beta_m$ les *exposants caractéristiques* de T .

Soit de plus \mathcal{G} l'espace des germes le long de T d'isomorphismes analytiques réels de la forme

$$g(\theta, r) = (\varphi(\theta), \rho(\theta) + R(\theta) \cdot r),$$

où φ est un difféomorphisme de \mathbb{T}^n , $\rho : \mathbb{T}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ et $R : \mathbb{T}^n \rightarrow M_m(\mathbb{R})$; les isomorphismes g sont des isomorphismes du fibré affine trivial de fibre \mathbb{R}^m au-dessus de \mathbb{T}^n .

Notons que, à supposer que les exposants caractéristiques ne satisfont aucune relation de résonance de la forme

$$ij \cdot \alpha + k \cdot \beta = 0, \quad j \in \mathbb{Z}^n \setminus \{0\}, k \in \mathbb{Z}^m, |k| \leq 2,$$

la sous-algèbre des obstructions $\text{Ker}[v, \cdot] \subset \chi$ est ici l'espace \mathcal{O} des champs de vecteurs de la forme

$$\kappa(\theta, r) = \hat{\alpha} \partial_\theta + (\hat{b} + \hat{B} \cdot r) \partial_r,$$

where $\hat{\alpha} \in \mathbb{R}^n$, $\hat{b} \in \mathbb{R}^m$, $\hat{B} \in M_m(\mathbb{R})$ are such that $B \cdot \hat{b} = 0$ and $[B, \hat{B}] = 0$.

Nous ferons l'hypothèse arithmétique qu'il existe des réels $\gamma, \tau > 0$ tels que

$$|ij \cdot \alpha + k \cdot \beta| \geq \frac{\gamma}{|j|^\tau + 1}, \quad j \in \mathbb{Z}^n \setminus \{0\}, k \in \mathbb{Z}^m, |k| \leq 2,$$

Théorème (Moser [7]) Quel que soit $v^\circ \in \mathcal{N}_{\alpha, B}$, quel que soit $w \in \chi$ proche de v° , il existe un unique $(v, g, \kappa) \in \mathcal{N}_{\alpha, B} \times \mathcal{G} \times \mathcal{O}$ proche de $(v^\circ, \text{id}, 0)$ tels que

$$w = g_* v + \kappa.$$

Une différence mineure avec l'exemple élémentaire du début de l'exposé est que le champ de vecteurs apparaissant dans le membre de droite de l'égalité est v , et non le champ de vecteurs initial v° lui-même. Ceci vient du fait que, dans notre problème de tore invariant, seul nous importe le jet d'ordre 0 dans la direction tangente à T et le jet d'ordre 1 dans les directions normales (mais \mathcal{G} n'agit pas sur ces jets).

La démonstration consiste à inverser l'opérateur

$$(v, g, \kappa) \mapsto g_* v + \kappa$$

au voisinage de $(v^\circ, \text{id}, 0) \mapsto v^\circ$. Suivant l'idée fondamentale de Kolmogorov, on peut utiliser un algorithme à convergence rapide de type Newton. L'étape essentielle est alors l'inversion de l'opérateur linéarisé $\phi'(v, g, \kappa)$, une étape maintenant classique, faite formellement par Gylden au 19e siècle.

Je renvoie à [4, 5] pour annuler les paramètres dans un certain nombre de cas importants pour le problème des n corps en mécanique céleste.

Références

- [1] A. Chenciner. Bifurcations de points fixes elliptiques. I. Courbes invariantes. *Inst. Hautes Études Sci. Publ. Math.*, 61 :67–127, 1985.
- [2] A. Chenciner. Bifurcations de points fixes elliptiques. II. Orbites périodiques et ensembles de Cantor invariants. *Invent. Math.*, 80(1) :81–106, 1985.
- [3] A. Chenciner. Bifurcations de points fixes elliptiques. III. Orbites périodiques de “petites” périodes et élimination résonnante des couples de courbes invariantes. *Inst. Hautes Études Sci. Publ. Math.*, 66 :5–91, 1988.
- [4] J. Féjoz. Démonstration du ‘théorème d’Arnold’ sur la stabilité du système planétaire (d’après Herman). *Ergodic Theory Dynam. Systems*, 24(5) :1521–1582, 2004.
- [5] J. Féjoz. Conjugaisons tordues et tores invariants. En préparation.
- [6] G. Forni. Solutions of the cohomological equation for area-preserving flows on compact surfaces of higher genus. *Ann. of Math. (2)*, 146(2) :295–344, 1997.
- [7] J. Moser. Convergent series expansions for quasi-periodic motions. *Math. Ann.*, 169 :136–176, 1967.
- [8] H. Poincaré. *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste [microform]*. Gauthier-Villars et fils, Paris, 1892.
- [9] M. B. Sevryuk. The classical KAM theory at the dawn of the twenty-first century. *Mosc. Math. J.*, 3(3) :1113–1144, 1201–1202, 2003. {Dedicated to Vladimir Igorevich Arnold on the occasion of his 65th birthday}.

Observations de transneptuniens binaires (TNOs)

D. Hestroffer¹, B. Carry^{2,3}, A. Doressoundiram², J. Berthier¹, J. Blanchot¹, F. DeMeo^{2,4},
F. Lanusse¹, B. Sicardy²

1. IMCCE/Observatoire de Paris, UPMC, CNRS, Paris, France

2. LESIA/Observatoire de Paris, UPMC, CNRS, Meudon, France

3. ESAC/European Space Agency, Madrid, Espagne

4. Dept. Of Earth, Atm. and planetary sciences, MIT, Cambridge, MA, USA

Introduction

Les objets transneptuniens (Trans-Neptunian Objects, TNOs) sont des corps lointains et peu brillants, et par conséquent difficiles à observer depuis la Terre. Les études sur ces corps sont assez récentes, les premiers objets ayant été découverts dans les années 90. Après une brève introduction générale de la population des objets transneptuniens, nous nous intéresserons plus particulièrement à la problématique des TNOs binaires. Cela comprendra une description des systèmes, le calcul des orbites, les objectifs pour les scénarios de formation, les études de surface, et les occultations stellaires.

1. La population des transneptuniens

En plus des planètes, de nombreux corps gravitent autour du Soleil. Ces petits corps, astéroïdes et comètes ne représentent qu'une fraction de la masse du Système solaire, mais sont fort nombreux. On dénombre environ 500 000 astéroïdes et le nombre va croissant avec les sondages actuels. Sans compter les comètes, les astéroïdes sont répartis par groupe, géocroiseurs pour ceux dont l'orbite est proche de la Terre, ceux de la bande principale orbitent entre Mars et Jupiter, les Troyens sont proches des points de Lagrange L4 et L5 de Jupiter, enfin les transneptuniens ont quant à eux une orbite située au-delà de celle de Neptune (entre 30 et 50 unités astronomiques – ua – du Soleil). On ajoutera à cette liste les Centaures (qui croisent les orbites des planètes géantes), les transneptuniens détachés (au delà de 50 ua), et les comètes du nuage d'Oort aux confins du Système solaire. Les distributions des corps dans chaque groupe sont généralement le résultat de processus dynamiques. Ainsi, pour la région transneptunienne, le modèle dit « de Nice » de formation du Système solaire explique une distribution en plusieurs sous-groupes [1] : la ceinture de Kuiper¹ classique (cubewanos, elle-même scindée en hot et cold classical pour ceux qui sont dynamiquement excités ou non), les résonants (plutinos, twotinos), les objets dispersés (scattered disk) et les objets détachés [cf. 2 et fig. 1]. Pour en finir avec cette classification des transneptuniens, signalons qu'elle n'est pas entièrement figée et que différents critères peuvent être appliqués (à partir du paramètre de Tisserand ou à partir d'éléments propres), et que les modèles de formation n'en expliquent pas encore toutes les caractéristiques. Un groupe particulier se trouve en résonance de moyen mouvement 2:1 avec Neptune, il porte le nom de plutinos puisqu'il partage cette propriété avec Pluton. À ce propos, depuis l'adoption par l'Union astronomique internationale lors de son assemblée générale de 2006 à Prague, Pluton n'est plus une planète, mais une planète naine, propriété qu'elle partage avec d'autres TNOs et l'astéroïde de la bande principale (1) Cérés. Ainsi, on peut dire le premier trans-neptunien découvert est Pluton (en 1930 par C. Tombaugh) avant 1992 QB₁ (en 1992, [3]), objet qui a donné la dénomination « cubewano ». De même, on peut dire que le premier système binaire découvert dans les TNOs est le couple Pluton/Charon, et non 1998 WW₃₁ [4]...

1. On trouvera dans la littérature diverses dénominations, objets de la ceinture de Kuiper (KBOs) ou les EKBOs pour Edgeworth-Kuiper Belt Objects, ou encore les TNOs pour Trans-Neptunian Objects. Kenneth E. Edgeworth et Gerard P. Kuiper furent les premiers à avoir prévu l'existence de tels corps dans les régions lointaines du Système solaire.

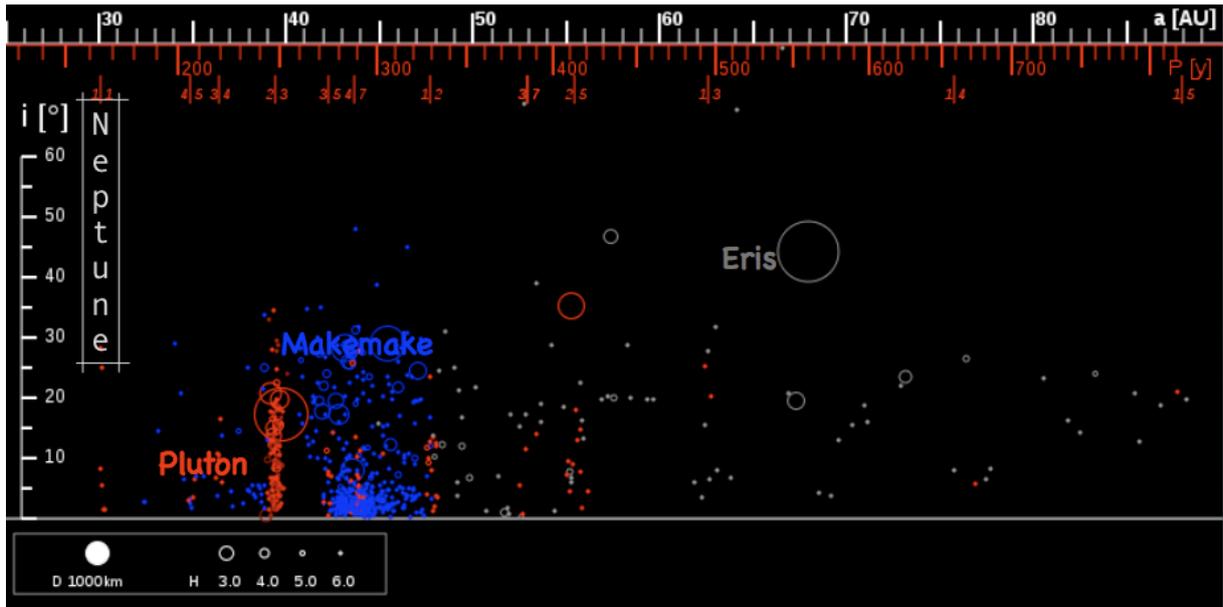


Fig. 1 : Distribution des transneptuniens (TNOs) – les différentes classes dynamiques. Celles-ci sont données en fonction de leur demi-grand axe (a) ou période orbitale (P) et résonances, et de leur inclinaison (i). Les résonants en rouge, les classiques en bleu, les dispersés en gris. La taille² et magnitude absolue (H) des corps est indiquée. (crédits [2])

2. Les transneptuniens binaires

Il existe parmi la population des petits corps des systèmes binaires ou multiples, c'est-à-dire en interaction gravitationnelle et orbitant l'un autour de l'autre (ou encore autour de leur centre de masse). La fraction de binaires entre les NEAs, MBAs et TNOs varie, et l'on compte entre 10% et 30% de binaires parmi les TNOs [5], entre cold-classical et ceux dynamiquement excités. Les rapports de taille, excentricité et séparation sont en général plus élevés que pour les binaires de la bande principale. La formation de ces systèmes peut être expliquée par divers scénarios : capture assistée par dissipation, échange ou chaos, fission rotationnelle, ou encore collision. Ces différents modèles peuvent être testés en comparant les propriétés orbitales et physiques des binaires prédites aux observations. En particulier, on s'attache à la détermination de l'inclinaison du plan orbital par rapport au plan de l'écliptique, et la comparaison des couleurs ou spectres de chaque composante [6].

2.1 Quelques systèmes

L'observation des transneptuniens binaires est délicate car ces objets sont peu brillants (magnitude $V > 19$ pour le primaire et davantage pour le secondaire) et de plus il faut pouvoir résoudre spatialement le système. On utilise alors le télescope spatial Hubble ou les télescopes de la classe des 8m équipés de systèmes d'optique adaptative (Keck, VLT, ...). Dans ce cas, il faut encore disposer d'une étoile guide – naturelle ou artificielle – assez brillante et proche (moins de moins de 16 mag et 30") de la cible scientifique permettant le fonctionnement de l'optique adaptative (fig. 2). Nous avons dernièrement observé le système Orcus/Vanth au VLT avec le spectro-imageur SINFONI, ce qui permet d'obtenir la position relative du satellite et le spectre du primaire [7]. Pour le secondaire, on obtient seulement des indices de couleur photométriques (fig. 2). En combinant l'ensemble des positions obtenues pour ce système, on détermine l'orbite et les prédictions pour les occultations stellaires, orbite qui, étant donné la séparation des composantes, peut être fort éloigné de l'ombre du primaire (fig. 3). Ce système peut aussi être observé comme binaire astrométrique sur des télescopes de taille plus modeste ; dans ce cas, la binaire n'est pas résolue, mais on note un effet réflexe astrométrique [8]. On note la signature de la glace d'eau cristalline sur le primaire, tandis que le secondaire montre, mais de manière marginale, un rougissement de la surface.

2. La taille de Eris a été récemment revue à la baisse suite à une occultation stellaire (B. Sicardy) et apparemment ne « détrônerait » pas Pluton.

Le système 2001 QW322 est le système avec la plus grande séparation et période orbitale connue parmi les TNOs [9]. L'arc d'orbite couvert par les observations réparties sur 6 ans reste par conséquent limité et on peut chercher, en plus de la seule solution des moindres carrés, l'ensemble des solutions possibles, y compris les orbites képlériennes d'excentricité $e > 1$. Un développement du code d'inversion statistique par méthode de Monte Carlo [10] introduisant les variables universelles permet de générer les solutions elliptiques et hyperboliques. Enfin, le satellite d'astrométrie spatiale Gaia permettra d'observer un grand nombre d'objets du Système solaire [11], et de résoudre, voire de découvrir, des systèmes binaires ; mais Gaia ne détectera qu'un petit nombre de TNOs. Cependant, Gaia fournira environ 70 positions relatives du couple Pluton/Charon sur 5 ans avec une précision absolue de l'ordre du mas (milli-arcsecond). Ces observations compléteront celles déjà recueillies pour ce système et permettront d'étudier les effets à long terme de l'orbite et leur influence sur les satellites Nix et Hydra.

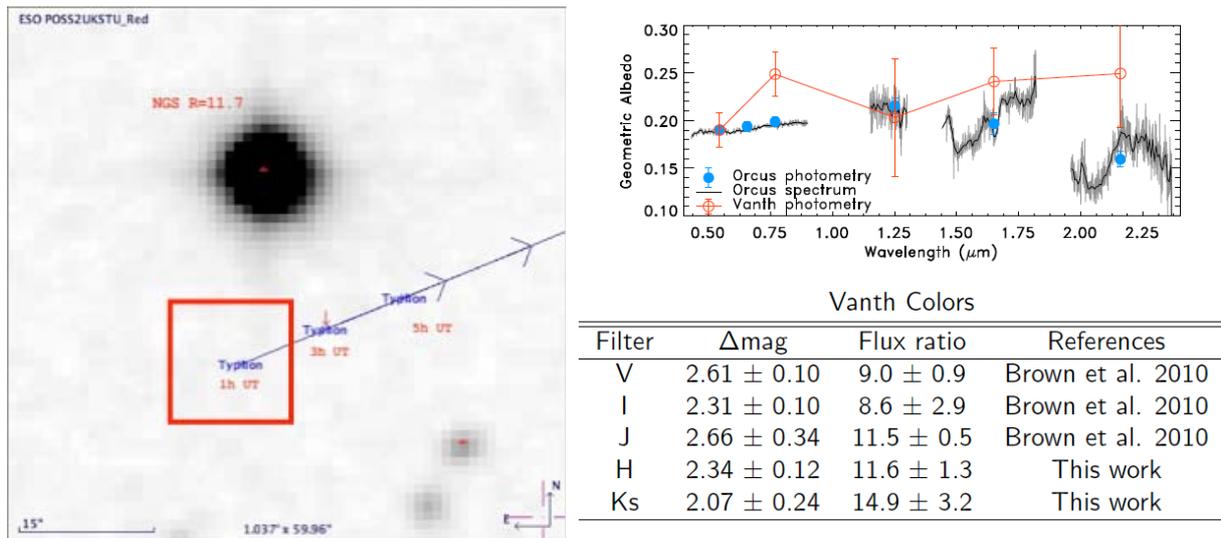


Fig. 2 : Exemple d'appulse stellaire pour l'observation en optique adaptative (à gauche).
Spectre résolu d'Orcus et indices de couleurs de Vanth (à droite)

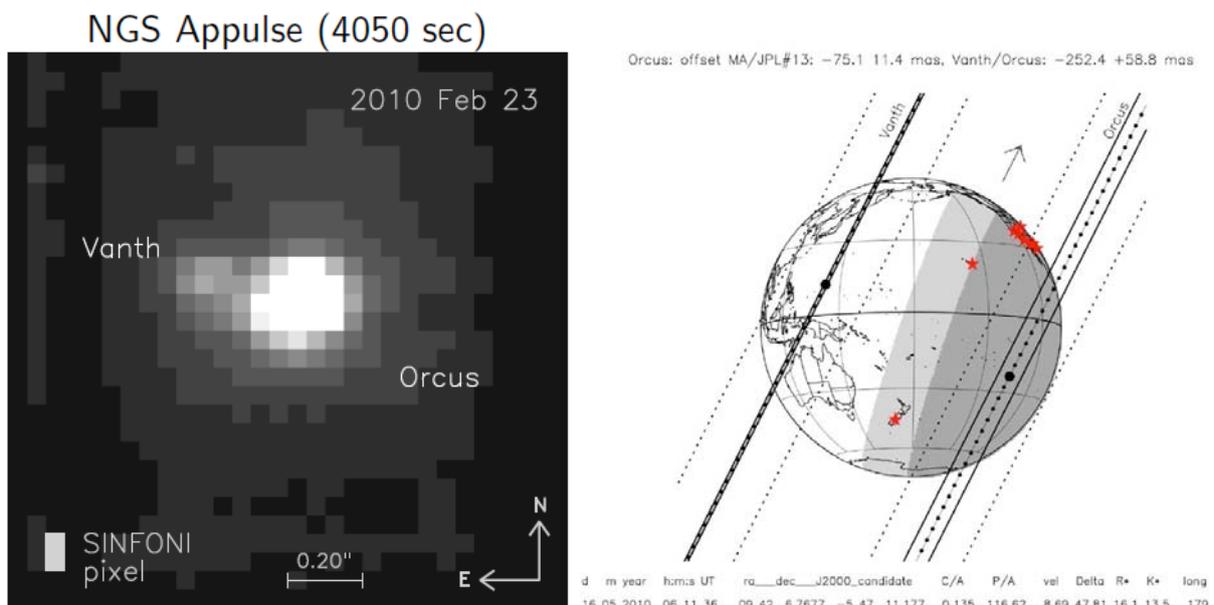


Fig. 3 : Image du système Orcus/Vanth sur le spectro-imageur SINFONI (à gauche).
Prédiction d'occultation stellaire pour le système Orcus/Vanth (à droite)

Conclusion

Comme le dit un programme d'observation de la mission Herschel de l'ESA : « TNOs are cool », sans doute parce que leur température est d'environ 50°K. Les systèmes binaires le sont encore davantage car, en plus des renseignements qu'ils peuvent donner sur la ceinture primordiale lors de la formation du Système solaire, ils permettent de déterminer la masse de transneptuniens, puis en combinant avec les mesures de taille SPITZER ou HERSCHEL d'en déduire les densités. Par ailleurs, les mesures de spectre font apparaître la présence de bandes assez diverses, et en particulier celle due à la présence de glace d'eau cristalline. Le programme d'observation au VLT pour la caractérisation physique et orbitale de transneptuniens binaires est en cours.

Références

- [1] H.F. Levinsson, A. Morbidelli et al. : *Icarus* 196:258, 2008.
- [2] A. Doressoundiram, E. Lellouch : *Aux confins du Système solaire, Belin - Pour la science*, 2008.
- [3] D. Jewitt, J. Luu : *Nature* 362:730, 1992.
- [4] C. Veillet, J.W. Parker et al. : *Nature* 416:711, 2002.
- [5] K. Walsh : *EM&P* 105 :193, 2009.
- [6] D. Hestroffer, B. Carry, A. Doressoundiram et al. : *DDA* 41:936, 2010.
- [7] F. DeMeo, B. Carry, D. Hestroffer et al. : TNO 2010 conference, Philadelphia July 2010.
- [8] J.-L. Ortiz et al. : *A&A* 525:31, 2010.
- [9] J.-M. Petit, J.J. Kavelaars, B. Gladman et al. : *Science* 322:432, 2009.
- [10] D. Hestroffer, F. Vachier, B. Balat : *EM&P* 97:245, 2005.
- [11] F. Mignard, A. Cellino, K. Muinonen et al. : *EM&P* 101:97, 2007.

Analytical Description of physical librations of Janus and Epimetheus

P. Robutel¹, N. Rambaux^{1,2}, J.C. Castillo-Rogez³

Introduction

Janus and Epimetheus are famously known for their distinctive horseshoe-shaped orbits resulting from a 1 : 1 orbital resonance (Fig. 1). Every four years these two satellites swap their orbits by a few tens of kilometers as a result of their close encounters. Recently Tiscareno et al. [1] determined, from images provided by the Cassini orbiter, first estimates of the rotational motion of these two satellites. These are in spin-orbit synchronous resonance and present a libration in longitude that corresponds to the oscillation of the body along its equatorial plane. In [1], Tiscareno obtained a librational amplitude of $5.9^\circ \pm 1.2^\circ$ for Epimetheus by fitting images and $0.33^\circ \pm 0.06^\circ$ for Janus from a numerical shape model. In addition, they identified an unexplained constant phase of 5.3° for Janus. Noyelles [2] explored numerically the three-dimensional rotational motion of these satellites and suggested a strong influence of the swap on their rotational motion. Here, we developed an analytical model useful for exploring in detail the dynamical mechanisms behind the rotational motion of the two satellites and for fitting the observations. We also tested some geophysical hypotheses aimed to explain the constant phase for these satellites.

1. Orbital Motion

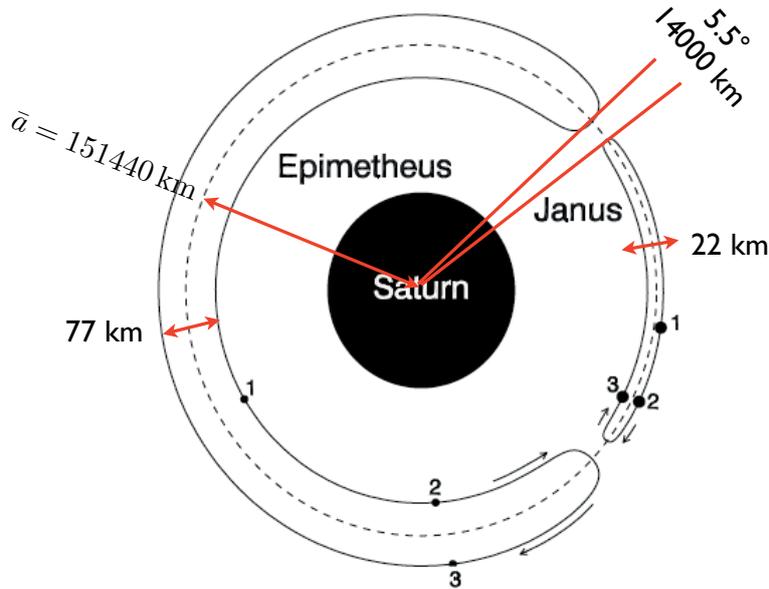


FIG. 1: Orbital motion in rotating frame (adapted from [1]).

The orbital motion and the rotation of the co-orbital satellites are integrated simultaneously in the 3-body problem's framework (Janus - Epimetheus - oblate Saturn). Fig. 2 shows the evolution of (a, λ) with a semi-major axis and λ the mean longitude. The variations of these elements result from the encounter of the satellites every 4 years. An accurate approximation of the evolution of the orbital elements can be obtained by quasiperiodic decomposition with the 6 fundamental frequencies $(\bar{n}, \nu, g_J, g_E, s_J, s_E)$. The first is the proper mean motion, the second the orbital libration frequency, while the four last are associated with the precession of the pericenter and of the nodes.

¹ASD, IMCCE-CNRS UMR8028, Observatoire de Paris, Paris, France

²Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, France

³Jet Propulsion Laboratory, Caltech, Pasadena, USA

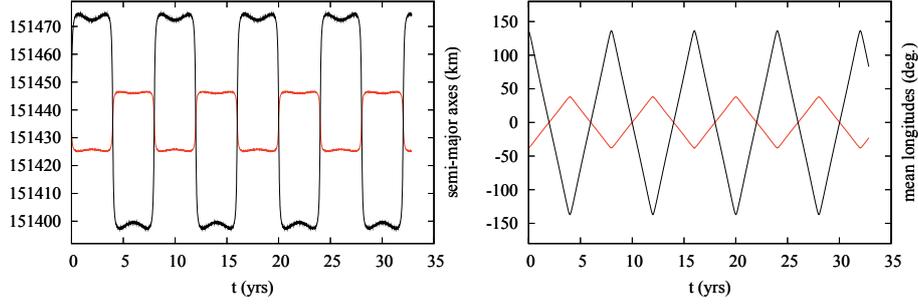


FIG. 2: Left : Semi-major axes of Janus (red) and Epimetheus (black). Right : departure of the mean longitudes from a linear motion : $\lambda - \bar{n}t$.

Freq.	(rad/day)	Per.
\bar{n}	9.0459246	0.6946 (d)
ν	-0.0021472	8.0113 (y)
g_J	0.0349486	0.4922 (y)
g_E	0.0349520	0.4922 (y)
s_J	-0.0348123	0.4941 (y)
s_E	-0.0348131	0.4941 (y)

TAB. 1: Fundamental frequencies of the orbital motion

2. Rotational motion

First, we numerically integrate the rotational motion of Janus and Epimetheus. The equation governing the physical libration is inferred from the angular momentum balance equation projected onto the equatorial plane of the body

$$\ddot{\theta} - \frac{3}{2} \frac{B-A}{C} \frac{GM}{r^3} \sin 2(\ell - \theta) = 0 \quad (1)$$

where r is the distance Saturn-satellite, M the mass of the satellite, G the gravitational constant, $A < B < C$ its moments of inertia. The solution is then expressed as a departure from an uniform rotational motion, the physical

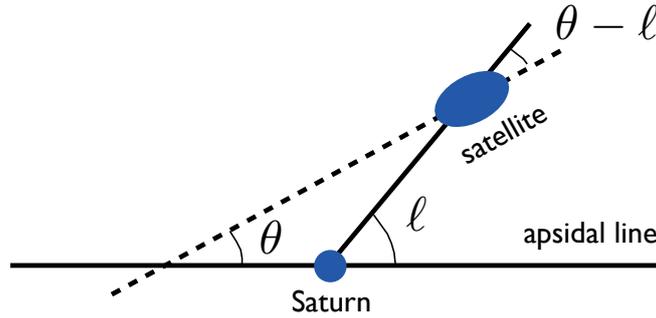


FIG. 3: Orientation of the satellite

libration in longitude :

$$\gamma = \theta - (\bar{n} - s)t \quad (2)$$

The behavior of the physical libration is shown in Figure 4 which mainly shows the long-period oscillations (see Fig. 2). It is natural to split the libration in the sum of a long-period component γ_l and a short-period component γ_s :

$$\gamma = \gamma_l + \gamma_s \quad (3)$$

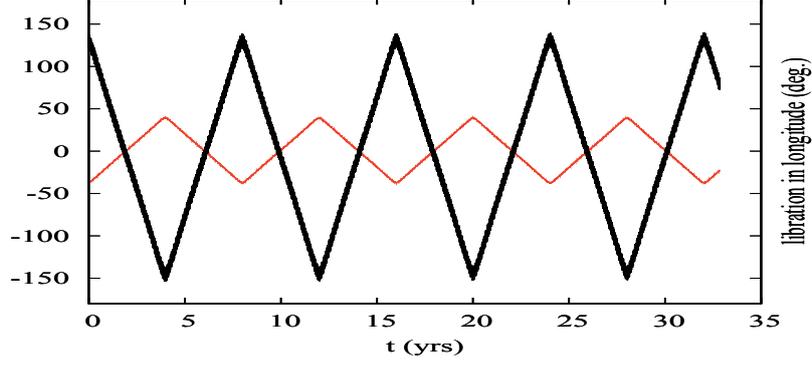


FIG. 4: physical libration of Janus (red) and Epimetheus (black).

The long-period librations γ_l result from swap of 8 years that reaches large values for Epimetheus (up to 130°).

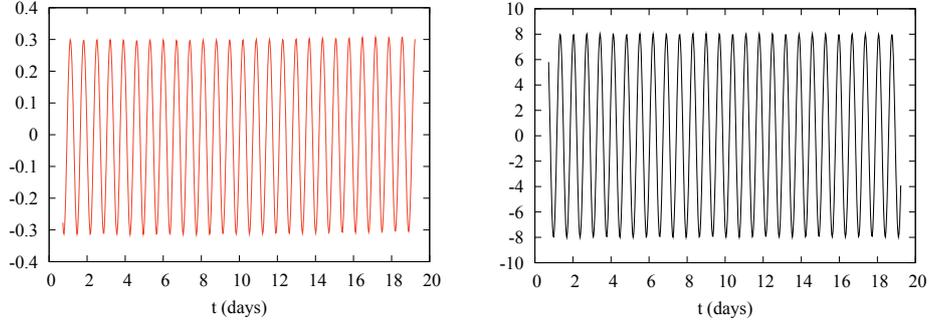


FIG. 5: Short-period oscillations of the physical libration during the first 20 days of integration. Left for Janus and right for Epimetheus.

This outstanding behavior is due to the small mass of Epimetheus, which is more sensitive to close encounters than Janus (Janus is 3.6 times more massive than Epimetheus). For short-period librations γ_s , figure 5 highlights an amplitude of 0.33° for Janus and 8.0° for Epimetheus. Even though it appears periodic, a careful frequency analysis highlights a wide spectrum of frequencies in these motions, requiring an analytical approach to separate each component.

In order to obtain an analytical solution of the Equation (1), we linearize it, neglect the term of second order in eccentricity and expand the orbital elements in quasi-periodic series of the form :

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \bar{n}t + \sum_{p \geq 1} \beta_p \sin(pvt + \varphi_p), \quad a(t) = \bar{a} \left[1 + \sum_{p \geq 1} \alpha_p \cos(pvt + \varphi_p) \right]$$

We also assume that the eccentricity is constant and equal to \bar{e}

Solution :

$$\gamma_l(t) = \sum_{p \geq 1} \beta_p \sin(pvt + \varphi_p) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \gamma_s(t) = & \frac{2\bar{e}\bar{\sigma}^2 J_0(\beta_1)}{\bar{\sigma}^2 - (\bar{n} - g)^2} \sin((\bar{n} - g)t + \ell_0) + \\ & 2\bar{e}\bar{\sigma}^2 \sum_{p \geq 1} J_p(\beta_1) \left[\frac{\sin((\bar{n} - g + pv)t + p\varphi_1 + \ell_0)}{\bar{\sigma}^2 - (\bar{n} - g + pv)^2} - (-1)^p \frac{\sin((\bar{n} - g - pv)t - p\varphi_1 + \ell_0)}{\bar{\sigma}^2 - (\bar{n} - g - pv)^2} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

with J_p is the p^{th} Bessel function. The slow oscillating terms are essentially generated by the long-period variations of the mean longitude of the satellites (period of 8 years). The amplitudes of the rapidly oscillating terms depend on the magnitude of the forcing $2\bar{e}\bar{\sigma}^2 J_p(\beta_1)$ and on the proximity of the forcing frequency $\bar{n} - g \pm pv$ with the libration proper frequency $\bar{\sigma}$. In the case of Janus, the proper frequency is 4.96 rad/day, which is far from the resonance,

whereas for Epimetheus the proper frequency is equal to 8.52 rad/days, and its influence on the amplitude is substantial (Figure 5).

By contrast to the Keplerian case where :

$$\gamma(t) = 0, \quad \gamma_s(t) = \frac{2\bar{e}\bar{\sigma}^2}{\bar{\sigma}^2 - (\bar{n} - g)^2} \sin((\bar{n} - g)t + \ell_0)$$

The swap results in the amplitude of the term associated to the frequency $\bar{n} - g$ to be proportional to $\bar{e}J_p(\beta_1)$. This term is of the order of 1 for Janus, but for Epimetheus it is much more significant. This value can be as low as 0.22. Therefore, for both satellites, the rotation significantly departs from the Keplerian case.

3. Geophysics

The short-period librations bring information on the internal structure of the satellites because their amplitudes are strongly sensitive to triaxiality (Figure 6), whereas the long-period librations have amplitudes almost independent of the internal structure. Nevertheless, as the amplitudes associated to the long period are dominant, it is important to introduce them in the reduction process (as in the case of Enceladus : Rambaux et al. [3]).

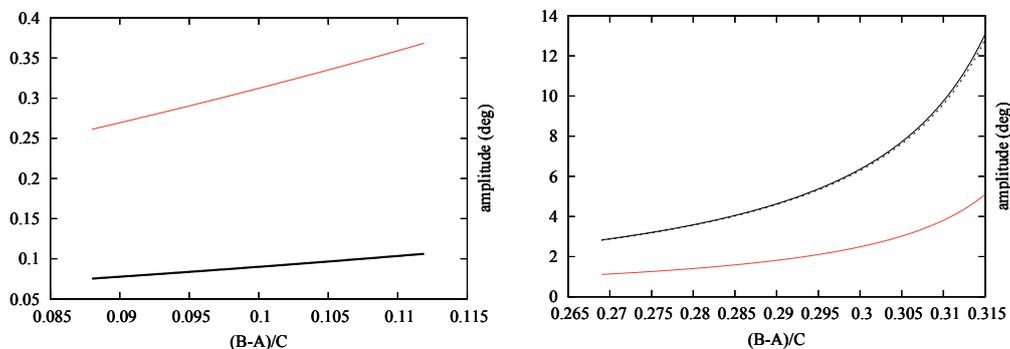


FIG. 6: Dependence on the triaxiality of the amplitude of the terms of frequency $\bar{n} - g$ (red) $\bar{n} - v$ (solid black), $\bar{n} - g + v$ (dashed black). The triaxiality is ranged within the error bars provided by Tiscareno [1]. For Janus : 0.100 ± 0.012 (left). For Epimetheus [0.269 : 0.315] (right).

Then, we study the offset in the direction of the longest figure axis of the moons, constant in time, for Janus (5.2°) obtained by Tiscareno [1]. We investigated the impact of spherical harmonics of degree 3 and found that the gravity anomalies have to be unrealistically large in order to explain the observations, even for rubble-piles like Janus and Epimetheus. Nevertheless, the contribution of density anomalies cannot be completely ruled out, and more complex shape models remain to be developed in order to better assess the influence of non-hydrostatic anomalies on rotation. Finally, we introduced the tidal torque in our numerical simulation and found that the gravitational torque on the tidal bulge is not strong enough to create an offset of a few degrees.

4. Acknowledgments

Part of the research described in this abstract was carried out at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under a contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Références

- [1] Tiscareno, M. S., Thomas, P. C., and Burns, J. A. (2009). *Icarus*, 204 :254-261.
- [2] Noyelles, B. 2010, *Icarus*, 207, 887
- [3] Rambaux, N., Castillo-Rogez, J. C., Williams, J.G.,Karatekin, O. (2010). *Geophys. Res. Lett.*, 37.
- [4] Robutel, P., Rambaux N., Castillo-Rogez, J. (2011). *Icarus* (in press).

Un nouveau modèle pour les forces non gravitationnelles cométaires

L. Maquet, F. Colas, L. Jorda, J. Crovisier

Introduction

Le dernier modèle empirique le plus utilisé est celui de Marsden [3] qui a été développé il y a environ 37 ans. Ce modèle symétrique considère une activité globale de la moitié du noyau cométaire constitué uniquement de glace pure.

Dans ce travail, nous avons revisité le problème du calcul des forces non gravitationnelles et de la détermination de la densité du noyau. Dans une première partie, nous expliquerons ce que sont les forces non gravitationnelles. Puis, nous présenterons les hypothèses du modèle et l'approche géométrique. Ensuite, nous concentrerons notre étude sur le calcul et l'ajustement du modèle. Finalement, la dernière partie sera dédiée aux résultats préliminaires.

1. Les forces non gravitationnelles

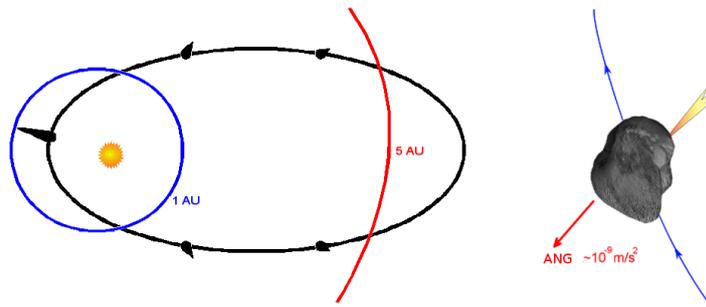


Fig. 1 : Orbite et augmentation du dégazage en fonction de la distance au périhélie à gauche et action des forces non gravitationnelles à droite

Les forces non gravitationnelles sont des forces de réaction dues au dégazage du noyau cométaire. Plus le noyau se rapproche du Soleil, plus cette force sera importante (cf. fig 1). Cette force induit des perturbations de l'orbite dite « purement gravitationnelle ».

2. Hypothèses du modèle

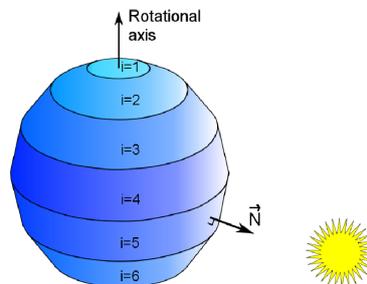


Fig. 2 : Vue géométrique d'un modèle de noyau comprenant sept bandes latitudinales

Le noyau est modélisé sous la forme d'une pseudo-sphère découpée en bandes latitudinales (cf. fig. 2). L'inertie thermique du noyau est négligée et la vitesse du gaz est considérée comme proportionnelle à la vitesse thermique du gaz. Ces hypothèses sont moins restrictives que celles du modèle de Marsden [3] et permettent ainsi les effets saisonniers.

3. Calcul et ajustement du modèle

L'accélération non gravitationnelle s'exprime sous la forme suivante :

$$\vec{A}_{NG}(t) = \frac{1}{\rho V} \sum_{i=1}^k C_i S_i \left(\frac{d\vec{F}(t)}{dS} \right)_i \quad (1)$$

où V est le volume du noyau et ρ sa densité, C_i sont des coefficients décrivant l'activité de chaque bande latitudinale, S_i étant leur surface, $\left(\frac{d\vec{F}(t)}{dS} \right)_i$ est la force non gravitationnelle par unité de surface due à la bande i moyennée sur une période.

Après simplification des calculs, on peut voir que l'accélération due au dégazage de l'eau dépend du produit de la densité par le rayon du noyau ρR et des coefficients C_i décrivant l'activité de chaque bande latitudinale :

$$\vec{A}_{NG}(t) \propto \frac{1}{\rho R} \sum_{i=1}^k C_i \left(\frac{d\vec{F}(t)}{dS} \right)_i \quad (2)$$

La force surfacique (cf. fig. 3) dépend du taux de sublimation Z calculé à l'aide de l'incidence des rayons du Soleil et du calcul de la vitesse du gaz V_g à partir de la température [1] :

$$\left(\frac{d\vec{F}(t)}{dS} \right)_i = Z_i(t) \cdot V_{g_i}(t) \cdot M_{H_2O} \cdot \vec{N}_i \quad (3)$$

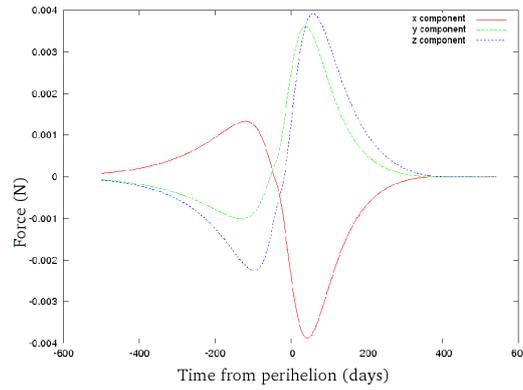


Fig. 3 : Exemple des composantes de la force non gravitationnelle pour une des bandes

L'ajustement du modèle se fait à l'aide de la méthode L-BFGS (une méthode quasi newtonienne d'ajustement sous contraintes. Les paramètres ajustés sont :

- les conditions initiales de position et de vitesse de la comète ;
- ρR , le produit densité-rayon ;
- les coefficients C_i (entre 0 et 1).

Les données sur lesquelles l'ajustement est effectué :

- actuellement : les positions astrométriques issues des MPC ;
- dans un futur proche : le taux de production d'eau (mesures HST et radio de Nancy mais aussi des observations photométriques de l'observatoire du Pic du Midi par exemple), la vitesse du gaz (données radio de Nancy).

4. Résultats préliminaires

4.1 Vérification du calcul de la latitude du point subsolaire

La latitude du point subsolaire est le point de départ du calcul de l'élévation du Soleil, du taux de production de gaz et enfin des forces non gravitationnelles. La position dans le repère cométocentrique de ce point varie en fonction du temps du fait de l'inclinaison de l'axe de rotation et de la rotation du noyau autour de son axe et autour du Soleil. La figure 4 montre que le calcul de la latitude du point subsolaire donne des résultats similaires à ceux de B.J.R. Davidsson et P.J. Gutiérrez (2004) [2].

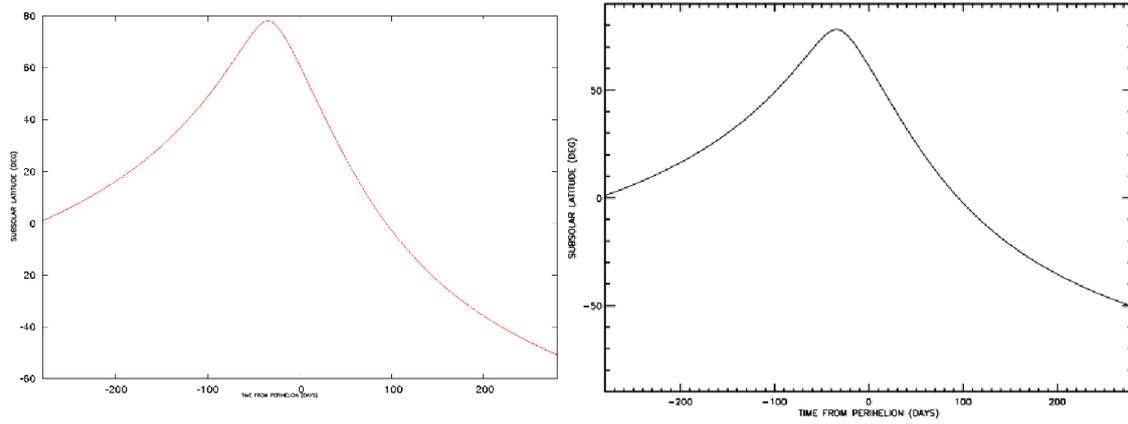


Fig. 4 : Latitude du point subsolaire de la comète 19P/Borrelly pour un axe de rotation $(\alpha, \delta) = (220^\circ, -10^\circ)$ comparé au calcul de B.J.R. Davidsson et P.J. Gutiérrez (2004) [2] sur la droite

4.2 Calcul de l'accélération non gravitationnelle

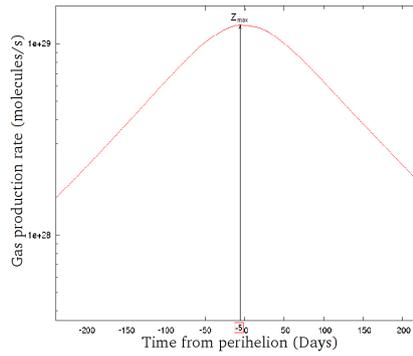


Fig. 5 : Taux de production du gaz d'un noyau entièrement actif ayant un axe de rotation $(\alpha, \delta) = (220^\circ, -10^\circ)$ [2] en fonction du temps pour la comète 19P/Borelly

La figure 5 montre la courbe de production du gaz qui est obtenue à partir du bilan énergétique suivant :

$$(1 - A) \frac{F_\odot}{R_h^2} \cos z = \varepsilon \sigma T^4 + H(T)Z(T)(1 - \alpha) \quad (4)$$

où A est l'albédo de Bond, F_\odot la constante solaire, R_h la distance héliocentrique de la comète, z l'élévation du Soleil, ε l'émissivité infrarouge du noyau, σ la constante de Stefan-Boltzmann, T la température de surface de la zone, α un paramètre de recondensation de l'eau [1], $H(T)$ la chaleur latente de sublimation et $Z(T)$ le taux de sublimation. Le déplacement du maximum par rapport au périhélie est dû à l'orientation de l'axe de rotation $(\alpha, \delta) = (220^\circ, -10^\circ)$.

La figure 6 montre que les contributions maximales de chaque bande latitudinale de l'accélération non gravitationnelle pour un modèle à sept bandes. On peut remarquer que toutes ces contributions sont relativement distinctes, ce qui permet un ajustement des coefficients C_i . L'accélération non gravitationnelle totale consiste en une combinaison linéaire de ces contributions.

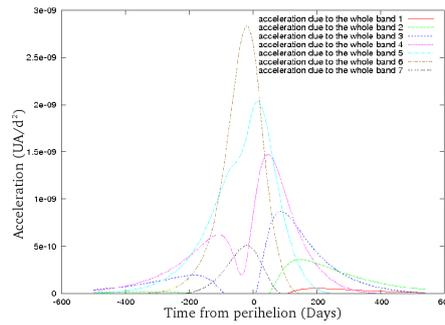


Fig. 6 : Accélérations non gravitationnelles de toutes les bandes pour un modèle à sept bandes pour la comète 19P/Borrelly

5. Conclusion

Dans un futur proche, la méthode des perturbations sera appliquée aux forces non gravitationnelles qui sont très faibles par rapport aux forces gravitationnelles, ce qui permettra un ajustement plus précis des coefficients C_i . Nous appliquerons ensuite ce modèle à des comètes bien connues (survolées par des sondes par exemple) telles que 19P/Borrelly, 81P/Wild2, 103P/Hartley2 and 1P/Halley, le but premier étant de déterminer le produit densité-rayon de façon précise. Les observations Gaia seront particulièrement utiles car elles permettront d'accroître la précision de cette estimation de ρR .

Les prochaines évolutions du modèle seront d'utiliser une forme ellipsoïdale pour le noyau mais aussi d'ajouter l'ajustement du taux de production en utilisant les mesures $Af\rho$ et la vitesse du gaz à partir des mesures radio de l'observatoire de Nancy.

Références

- [1] J.F. Crifo, *A&A*, n° 1-2, vol. 187, 1987, p. 438-450
- [2] B.J.R. Davidsson et P.J. Gutiérrez, *Icarus*, vol. 168, issue 2, 2004, p. 392
- [3] B.G. Marsden et al., *AJ*, vol. 78, 1973, p. 21

SAT-light : un intégrateur semi-analytique comme contribution de l'IMCCE à la Loi sur les Opérations Spatiales ("L.O.S.")

F. Deleflie, S. Wailliez, A. Vienne

Introduction

Nous présentons ici les principes et résultats principaux obtenus avec le logiciel SAT-light, développé par les auteurs de l'article en collaboration avec des collègues du CNES et du groupe Thales : Vincent Morand, Clémence Le Fevre, Hubert Fraysse, Thierry Martin, Alain Lamy. Des considérations plus détaillées peuvent être obtenues dans [1] pour les tests réalisés, dans [3] pour la théorie spécifiquement développée pour les orbites basses, et [4] pour les orbites hautes. On trouvera également dans [5] des détails sur la Loi sur les Opérations Spatiales ("L.O.S."), et on pourra consulter [2] pour les principes de base de l'intégration analytico-numérique des équations du mouvement d'un satellite artificiel retenues pour cette étude.

La Loi sur les Opérations Spatiales a été votée par le Parlement français en 2008, et entre en application pour les satellites artificiels à la fin 2010. Elle s'appuie sur un certain nombre de recommandations formulées par l'IADC (Inter-Agency Space Debris Coordination Committee), qui visent à définir des règles de "bonne conduite" pour la préservation de l'environnement spatial. Cela signifie par exemple qu'il faut placer les satellites artificiels arrivés en fin de vie opérationnelle sur des orbites de fin de vie qui minimisent les risques de collision avec d'autres satellites opérant dans les mêmes régions. Deux régions protégées sont ainsi définies : (i) la région des orbites basses, (ii) la région des orbites géostationnaires. Pour les orbites basses, des règles spécifiques s'appliquent pour les satellites d'altitude inférieure à 2000 kilomètres : en fin de vie opérationnelle, ils doivent être désorbités (entrée atmosphérique directe), ou placés sur une orbite dont la durée de vie est inférieure à 25 ans, ou ré-orbités de telle sorte que la nouvelle trajectoire ne ré-intersecte pas la région protégée des orbites basses avant au moins 100 ans. La région protégée des orbites géostationnaire est quant à elle définie à la fois par une gamme d'altitude (200 kilomètres de part et d'autre de l'altitude géostationnaire nominale), et par une gamme d'inclinaison (entre -15° et $+15^\circ$ d'inclinaison par rapport à l'équateur). Les satellites arrivés en fin de vie opérationnelle doivent être désorbités (entrée atmosphérique directe) ou réorbités de telle sorte qu'ils ne pénètrent pas dans cette région protégée avant au moins 100 ans.

Dans ce contexte, le CNES, en tant qu'agence française de l'espace, avait comme rôle de fournir aux industriels lanceurs de satellites les outils d'analyse de l'adéquation du choix d'une orbite aux spécifications de la L.O.S., et de fournir également les moyens d'analyse de sensibilité de la stabilité de la trajectoire aux conditions initiales. Une très grande rapidité d'exécution, sur 100 ans voire plus, était donc requise. Cela imposait presque de fait le recours à des méthodes semi-analytiques, pour utiliser un pas très grand dans l'intégration numérique des équations moyennes du mouvement, qui sont à la base des méthodes d'astronomie. La collaboration 2010 entre le CNES et l'IMCCE a ainsi donné naissance au logiciel SAT-light, mis au point dans le laboratoire et codé essentiellement en fortran, et à sa version industrielle, STELA, codé en java et mis à la disposition des opérateurs de satellites.

D'un point de vue de mécanique céleste/spatiale, les paramètres les plus importants dont il faut surveiller l'évolution temporelle sont bien évidemment le demi grand axe, l'excentricité, et dans une moindre mesure, l'inclinaison.

1. Principes généraux de la modélisation

Les orbites sont décrites à travers un jeu de paramètres désigné \mathbf{E} , et défini par :

- $\mathbf{E} = (a, C = e \cos \omega, i, \Omega, S = e \sin \omega, \lambda = \omega + M)$ pour les orbites basses
- $\mathbf{E} = (a, \xi = \Omega + \omega + M, e_x = e \cos(\Omega + \omega), e_y = e \sin(\Omega + \omega), i_x = \sin \frac{i}{2} \cos \Omega, i_y = \sin \frac{i}{2} \sin \Omega)$ pour les orbites géostationnaires, les paramètres $(a, e, i, \Omega, \omega, M)$ désignant les paramètres képlériens traditionnels.

1.1 Equations moyennes de la dynamique

Les équations moyennes de la dynamique sont intégrées numériquement avec un algorithme de Runge Kutta

d'ordre 6, dont on a assuré la stabilité par test aller-retour. Pour les perturbations d'origine gravitationnelle, les équations moyennes proviennent d'une moyennisation analytique (d'ordre 1 ou 2) :

$$\bar{U} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U(d\lambda \text{ ou } d\xi)$$

où U désigne le potentiel osculateur de la force considérée, de telle sorte que les équations planétaires moyennes de Lagrange s'écrivent (\mathcal{L} désignant la matrice des équations de Lagrange) :

$$\frac{d\bar{\mathbf{E}}}{dt} = \mathcal{L}(\bar{\mathbf{E}}) \frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{\mathbf{E}}}$$

Pour modéliser le freinage atmosphérique moyen, pour les orbites basses, une quadrature numérique a été utilisée : la méthode retenue est une quadrature de Simpson, qui fournit une bonne approximation de l'intégrale à calculer, si la fonction à moyenniser est suffisamment régulière, ce qui est le cas ici (sauf pour les orbites à très fortes excentricités qui subissent de très grandes variations de densité atmosphérique entre le périégée et l'apogée, ce qui peut être compensé par une augmentation du nombre de points d'appui pour évaluer la quadrature)

Supposons que l'intervalle $[a, b]$ soit divisé en n parties égales, n étant un nombre pair. La valeur moyenne de f sur $[a, b]$ avec l'évaluation de Simpson est :

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{h}{3} \left(f(x_0) + 2 \sum_{j=1}^{\frac{n}{2}-1} f(x_{2j}) + 4 \sum_{j=1}^{\frac{n}{2}} f(x_{2j-1}) + f(x_n) \right)$$

où $x_j = a + jh$ pour $j = 0, n$ avec $h = \frac{b-a}{n}$ (ce qui donne en particulier $x_0 = a$ et $x_n = b$). Une évaluation de la valeur absolue de l'erreur causée par la méthode est :

$$\frac{h^4}{180} (b-a) \max_{\xi \in [a,b]} |f^{(4)}(\xi)|$$

La quadrature est évaluée une fois par N pas d'intégration (paramétrable). Les instants correspondants à ces points sont calculés en inversant l'équation de Képler.

Les points moyens sont ensuite convertis en éléments osculateurs par ajout des courtes périodes analytiques (voir ci après). Chacun de ces points devenus osculateurs est ensuite converti en coordonnées cartésiennes, pour exprimer facilement la vitesse par rapport à l'atmosphère. Les composantes de la force perturbatrice osculatrice sont enfin exprimées dans le repère local lié au satellite et défini par la vitesse, et les seconds membres osculateurs $d\mathbf{E}/dt$ sont exprimées au moyen des équations de Gauss. La valeur moyenne $d\bar{\mathbf{E}}/dt$ est donc obtenue par quadrature composite de Simpson, à partir de ces n valeurs de $d\mathbf{E}/dt$. Au minimum, en théorie $n = 3$; en pratique, il faut au moins $n = 9$.

1.2 Comparaison à l'intégration numérique

Une transformation entre éléments osculateurs et éléments moyens a été formulée, pour :

- (i) déduire les conditions initiales moyennes à partir de conditions initiales osculatrices,
- (ii) obtenir en sortie du logiciel des éléments de type "osculateur" directement comparables aux résultats de l'intégration numérique.

Cette formulation est basée sur un développement du potentiel perturbateur du champ de gravité jusqu'à l'ordre 2 en excentricité, en ne considérant (dans cette version simplifiée) que le seul terme J_2 . On obtient :

$$\begin{aligned} U &= U_1 + U_2, \text{ avec :} \\ U_1 &= \mu J_2 \frac{R_0^2}{a^3} \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 i \right) (1 - e^2)^{-\frac{3}{2}} \\ U_2 &= \mu J_2 \frac{R_0^2}{a^3} \left(\left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \sin^2 i \right) \left(3e \cos M + \frac{9}{2} e^2 \cos 2M \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{4} \sin^2 i \left(-\frac{e}{2} \cos(2\omega + M) + \left(1 - \frac{5}{2} e^2 \right) \cos(2\omega + 2M) \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{7}{2} e \cos(2\omega + 3M) + \frac{17}{2} e^2 \cos(2\omega + 4M) \right) \end{aligned}$$

La formulation des courtes périodes, qui est justement à la base de cette transformation, passe par la détermination d'une fonction génératrice W qui doit satisfaire :

$$\bar{n} \frac{\partial W}{\partial \lambda} = -U_2$$

On a ainsi par exemple :

$$\begin{aligned} \bar{a}_0 &= a_0 + \frac{2a_0}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \Big|_{E_0} \\ \bar{C}_0 &= C_0 + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{S_0 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial i} \Big|_{E_0} - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \eta_0 \frac{\partial W}{\partial S} \Big|_{E_0} - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} C_0 \frac{\eta_0}{1 + \eta_0} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \Big|_{E_0} \\ \bar{S}_0 &= S_0 - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{C_0 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial i} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \eta_0 \frac{\partial W}{\partial C} \Big|_{E_0} - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} S_0 \frac{\eta_0}{1 + \eta_0} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \Big|_{E_0} \\ \bar{i}_0 &= i_0 - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{S_0 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial C} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{C_0 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial S} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{1 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \Big|_{E_0} \\ \bar{\Omega}_0 &= \Omega_0 + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{1}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial i} \Big|_{E_0} \\ \bar{\lambda}_0 &= \lambda_0 - \frac{2a_0}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{\partial W}{\partial a} \Big|_{E_0} + \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{\eta_0}{1 + \eta_0} \left(C_0 \frac{\partial W}{\partial C} \Big|_{E_0} - S_0 \frac{\partial W}{\partial S} \Big|_{E_0} \right) - \frac{1}{\sqrt{\mu a_0}} \frac{1 \cos i_0}{\eta_0 \sin i_0} \frac{\partial W}{\partial i} \Big|_{E_0} \end{aligned}$$

1.3 Modélisation de l'éphéméride luni-solaire

Le modèle pour l'orbite solaire que nous avons retenu est très largement inspiré des formules de Méeus où nous nous sommes concentrés sur l'obtention des composantes cartésiennes de la position du Soleil, pour prise en compte (i) dans la formulation de la perturbation de troisième corps à travers les 3 cosinus directeurs de la direction centre de la Terre - Soleil, et la distance Terre - Soleil), (ii) dans la modélisation du freinage atmosphérique pour "alimentation" des modèles d'atmosphère, (iii) dans la modélisation de la pression de radiation solaire directe, et la gestion du passage du satellite dans le cône d'ombre (cylindrique) de la Terre.

Le repère est orienté selon :

- direction primaire (axe X) : équinoxe moyen de la date, orienté vers le point vernal,
- direction tertiaire (axe Z) : l'axe polaire qui définit l'équateur moyen,
- direction secondaire (axe Y) : direction qui fait du trièdre (X, Y, Z) un trièdre direct.

La prise en compte des perturbations induites par la Lune a aussi nécessité de disposer d'une éphéméride lunaire, inspirée elle aussi des formules de Meus.

Les éphémérides obtenues par les formules simplifiées ont bien évidemment été comparées aux éphémérides officielles.

2. Aspects spécifiques à la modélisation long terme des orbites basses

Le tableau 1 synthétise la modélisation retenue pour les orbites basses, et la figure 1 donne un exemple de comparaison entre le résultat issu de l'intégration numérique (vu comme une référence) et le résultat SAT-light issu de l'intégration semi-analytique.

TAB. 1: Modèle dynamique moyen pour les orbites LEO

Perturbation	Modèle et commentaires
Champ de Gravité J_2 Zonaux	Tous les calculs sont développés en excentricité. Coupure des termes selon le critère $J_n^m e^\alpha \leq 10^{-7}$ couplages à l'ordre 2 (J_2^2) J_3, J_4, J_5 (perturbations induites sur toutes les variables) jusque J_{15} (perturbations induites sur le vecteur excentricité (indispensable au voisinage de l'inclinaison critique))
Troisième corps	Calculs jusqu'au degré 3.
Freinage activité solaire	quadrature numérique, sans couplage ; plusieurs modèles d'atmosphère disponibles (DTM-94, MSIS-86, MSIS-2000 ...) flux solaire (10.7 cm) et coefficient d'activité géomagnétique tri-horaires K_p

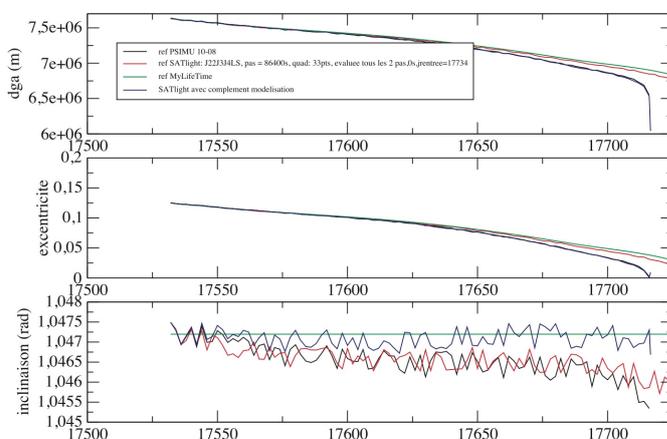


FIG. 1: Comparaison entre une intégration numérique long terme de référence et l'intégration SAT-*light* pour une orbite excentrique au voisinage de l'inclinaison critique. La couleur noire correspond à l'intégration numérique de référence, la couleur verte au résultat du meilleur outil jusque là disponible au CNES, la couleur rouge à SAT-*light*, avec une modélisation zonale limitée à J_2, J_3, J_4 , et la couleur bleue à SAT-*light* modélisant les zonaux jusque J_{15} . La correspondance entre l'intégration semi-analytique et l'intégration numérique est excellente, les dates de rentrée étant extrêmement proche. On constate également une circularisation de l'orbite due au freinage atmosphérique, et des variations de l'inclinaison dues aux effets luni solaires.

3. Aspects spécifiques à la modélisation long terme des orbites géostationnaires

Le tableau 2 synthétise la modélisation retenue pour les orbites dans la région de la ceinture géostationnaire, et la figure 2 donne un exemple de comparaison entre le résultat issu de l'intégration numérique (vu comme une référence) et le résultat SAT-light issu de l'intégration semi-analytique.

TAB. 2: Modèle dynamique moyen pour les orbites GEO

Perturbation	Modèle et commentaires
Champ de Gravité Zonaux Tesséraux	Tous les calculs sont développés en excentricité. Coupure des termes selon le critère $J_n^m e^\alpha \leq 10^{-7}$ J_2, J_3, J_4, J_5 (perturbations induites sur toutes les variables) termes résonants (en $q = 0$ et $q = \pm 1$) jusqu'au degré 4
Troisième corps	Calculs jusqu'au degré 4.
Pression de radiation solaire	Avec et sans gestion de l'ombre

4. Conclusions

La modélisation du mouvement à long terme a été mise au point en comparant dans diverses configurations dynamiques les résultats de l'intégration numérique classique à l'intégration semi-analytique. Seules les perturbations les plus importantes figurent dans la modélisation, et les tests ont en fait comparé les résultats de l'intégration numérique prenant en compte toutes les perturbations possibles avec la modélisation simplifiée SAT-light. Les échanges avec le CNES ont été suffisamment nombreux pour que les comparaisons soient excellentes, pour chacune des classes d'orbite. Les résultats du travail forment le cœur de deux logiciels, SAT-light et STELA, dont le développement sera poursuivi en 2011 avec l'insertion d'une modélisation adaptée, de plus, aux orbites de transfert géostationnaires (GTO). Ce travail fait l'objet de plusieurs publications non encore toutes finalisées à la date de rédaction de cet article, et permet d'envisager une investigation systématique des zones de résonance (incluant les troisièmes corps), dans un nombre extrêmement grand de conditions initiales différentes. Par ailleurs, le logiciel SAT-light, bientôt accessible via une page web dédiée, fait partie intégrante du schéma d'analyse global du projet PODET, volet "débris spatiaux".

Références

- [1] F. Deleflie, S. Wailliez : Notice d'utilisation et considérations théoriques du logiciel SAT-light, *Note technique*, 2010.
- [2] F. Deleflie, A. Rossi, G. Métris, F. Barlier, C. Portmann : Semi-analytical investigations of the long term evolution of the eccentricity of Galileo and GPS-like orbits, *Advances in Space Research*, in press, 2011.
- [3] F. Deleflie, S. Wailliez *et al.* : A new release of the mean orbital motion theory, and a new tool provided by CNES for long term analysis of disposal orbits and re-entry predictions. Part I : Low Earth Orbits, *in preparation*, 2011.
- [4] F. Deleflie, S. Wailliez *et al.* : A new release of the mean orbital motion theory, and a new tool provided by CNES for long term analysis of disposal orbits and re-entry predictions. Part II : Geostationary Orbits, *in preparation*, 2011.
- [5] H. Fraysse, V. Morand, C. Le Fevre, F. Deleflie, S. Wailliez, T. Martin, A. Lamy : Long term orbit propagation techniques developed in the frame of the French Space Act, *Proc. of the International Symposium on Space Flight Dynamics*, 2011.

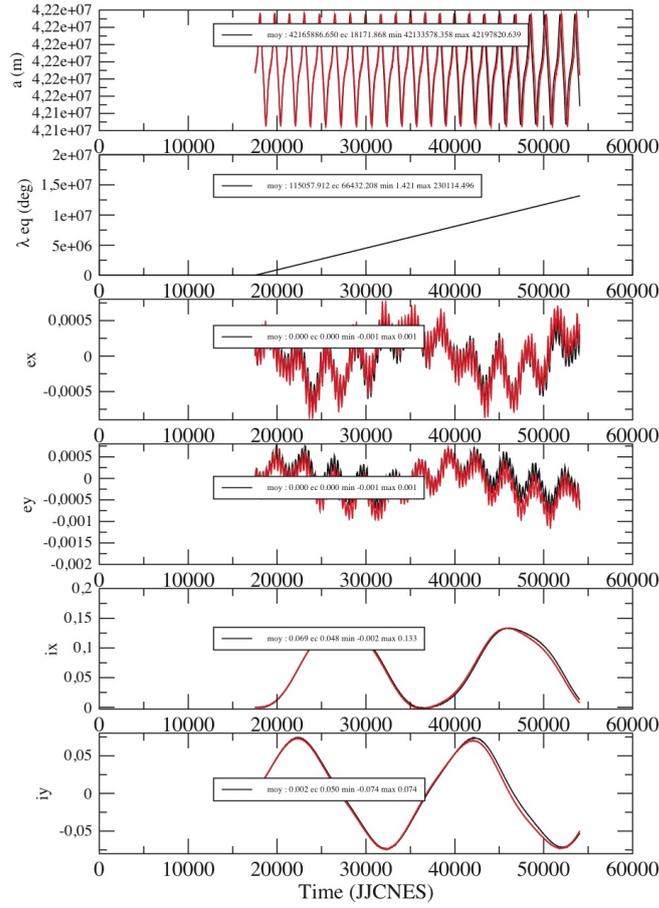


FIG. 2: Comparaison entre une intégration numérique long terme de référence (rouge) et l'intégration SAT-light (noir) : cas d'une orbite géostationnaire typique. Les éléments orbitaux sont a , $\lambda_{eq} = \xi = \Omega + \omega + M$, $e_x = e \cos(\Omega + \omega)$, $e_y = e \sin(\Omega + \omega)$, $i_x = \sin \frac{i}{2} \cos \Omega$, $i_y = \sin \frac{i}{2} \sin \Omega$. On reconnaît la variation typique du demi-grand axe due aux tesséraux résonants, les effets luni solaires agissant sur le vecteur excentricité, et le vecteur inclinaison variant à longue période entre 0 et 15° .

Almost-Collision orbits in the Spatial Three Body Problem

Lei Zhao

1. Introduction

In the Newtonian three-body problem, two kinds of collisions are possible : double collisions and triple collisions. However, due to a celebrated theorem of Sundman, the triple collision is not possible in the three-body problem with non-zero total angular momentum. Yet these two kinds of collisions are also different from the regularization point of view : Double collisions can be block-regularized , while triple collisions cannot be block-regularized generally. ¹. This, in particular, enables us to study the neighborhood of double collisions via the perturbation theory, which was initially developed in the neighborhood of circular, horizontal motions of the N-body problem, with the purpose of understanding the dynamics of the solar system.

The possibility of block-regularization of double collisions is deduced from the block-regularization of the Kepler problem. The regularization of the Kepler problem has been known since a long time : according to A.Albouy, Levi-Civita regularization of the planar Kepler problem can be chased back to E.Goursat in the 19th century. Nowadays, several different methods of regularizing the Kepler problem in different dimensions of spaces are available, which in turn, makes the perturbative study in the neighborhood of double inner collisions in the three(or more) body problem possible.

By showing the existence of invariant punctured tori in the regularized planar circular restricted three body problem, Alain Chenciner and Jaume Llibre [3] were able to show the existence of the solutions such that the asteroid goes arbitrarily near one of the primaries and change it's directions, but avoids colliding with the primary each time. The idea is to regularize the double collision between the asteroid and the primary by Levi-Civita regularization, and then show the existence of invariant tori which meet transversely the circle which was added in order to compactify the phase space. (Such invariant tori correspond to *punctured* invariant tori of the original system.) for the regularized system in the neighborhood of double collision with this primary. Since the flow is irrational, most of the orbits avoid running into the isolated points that added to the phase space, but get arbitrarily close to them.

In [2], Jacques Féjóz generalized this study to the planar full three body problem, and showed the existence of the solutions, such that the inner pair get arbitrarily closer to each other infinitely many times and change their directions, but never get into collision. The study was based on a global understanding of the secular dynamics, especially a detailed understanding of the secular dynamics near a rectilinear degenerate inner ellipse, after regularizing the inner double collision by a natural extension of the Levi-Civita regularization. The invariant tori are shown to exist by KAM theory. On a particular invariant torus, the set that corresponds to inner double collisions has codimension 2, thus by an easy measure argument, one knows that most of the orbits does not go into this set but gets closer and closer to it, which give rise to the existence of the solutions defined above.

Now the problem remains to show the existence of such motions in the spatial full three body problem.

These kind of orbits (either in the plane or in the space) are called "Oscillating orbits of the second kind" by Christian Marchal in [7]. The fact that this kind of orbits have positive measure(which is a consequence of KAM theory) in the phase space leads to the fact that most of the double collisions of the celestial bodies in the universe are of this type.

We shall call these orbits *almost collision orbits*.

This is part of my PhD project under the supervision of Alain Chenciner and Jacques Féjóz.

2. Almost collision orbits in the spatial full three body problem

To show the existence of almost collision orbits in the spatial full three body problem, we shall follow the following steps :

3. Build normal forms

We denote by F the Hamiltonian of the full three body problem by fixing the center of mass at origin, and proceed with the Jacobi decomposition, thus $F = F_{kep} + F_{pert}$, with F_{kep} is the Hamiltonian of the two uncoupled

1. The definition of block regularization can be found, for example in [5]

Kepler problem, and F_{pert} the perturbing part. F_{pert} is small relative to the Keplerian part F_{kep} . We suppose neither of the two ellipses are circular.

One then averages F_{pert} with respect to the fast angles (so to make the new perturbation part smaller and smaller). Unlike in the planar case, here the first-averaged perturbing function $\langle F_{pert} \rangle$ is not integrable in general. However a lucky thing happens if one expands this function in powers of the ratio of the semi-major axes $\frac{a_1}{a_2}$, with a_1 the semimajor axis of the inner ellipse, and a_2 the semimajor axis of the outer ellipse. A good choice of the parameters of the Jacobi decomposition (as in [2]) can be made so that this expansion starts with the second order term $\langle F_{pert} \rangle = F_{quad} \frac{a_1^2}{a_2^2} + o((\frac{a_1}{a_2})^3)$. The lucky thing is that F_{quad} does not depend on g_2 (longitude of the perihelion of the outer ellipse), which reduce F_{quad} to one degree of freedom after node reduction. Thus F_{quad} is integrable. One can then average over g_2 to make the new secular perturbation smaller and smaller.

3.1 Secular dynamics : Dynamics of F_{quad}

Due to the triangular inequality, G_1 can pass the value 0 if and only if $C = G_2$, where C is the norm of the total angular momentum, G_1 the norm of the inner angular momentum and G_2 the norm of the outer angular momentum. F_{quad} is a function of G_1, g_1 with parameters C, G_2 , with g_1 the longitude of the perihelion of the outer ellipse. The study of Lidov and Ziglin in this case in [6] gives the existence of elliptic equilibria at $G_1 = 0, g_1 = 0 \pmod{\frac{\pi}{2}}$, and closed solutions around them (if one use the coordinates G_1, g_1 in the place where they use essentially G_1^2, g_1).

3.2 Regularizing the double inner collision

One uses a natural extension of the Kustaanheimo-Stiefel regularization to regularize the double inner collision of the inner pair in the spatial full three body problem. After regularization, the collision orbits become orbits of four harmonic oscillators in 1 : 1 : 1 : 1-resonance and no longer singular. The Kustaanheimo-Stiefel regularization is defined as a S^1 -bundle, which increases the degrees of the freedom of the full system by one, with an additional first integral.

3.3 Perturbation method

After regularization, the solutions with double inner collision of the integrable approximate system are regular and well-adapted for the application of the proper-degenerate-iso-energetic KAM theorem after reduce by all the symmetries. (work in process)

Three ways seems can be pursued :

1. Reduce the problem by all the symmetries : This is possible to achieve, for example by adopting the regularized coordinates for the inner ellipse and the Poincaré coordinates for the outer ellipse with Laplace plane as reference plane, and do the reduction well so that neither of the coordinates on the reduced space are relevant to the outer ellipse. However due to the lack of "classical" coordinates in the neighborhood of degenerated ellipse (to a line section), it is not so easy to pursue toward this line.

2. Add to the full Hamiltonian the sum of some small parameters times the first integrals of the system. By a proper choice of the parameters this would then change the frequencies and make the frequency map locally non-degenerate.

3. Develop a version of the KAM theorem for systems with symmetries, where then only a part of the frequency map can be nondegenerate.

The first strategy is not so easy to pursue for this problem, due to the lack of "classical" coordinates in the neighborhood of degenerate ellipse. The second and the third strategies are somehow related and it seems that the second strategy is easier to deal with.

3.4 Transversality

Finally, one checks some transversality condition so to make sure that the sets corresponding to inner double collision on the invariant tori after perturbation are of codimension 2. Then one concludes to the existence of the almost-collision orbits for the spatial full three body problem. (work in process)

4. further problems

For $N \geq 4$, the existence of such orbits in the neighborhood of the inner double collisions is still open. It will be very interesting to look at such motions for general N body problem in the 3-dimensional or in higher dimensional spaces.

Références

- [1] J.Fejoz, *Averaging the Planar Three-Body Problem in the Neighborhood of Double Inner Collisions* , Journal of Differential Equations 175-181,2001
- [2] J.Fejoz,*Dynamique seculaire globale dans le problème plan des trois corps et application a l'existence de mouvements quasiperiodiques*,These de Université Paris 13,1999
- [3] A.Chenciner,J.Llibre, *A note on the existence of invariant punctured tori in the planar circular restricted three body problem*, Ergodic Theory and Dynamical Systems,8*,63-72,1988
- [4] L.Zhao, *Quasi-periodic Motions in the Spatial Three Body Problem*, in preraration,2010
- [5] Florin Diacu, *Singularities of the N-Body Problem*, Classical and Celestial Mechanics : The Recife Lectures, Princeton University Press, 2002
- [6] M.Lidov, S. Ziglin : *Non-restricted double-averaged three body problem in Hill's case*, Celestial Mechanics 13(1976),471-489
- [7] C.Marchal,*Collisions of stars by oscillating orbits of the second kind*,Acta Astronautica, Vol.5 p.745-764,1978

Interface d'édition en ligne

A. Dias, P. Descamps

Introduction

Lors de la conception du nouveau serveur web, en plus d'une refonte du code et de la structure des pages du site web facilitant la mise à jour des pages et les évolutions futures du gabarit, une partie *administration* a été ajoutée de manière à ce que des personnels non informaticiens puissent gérer certains aspects du web. N'importe quelle personne du laboratoire peut ainsi se connecter à l'administration (<https://www.imcce.fr/admin>) avec des niveaux de droits différents (niveau *utilisateur* par défaut).

IMCCE | Accueil Déconnexion [alrick]

IMCCE INSTITUT DE MÉCANIQUE CÉLESTE ET DE CALCUL DES ÉPHÉMÉRIDES

PANNEAU DE CONTROLE

Bienvenue **dias alrick**
Votre niveau est : **administrateur** avec le statut suivant : **Administrateur avec toutes les autorisations (correspond à 'root')**

Menus Newsletter NST Stages Utilisateurs Actualités Planning

Publications

- **Menus** : permet de gérer le menu principal de navigation des rubriques
- **Newsletter** : permet de gérer la newsletter
- **NST** : permet d'administrer les notes scientifiques et techniques (ajout, suppression, etc.)
- **Stages** : permet d'ajouter, modifier ou supprimer le libellé d'une proposition de stages
- **Utilisateurs** : permet de gérer les utilisateurs de la zone administration
- **Actualités** : permet d'ajouter, modifier ou supprimer les nouvelles astronomiques du site
- **Planning** : permet de gérer le planning
- **Publications** : permet de gérer les ouvrages présentés dans la partie publication du site

haut de page | imprimer © IMCCE Tous droits réservés

Fig. 1 : Accueil de la partie administration en mode super administrateur.

1. Actualités

Les actualités sont affichées dans le bandeau latéral des pages web. Ces actualités sont, en réalité, un flux rss (un fichier xml) qui peut être édité depuis la partie *administration*, rubrique *actualités* (cette rubrique est ouverte à tous).

Sur la première page, on peut voir la liste des news présentes dans le flux rss. En cliquant sur *nouveau*, on atteint l'interface de création d'article. On remplit alors les champs *titre* et *texte fr* (les champs *en* de préférence mais non obligatoire). On ajoute des liens (jusqu'à trois pour l'instant), la date et une image (non obligatoire mais fortement recommandée) puis on choisit de la rendre active ou non. Dans le cas où vous voulez la faire vérifier par un collègue, il sera préférable de la laisser inactive (vous pouvez par exemple envoyer un mail au webgroup@imcce.fr pour demander une vérification). Une fois la vérification terminée, il suffit de changer le statut en actif et la news apparaîtra dans le flux.

En tant qu'utilisateur, vous pouvez également modifier le contenu d'un article en le sélectionnant et en cliquant sur *éditer* (tous les utilisateurs peuvent modifier tous les articles). Cela permet notamment de modifier le statut d'une news (actif/inactif).

Le bouton *voir* permet lui de visualiser la news telle qu'elle s'affichera sur la page dédiée aux actualités.

À noter que l'interface accepte du contenu html (utile notamment pour les tableaux). Ainsi, pour faire des sauts de ligne, il faut utiliser la balise <p>. Ceci est l'unique connaissance nécessaire pour publier un article.

N'hésitez pas à publier des news qui vous semblent intéressantes, le but étant de rendre le site le plus vivant possible. Si vous rencontrez un souci ou que vous avez un doute, n'hésitez pas non plus à venir nous voir ou à nous envoyer un mail.

2. Newsletter

Le second point important de la mise à jour du site est l'élaboration d'une interface d'édition de la newsletter. Pour rappel, une newsletter (lettre d'information) est un mail présenté sous forme de page web regroupant des actualités sur un sujet précis. Dans notre cas, la newsletter permet au grand public de découvrir des informations en relation avec les activités de recherche et de service de l'IMCCE, concernant donc principalement le Système solaire.

Jusqu'à récemment, la newsletter était éditée à la main par une personne devant obligatoirement avoir des connaissances en html et représentait un temps perdu non négligeable pour celui-ci. Le but de l'interface est donc qu'une personne sans aucune connaissance informatique puisse ajouter un article à cette newsletter qui sera ensuite générée automatiquement sans aucun travail d'édition html fastidieux.

L'application est aujourd'hui opérationnelle. Vous pouvez dès aujourd'hui soumettre des articles pour la prochaine newsletter via cette interface. La seule restriction est que vous ayez les droits nécessaires. Si vous êtes intéressés pour faire partie des rédacteurs de la lettre d'information, il suffit donc d'en faire la demande auprès de Pascal Descamps ou de moi-même. Actuellement, il n'y a que quatre rédacteurs quasi permanents. Pour soulager leur travail et amener de nouveaux sujets, n'hésitez pas à y contribuer, même de manière exceptionnelle.

Si vous êtes le premier à vouloir ajouter un article, il faut commencer par créer une nouvelle newsletter en cliquant sur le bouton *créer*. Les données de la newsletter sont stockées dans un fichier qui est automatiquement généré lors du clic avec les infos concernant le mois, le numéro et l'année de la lettre. Ce système est amené à changer dans les prochaines semaines.

En cliquant sur *éditer*, après avoir coché la newsletter vous intéressant, vous serez amenés à cliquer sur la partie dans laquelle vous voulez ajouter un article. Vous arrivez ensuite sur le choix habituel *ajouter*, *modifier*, *supprimer*.

Encore une fois, la seule connaissance nécessaire à la publication d'article est que pour un saut de ligne, il faut utiliser les balises <p></p>.

Ensuite, le premier du mois suivant, la personne en charge de l'envoi de la newsletter n'a plus qu'à régler les petits détails et à cliquer sur *envoyer* et le tour est joué. Cette application permet également à chaque rédacteur de pouvoir faire relire ses articles directement en ligne sans avoir à envoyer un mail. De plus, n'importe quel rédacteur peut directement corriger les éventuelles coquilles des autres.

Vous voyez que le système est vraiment simple et que l'ajout d'un article ne prend que quelques minutes. Actuellement, nous avons un nombre d'abonnés d'environ 1 600 en constante augmentation. La newsletter devient donc un média important de communication et de diffusion des connaissances vers le public. Toute aide sera la bienvenue.

3. Nouvelle page

Le dernier point important de la mise à jour est le nouveau gabarit et la publication des pages via *Subversion*.

Pour ce qui est du gabarit, les explications précises sont disponibles sur l'intranet. Pour résumer, il utilise un moteur de template qui permet, en modifiant un fichier unique, de modifier toutes les pages (on parle ici bien sûr de l'interface et non du contenu). Ainsi, changer les couleurs de fond de tel ou tel bouton devient une action assez rapidement réalisable.

Le nouveau serveur est organisé en deux parties :

- d'un côté, le *dev/* permettant de développer des pages et de pouvoir les tester depuis l'adresse dev.imcce.fr ;
- de l'autre, le *prod/* qui est le serveur disponible à l'adresse www.imcce.fr.

Une fois la page créée sur le *dev/*, il suffit d'utiliser l'outil SVN pour publier ces pages sur le *prod/*. Toutes les explications sur SVN sont également disponibles sur l'intranet, mais pour résumer :

- la commande « svn add nom_du_fichier » permet d'ajouter une page qui vient d'être créée au serveur de prod ;
- la commande « svn ci nom_du_fichier » permet de valider une modification d'un fichier déjà existant sur le serveur de prod ;
- la commande « svn delete nom_du_fichier » permet de supprimer un fichier existant.

L'utilisation du gabarit pour la création de nouvelles pages est obligatoire. Celui-ci est très simple à utiliser et ne demande que deux modifications, le titre de la page et le nom de la rubrique de la page. Vous n'avez plus qu'à insérer le contenu de votre page à l'intérieur et le fichier est prêt à être publié.

En ce qui concerne la publication de pages sur le site, je vais finir en rappelant que si le contenu est destiné au grand public, la publication doit être faite sur le site et non sur un wiki. Celui-ci doit être réservé aux seuls groupes de projet. Si vous voulez créer une nouvelle rubrique sur le site, il suffit de venir m'en parler et quelques minutes plus tard, vous pourrez l'implémenter de nouvelles pages.

Conclusion

Des efforts importants ont été menés ces dernières années pour faciliter à la fois la maintenance, la fiabilité et l'édition de pages sur un serveur cohérent et homogène. En dépit de cela, il a été constaté que de plus en plus de collègues délaissent l'édition de pages sur le serveur ou même la simple mise à jour de pages déjà existantes au profit de sites extérieurs à l'IMCCE ou via les pages personnelles. Ceci est une lente dérive qui ne peut que desservir le site de l'IMCCE et donc également l'IMCCE. La publication de nouveaux contenus sur le serveur est très importante pour la vie du site qui continue à générer quelques 50 000 visites par mois. Le but est d'augmenter la dynamique du site en proposant des contenus récents. Plus prononcé sera l'investissement personnel et plus étoffé, non obsolète et intéressant en sera le contenu.

Dynamical parameters determination in multiple systems

Application to Pluto's system

L. Beauvalet, V. Lainey, J.-E. Arlot

Introduction

Le premier système multiple d'astéroïdes à avoir été identifié est celui constitué par (243)Ida et son satellite Dactyl qui a été découvert en 1998. Actuellement, plus de 195 systèmes multiples, aussi bien d'astéroïdes que d'objets transneptuniens, ont été confirmés.

Leur configuration est assez différente de celle des systèmes planétaires classiques, où un objet massif domine largement le mouvement de ses satellites. Ils sont plus compacts, et sont constitués d'objets plus petits et donc moins lumineux que les satellites planétaires, d'où la nécessité, en général, d'utiliser l'optique adaptative ou le télescope spatial Hubble pour les observer. La taille réduite de ces objets a une autre conséquence : ils ne sont généralement pas à l'équilibre hydrostatique, d'où une forme irrégulière. Nous nous trouvons donc confrontés à des systèmes compacts, constitués d'objets non sphériques, et où les rapports des masses de l'objet primaire du système et de son ou ses satellites sont plus proches de l'unité que dans le cas des systèmes planétaires.

Lorsque les masses du primaire et de l'un de ses satellites sont telles que le centre de gravité du sous-système n'est plus dans l'objet principal, on parlera d'objet binaire. Dans cette configuration, il y a un fort couplage entre le mouvement héliocentrique du primaire et le mouvement de révolution de son satellite. On peut alors constater des oscillations fortes de la position du primaire autour du barycentre du système. Lors de l'ajustement aux observations, ces oscillations de la position de l'objet ne sont généralement pas prises en compte. Pour pouvoir prendre en compte ces oscillations, il faut pouvoir ajuster aussi bien le mouvement du corps principal que celui de ses satellites.

C'est dans cette optique qu'a été développé le modèle dynamique qui va être présenté dans la première section. Par la suite, nous avons appliqué ce modèle au système de Pluton pour déterminer les paramètres que nous pouvons obtenir en ajustant notre modèle aux observations, puis nous avons présenté les premiers résultats obtenus par cet ajustement.

1. Modèle dynamique

Nous avons utilisé le système de Pluton comme base pour développer notre modèle dynamique. Il intègre le mouvement autour du Soleil de quatre objets : Pluton, et ses trois satellites Charon, Nix et Hydra. On prend en compte les perturbations gravitationnelles du Soleil et des planètes. Le mouvement des quatre objets est décrit dans un système de référence inertiel centré sur le barycentre du Système solaire, dont les axes sont confondus avec ceux de l'équateur terrestre J2000. On prend également en compte les perturbations du potentiel gravitationnel de Pluton et Charon dues à leur aplatissement polaire et à leur ellipticité, ces deux propriétés étant représentées respectivement par les coefficients J_2 et c_{22} . Nous utilisons les notations suivantes :

- j le Soleil ou une planète
- l un objet du système de Pluton
- M_j masse de l'objet j
- \vec{r}_j position de l'objet j par rapport au barycentre du Système solaire
- r_{ij} distance entre les objets i et j
- R_l rayon équatorial de l'objet l
- $J_2^{(l)}$ aplatissement polaire de l'objet l
- $c_{22}^{(l)}$ ellipticité équatoriale de l'objet l
- $U_{\vec{r}_i}$ fonction de force due à l'aplatissement de l'objet i sur le centre de masse de l'objet l
- $U_{\vec{r}_l}$ fonction de force due à l'aplatissement de l'objet l sur le centre de masse de l'objet i

On obtient alors l'équation du mouvement suivante pour l'objet intégré désigné par i :

$$\ddot{\vec{r}}_i = \sum_{j=1}^9 -\frac{GM_j(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{r_{ij}^3} + \sum_{l=1, l \neq i}^4 \left(-\frac{GM_l(\vec{r}_i - \vec{r}_l)}{r_{il}^3} - GM_l \nabla_i U_{\vec{r}_i} + GM_l \nabla_i U_{\vec{r}_l} \right) \quad (1)$$

Où la fonction de force est décrite en fonction des coordonnées sphériques (r_i, ϕ_i, λ_i) de l'objet i dans le repère sphérique lié à l'équateur de l'objet l :

$$U_{ii} = -\frac{R_l^2}{r_{il}^3} \left[J_2^{(l)} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \phi_i - \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2} c_{22}^{(l)} \sin(2\phi_i) \right] \quad (2)$$

. Les conditions initiales et les masses de Pluton et de ses satellites proviennent de Tholen(2008)[5]. Les équations du mouvement sont intégrées numériquement par l'intégrateur Gauss-Radau à l'ordre 15 développé par Everhart(1985)[7]. Les perturbations planétaires sont modélisées à l'aide des éphémérides DE406 du JPL (Standish 1998)[3].

Les valeurs des coefficients J_2 et c_{22} sont issues d'une approche théorique. D'après Turcotte et Schubert (2002)[9], en supposant un corps de densité uniforme, et en notant ω_l la vitesse angulaire de rotation de l'objet l , on obtient :

$$J_2^{(l)} = \frac{1}{2} \frac{R_l^3 \omega_l^2}{GM_l} \quad (3)$$

Ce qui donne pour Pluton et Charon des valeurs de J_2 de respectivement : 9.01×10^{-4} et 1.14×10^{-3} . En prenant en compte le fait que Pluton et Charon sont probablement en double résonance spin-orbite, on obtient (Zharkov 1985)[8] :

$$c_{22}^{(l)} = \frac{3}{10} J_2^{(l)} \quad (4)$$

D'où des valeurs de c_{22} pour Pluton et Charon de respectivement : 2.70×10^{-4} et 3.42×10^{-4} .

L'ajustement des conditions initiales et des paramètres physiques aux observations est effectué par un programme de moindres-carrés linéaire issu de Numerical Recipes.

2. Détermination des paramètres détectables

Pour déterminer quel paramètre pourra réellement être déterminé à partir des observations, nous utilisons la démarche suivante. On calcule des positions simulées à l'aide de notre modèle. Ces données artificielles tiennent compte de l'effet que l'on veut tester : la masse d'un objet, une condition initiale, un aplatissement... On ajuste ensuite à ces données simulées une version de notre modèle qui ne prend pas en compte ce paramètre. On peut alors comparer les résidus obtenus à la précision des observations.

2.1 Les harmoniques du champ de gravité

L'effet principal des perturbations du champ de gravité va être une précession des noeuds des orbites des satellites. L'effet sera plus fort pour un objet proche de la planète, ou pour un objet dont on dispose d'une longue période d'observation. Pour tester nos coefficients, on simule des données sur une période d'environ 30 ans, soit la durée approximative pendant laquelle on dispose d'observations de Charon. Nous avons utilisé les valeurs des J_2 et c_{22} données dans la section précédente. Seules les positions et vitesses initiales ont ensuite été ajustées aux données. Les résidus post-ajustement sont présentés dans la figure 1.

On peut voir que les résidus sont d'environ 5 kilomètres. Pluton étant éloigné de la Terre d'environ trente unités astronomiques, cela représente 0.1 mas, un effet indétectable lorsque l'on considère que la plus petite taille de pixel que l'on puisse avoir aujourd'hui est de 10 mas et que la précision astrométrique est capable de déterminer des positions au mieux au cinquième de pixel. Si l'on prend de plus en compte le fait que toutes les observations disponibles ne peuvent pas prétendre à une telle précision, qu'il faut ajouter l'effet des erreurs de réductions, et que les données que l'on a simulées sont bien plus nombreuses que les observations réelles, alors on peut en déduire que l'on ne pourra pas avoir la valeur des premières harmoniques du champ de gravité de Pluton et Charon.

2.2 Les masses

Pluton et Charon étant pratiquement les deux composantes d'un objet binaire, la masse de Pluton ne peut pas être déduite simplement de la période de révolution de Charon. La découverte de Nix et Hydra en 2005 a permis de déterminer la masse totale du système avec précision, mais pas le rapport de masse de Pluton et Charon. En raison de la différence considérable entre les masses des deux principaux objets du système et les masses des satellites, l'influence de ces derniers est négligeable sur le mouvement de Pluton et Charon. Par conséquent, les interactions mutuelles entre les deux satellites seront le moyen le plus fiable de déterminer les masses.

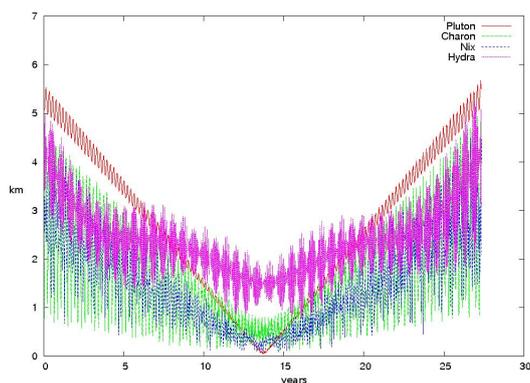


Fig. 1 : Résidus post-fit, en km, d'un modèle sans J_2 ni c_{22} pour Pluton et Charon, ajusté à des observations simulées prenant en compte ces coefficients. Seules les positions et vitesses initiales ont été ajustées ici

Dans un précédent article, Tholen (2008) a déterminé les masses des composantes du système de Pluton. Néanmoins, les valeurs des masses des deux plus petits satellites sont peu contraintes, les barres d'erreur à $1 - \sigma$ pour les masses de Nix et Hydra ayant pratiquement les mêmes valeurs que les masses estimées, soit des valeurs de GM de respectivement : 0.039 ± 0.034 et 0.021 ± 0.042 .

Nous avons utilisé la même méthode que précédemment. Nous avons simulé des observations pour lesquelles la masse d'Hydra était nulle. Puis nous avons ajusté les positions et vitesses initiales d'une version de notre modèle pour lequel les masses des objets étaient celles données par Tholen (2008). Étant donné que Nix et Hydra ont été découverts en 2005, nous avons simulé des données sur une durée de cinq ans. Les résidus post-ajustement sont présentés dans la figure 2.

On peut voir un résidu moyen de 40 km sur la position de Nix, soit environ 2 mas. Un effet de cet ordre de grandeur devrait pouvoir être détecté. Le véritable problème qui émergera lorsque l'on ajustera aux observations réelles sera le nombre d'observations disponibles. Nous avons simulé des observations nombreuses, mais ce n'est pas le cas des observations réelles. L'effet induit par les masses sera donc plus difficile à détecter.

Pour savoir quelle est l'influence de la masse supposée des satellites, nous avons testé cette fois l'influence de la masse de Nix, sensée être plus importante d'après Tholen (2008). Le résultat est présenté dans la figure 2. Les résidus sont plus importants que précédemment. La masse de Nix est estimée environ au double de celle d'Hydra, les résidus sur la position sont également doublés.

Nous nous retrouvons alors avec une nouvelle difficulté. Les masses estimées par Tholen correspondent à la limite de détectabilité à partir des observations. Pour peu que les masses réelles soient en réalité inférieures, il est tout à fait possible que nous ne parvenions pas à les déterminer en ajustant notre modèle aux observations réelles.

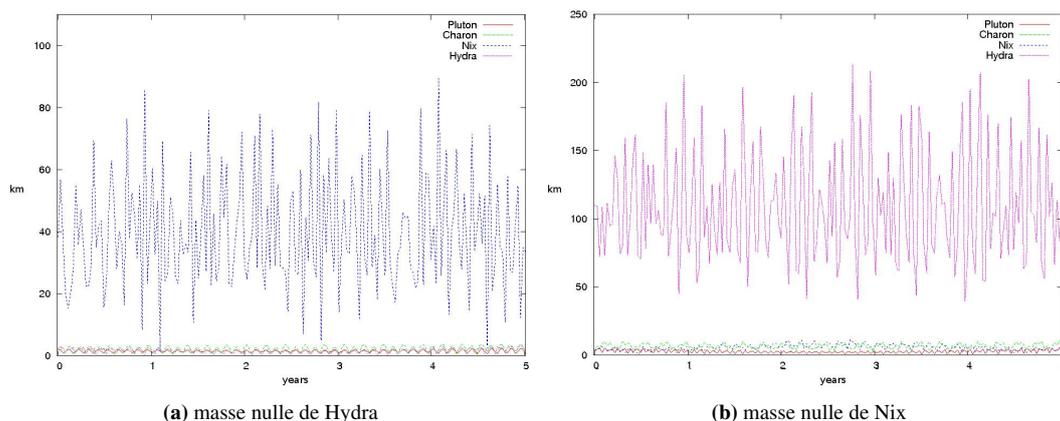


Fig. 2 : Résidus post-fit, en km, d'un modèle sans masse pour un satellite, ajusté à des observations simulées avec une valeur non nulle de la masse. Seules les positions et vitesses initiales ont été ajustées ici

Table 1 : statistiques sur les O-C obtenus

	Charon		Nix		Hydra	
	$\Delta R.A.$	$\Delta Decl.$	$\Delta R.A.$	$\Delta Decl.$	$\Delta R.A.$	$\Delta Decl.$
Moyenne des résidus (mas)	-2.2	-1.6	-2.7	-0.7	21.7	3.3
Variance des résidus (mas)	6.7	2.2	14.3	18.9	62.6	13.1

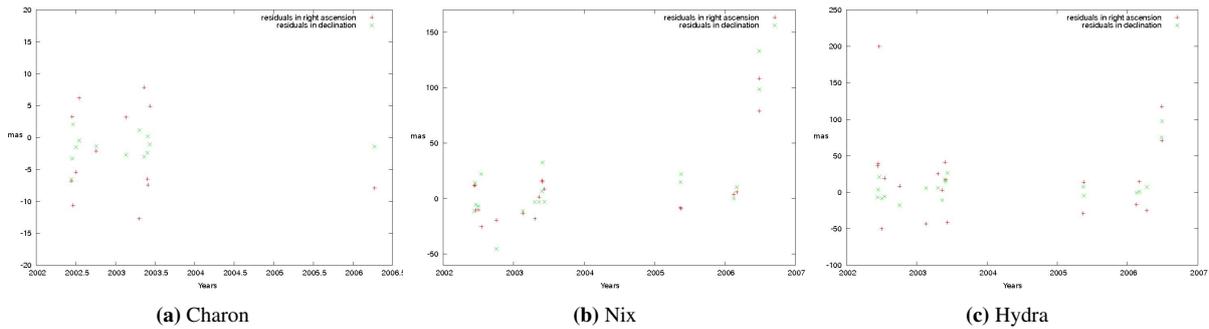
Table 2 : masses obtenues pour Pluton et ses satellites

	Pluton	Charon	Nix	Hydra
$GM(km^3.s^{-2})$	870.304 ± 0.052	101.397 ± 0.013	0.027 ± 0.034	0.024 ± 0.034

3. Ajustement aux observations réelles

Les observations du système de Pluton que nous avons utilisées sont celles de la découverte de Nix et Hydra (Weaver et al. 2006)[6], celles de Stern et al. (2008)[4], les prédécouvertes par Buie et al. (2006)[1], et celles de Sicardy et al. (2006)[2]. Les résidus post-ajustement sont présentés dans la figure 3. La valeur moyenne et la variance des résidus pour le set d'observation de Buie et al. (2006) sont dans la table 1. La valeur des masses et leur incertitude sont données dans la table 2.

Les masses obtenues sont en accord avec Tholen (2008). La grande valeur de l'incertitude sur les masses provient probablement du manque d'observations.

**Fig. 3 :** O-C en mas pour les satellites de Pluton

Conclusion

Il nous est à l'heure actuelle impossible de déterminer les valeurs des premières harmoniques du champ de gravité de Pluton et Charon. De plus, en considérant la précision des observations, et la durée nécessaire de la période d'observation pour ce faire, il est probable que nous ne soyons toujours pas en mesure de les déterminer lorsque la mission New Horizons arrivera dans le système de Pluton en 2014.

Les masses des plus petits satellites sont censées être détectables avec la précision et la période d'observation actuelle. Néanmoins, le faible nombre d'observations effectuées chaque année rend difficile la détection et rend importante l'incertitude sur les masses estimées. Il nous reste à raffiner notre ajustement aux observations, notamment en essayant d'ajuster les masses tout en imposant des contraintes a priori sur leurs valeurs.

Par la suite, nous allons également utiliser notre modèle dynamique pour d'autres systèmes multiples d'astéroïdes ou d'objets transneptuniens.

Références

- [1] M.W. Buie, W.M. Grundy, E. F. Young, L. A. Young, & S. A. Stern, 2006, AJ, 132, 290
- [2] B. Sicardy, et al. 2006a, IAU Electronic Telegram 610
- [3] E. M. Standish, 1998, Jet Prop. Lab. Interoffice Memo. 312.F-98-048

- [4] S. A. Stern, M. J. Mutchler, H. A. Weaver, & A. J. Steffl, 2008, AJ, submitted (arXiv : astro-ph/0605014)
- [5] D. J. Tholen, M. W. Buie, N. M. Grundy, G. T. Elliot, 2008, AJ, 135, 777
- [6] H. A. Weaver, et al. 2005, IAU Circular 8625
- [7] E. Everhart, 1985. An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings, in Dynamics of comets : their origin and evolution (A. Carusi and G. B. Valsecchi, Eds.), p. 185-202, Reidel.
- [8] V. N. Zharkov, V. V. Leontjev, A. V. Kozenko, 1985, Icarus, 61, 92-100
- [9] D. L. Turcotte, G. Schubert, Geodynamics - 2nd Edition, by Donald L. Turcotte and Gerald Schubert, p. 472. Cambridge University Press, April 2002.

V-type Asteroids in the Main Belt

M. Birlan

In the Memory of Brian Marsden

Introduction

Several types of asteroids are defined on the basis of their spectral behavior. Initially observed in the spectral region of the visible wavelength, the extension of spectra to the near-infrared allows the definition of more robust and comprehensive classification of minor bodies located in the inner part of the Solar System (semi-major axis lower than that of Jupiter). To date the last classification was proposed by DeMeo et al [1].

The V-type asteroids are mainly associated to the asteroid 4 Vesta. This asteroid exhibits spectral features of absorptions [2,3], unobserved for other objects with a diameter larger than 100 km. These spectral features together with mineralogical considerations via comparative planetology “conclude that significant thermal activity including the melting and differentiation of silicates must have occurred on Vesta at one time” [3].

Hubble Space Telescope images reveal a shape almost spherical for Vesta, with a large crater of 460km in diameter in the region of the South pole [4,5,6]. This 13 km deep crater represents almost 1% of the body and could explain the family of small Vesta-like asteroids in the vicinity of 4 Vesta [7]. Vesta-like spectral objects are commonly named vestoids.

1. Vesta and vestoids spectral features

4 Vesta has a basaltic surface retaining the record of volcanic activity. This object will be the target of the NASA space mission called DAWN. The spacecraft will arrive to the asteroid in October 2011 and will leave the orbit around Vesta eight months later. The geologic interest on this asteroid was mainly found on its spectral similarities with that of howardite enstatite diogenite(HED) meteorites [2]. Vesta family marks the first identification of genetically related asteroids by taking into account their spectral properties [7]. The classical method of defining family of asteroid is to statistically analyze the object from the Main Belt in the space of proper elements [8]. Generally this method will define clusters of objects sharing almost the same locations in the space of orbital elements. If the origin of the family is a catastrophic collision, this implies that only the collision on which low velocity of ejecta will be accounted. The method of clustering using dynamical elements is favorable of detection only for families on which the fragments have low velocities. Thus, catastrophic collisions occurring with velocities between zero and 1 km/s for the resulted fragments are impossible to be observed only by the analysis of orbital elements.

Vesta and the vestoids are in majority located in the inner part of the Main Belt. The Vesta family (Figure 1, in green) is bordered by three strong resonances. These are the mean motion resonances J3:1 and J7:2 with Jupiter. The third resonance is the v6, which is the secular resonance with Saturn, and forms a curved upper boundary in inclination for this region. These resonances are strong and depleted of objects, the sign of highly gravitational perturbations. These resonances could be seen as a “cleaning trap” for the objects arriving from the inner part of the main belt. The resonances act as mechanisms of delivery/supply of minor body population to the inner Solar System. These mechanisms could explain the link between HED meteorites, Vesta-like objects among Near-Earth Objects, and Vesta family of asteroids.

One of the key questions is how big the family of Vesta is, and how complete is our knowledge of vestoids. Roig & Gil-Hutton [9] proposed an extension of the family by taking into account the Moving Object Catalog (MOC) produced by Sloan Digital Sky Survey (Sloan DSS). The Principal Component Analysis (PCA) analysis of Sloan colors (in the spectral range of 0.35 and 0.9 μm) using a specific methodology (selection criteria) produces a list of 499 candidates of V-type. Thus, they proposed an extension of Vesta family (Figure1, red dots). However 233 of the V-type candidates are not included to this extension (figure 1, circles). These objects are clearly distributed in the halo of Vesta family, and this provides a strong indication that V-type asteroids outside the family are likely originated from 4 Vesta.

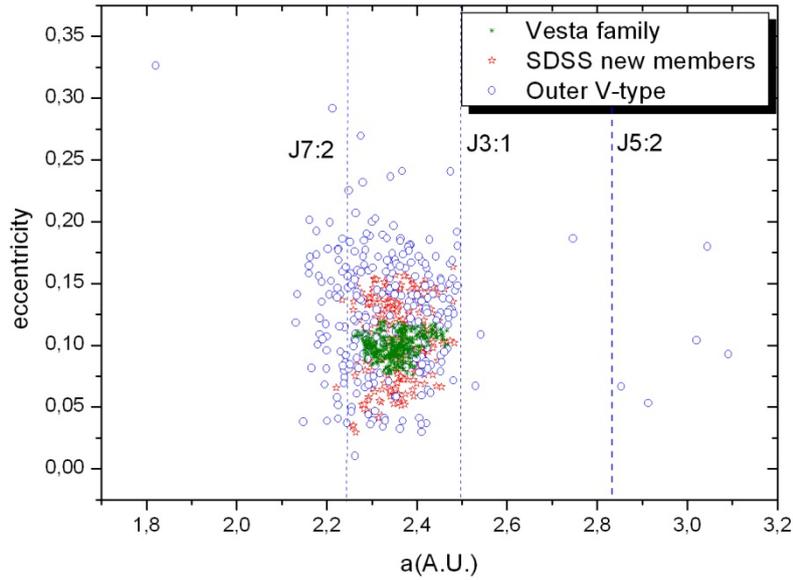


Fig. 1 : Vesta and vestoids (in green) and possible vestoids (in red and circles) in the inner part of the Main Belt

Figure 1 exhibit also five objects with colors similar to V-type asteroids, located in the outer part of the Main Belt. This is not quite unusual, while the asteroid 1459 Magnya, an asteroid located at $a=3.14$ AU, $e=0.236$, $i=16^\circ.9$ was already classified as V-type object [10]. Some other V-type candidates are also located in the middle part of the Main Belt. The presence of these object across the J3:1 resonance, highly unstable, and the presence of asteroids such as Magnya in the outer Main Belt (thus passing the resonances J3:1 and J5:2 if originated from Vesta family) raise the question of origin of V-type asteroids in the middle and outer part of the Main Belt. Roig et al [11] concluded to a probability of 70% to 90% that the V-type asteroids in the central part of the Main-Belt have different origin than those of Vesta family.

The reflectance spectrum of V-type objects (Figure 2), is characterized by the steep slope outwards of $0.7 \mu\text{m}$ and two deep absorption bands around 1 and $2 \mu\text{m}$. These absorption bands could be explained by crystal field theory by considering several polyhedron crystals and the specific behavior of transitional elements [12]. Several parameters are accounted for mineralogical characterization such are: bands depths and centers, band areas, slope of the continuum (Figure 2). In the case of Vesta and Vestoids these bands are in majority associated to the pyroxenes (in its two crystalline structures, ortho and clino-pyroxene) and the olivine, which are Si minerals usually present in the basalts.

Several works present efforts of spectral characterization of Vestoids and more generally of basaltic asteroids inside the Main Belt by using spectroscopy in the region of the visible [11, 13, 14, 15]. The $0.8\text{-}2.5 \mu\text{m}$ spectra completed the spectrum for some of V-type asteroids [16,17]. Complete analysis of absorption band centers and band area ratio concluded to a spectroscopic diversity of the V-type asteroids. By comparison with meteorites, the major differences are associated to the space weathering, size of regolith, temperature gradients, phase, and systematic instrumental offsets. The association between HED meteorites and vesta-like asteroids remains the most probable link between meteorites and these bodies, while the spectral similarities are more important than the differences. The spectral differences among the vestoids seem to be more related to the concentration of minerals (Ol,CPx,OPx) at the surface rather than a different, non-mafic evolution of the parent body at the origin of vestoids. Thus, the variations in spectra could be associated mainly with the processes of differentiation of the parent body. Several fragments are originated from different parts of the crust and of the mantle which obviously will keep the trace of the segregation process during the cooling time.

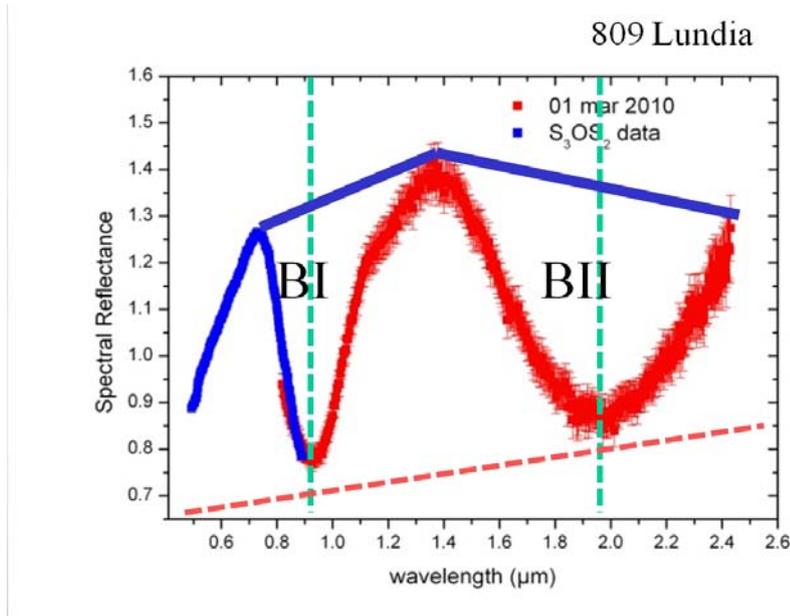


Fig. 2 : Composite spectrum of 809 Lundia

The visible region was downloaded from the database S3OS2, while the near-IR data were obtained using SpeX/IRTF. The dotted light red line represents the continuum. The blue lines are the upper border of the Band I and Band II respectively. The dotted green lines show the center of each absorption band

2. Completeness of Vesta family

Using the Hierarchical Clustering Technique, the Vesta family was containing more than 370 objectsⁱ. Other analysis proposes a cluster containing more than 13,800 objectsⁱⁱ. However, these numbers cannot be compared while the authors are using different sample of asteroids with different proper elements.

If we consider the case of a Vesta family with the lowest number of asteroids obtaining via clustering method, on which we will add the objects alleged to have spectral features similar to Vesta obtained from MOC Solan DSS [9], the number of objects related to Vesta and its spectral features remains however very important (Figure 3). The global trend of the histogram number of vestoids versus semi-major axis is still centered to the inner part of the Main Belt, but its wings will transgress the major resonances.

Another aspect related to the Vesta family is the highest limit of this family which is imposed by the ejecta of mass. The total mass of the family cannot exceed the mass excavated from the large crater of Vesta. Ideally, if we consider a crater like a spherical cap, the volume excavated by a destructive collision will be given by the formula:

$$v = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot h \left(\frac{D}{2} - \frac{h}{3} \right)$$

where $h = 13 \text{ km}$ is the height of the spherical cap, and $D = 460 \text{ km}$ is the diameter of the crater.

If this volume of ejecta is distributed to objects with a diameter of 10 km, considering partly these objects are rubble pile, then we can estimate the number of such ideally formed family around 110- 170 objectsⁱⁱⁱ. In reality, each family of asteroids has its own size frequency distribution (SFD) [18], i.e. the number of ejecta resulted from catastrophic collisions follows a power law distribution. In the case of Vesta and its family, there is a huge gap between the parent body and the next largest body into the family [20]. More than that, if we assume that the asteroid 1459 Magnya is originated from Vesta, it needs very many efforts to explain the ejection velocity of this fragment of 17km in diameter [19] for placing this object in its current orbit. Another object, 7472 Kumakiri, with an estimated diameter of 8.4km, located in the outer part of the Main Belt, was also confirmed as V-type by spectroscopy in the spectral region of the visible [20]. Four other objects, likely candidates of V-types, two of them with diameters larger than 5km and two of them with diameters around 2.5km are also located in the outer part of the Main Belt. Thus, even crude non-de-biased data on asteroid distribution of Vesta-like asteroids in the outer Main Belt, it appears that the mass transported through more than 0.6 AU is very important in the assumption of objects with common origin as that of Vesta family.

The current distribution of asteroids which spectrally looks like Vesta could be supported by the hypothesis that partly the small basaltic asteroids are originated from larger basaltic parent bodies, other than Vesta. Low inclination Vesta-like asteroids of the inner part of the Main Belt are difficult to explain together with other vestoids composing this family while dynamically numerical simulations of their evolution are not giving acceptable results of a common scenario [21].

V-type objects such as 854 Frostia, 809 Lundia, and 956 Elsa, located in the inner part of the Main Belt, whose diameters span the range 6-10km, are not initially included in the family of Vesta. This aspect could be rectified if we consider velocities of ejection larger than 1.2km/s.

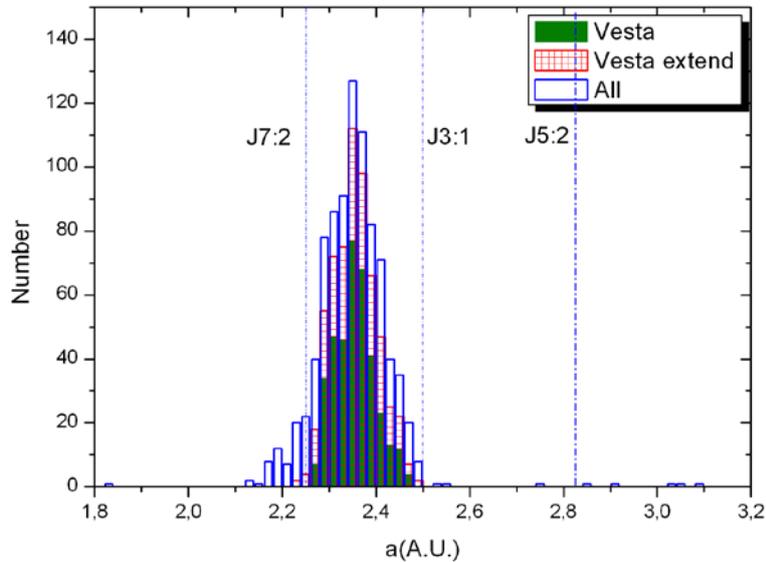


Fig. 3 : Histogram of Vesta family was superimposed with the extension of Vesta family proposed by Roig & Gil-Hutton [9], and with the halo of the other objects (selected from MOC Sloan DSS with colors similar to HED spectra)

3. Mineralogical diagrams related to Vesta and Vestoids

One of the common diagrams used for reporting mineralogical measurements and interpreting data obtained for telescopic observations and laboratory measurements is to represent the position of the minimum of the band at $1\mu\text{m}$ as function of the Band Area Ratio (Figure 4). For a large part of data obtained from V-type asteroids, these values fits relatively well the thick curve represented on Figure 4. This curve is representative for basalts and is actually defined by the percentage of mixtures and polyhedral crystallization of pyroxene and olivine. These data of vestoids are usually contained in the empty polygons in the figure.

Figure 4 shows a large presence of pyroxenes at the surface of vestoids. From the laboratory measurements, we can observe that measurements do not attended values of BAR larger than 2.8, while for telescopic measurements, these values could be twice time bigger than that obtained in laboratory. Among them we found also the computed values of 4 Vesta.

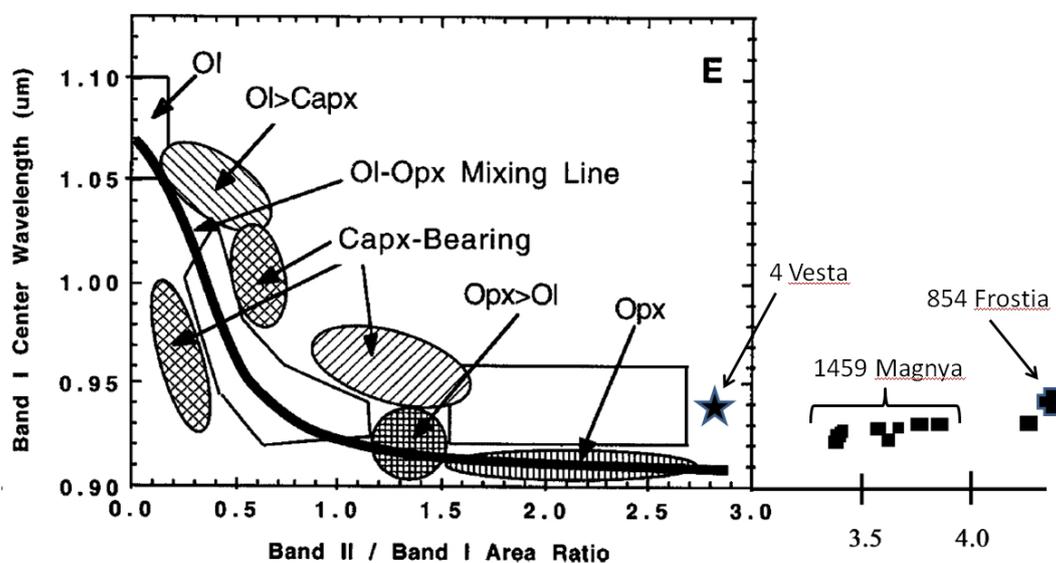


Fig. 4 : Diagram of the center of band at $1\mu\text{m}$ versus the Band Area Ratio (BAR) adapted from [21].
Several of V-type asteroids measurements are far from the values deduced from the laboratory measurements for HED meteorites

Conclusion

The results concerning Vesta and vestoids are still subject of work as long as the new data were published during the last decade. The link between the dynamic family found by method of clustering in the space of proper elements and the spectral properties of the members is still a hot topic. Comparative planetology studies do not raise yet all the differences between asteroids like Vesta and the HED meteorites. Spectral data in the visible and near-IR proves their importance in the identification of families of asteroids. Asteroids with spectral properties are located not only in the inner part of the Main Belt, and their presence support either the presence of another parent body or another event which produces a catastrophic collision to Vesta, other than the one which produces the crater of the South pole.

References

- [1] F. DeMeo et al. : Les métiers de l'édition, *Icarus*, 2009.
- [2] T. McCord et al. : Asteroid Vesta: Spectral Reflectivity and Compositional Implications, *Science*, 1970, 168.
- [3] H. Larson & U. Fink : Infrared Spectral Observations of Asteroid 4 Vesta *Icarus*, 1975, 26.
- [4] R.P. Binzel et al. : Geologic Mapping of Vesta from 1994 HST Images, *Icarus*, 1997, 128.
- [5] P. Thomas et al. : Vesta: Spin Pole, Size, and Shape from HST Images, *Icarus*, 1997, 128.
- [6] B. Zellner et al. : Hubble Space Telescope Images of Asteroid 4 Vesta in 1994, *Icarus*, 1997, 128.
- [7] R. Binzel & S. Xu : Chips off of Asteroid 4 Vesta - Evidence for the Parent Body of Basaltic Achondrite Meteorites, *Science*, 1993, 260.
- [8] M. Birlan & A. Nedelcu : The Physics of Asteroids and Their Junction with Dynamics, *Lecture Notes in Physics*, 2010, 790.
- [9] F. Roig & R. Gil-Hutton : Selecting Candidate V-type Asteroids from the Analysis of the Sloan Digital Sky Survey Colors, *Icarus*, 2006, 183.
- [10] T. Michtchenko et al. : Origin of the Basaltic Asteroid 1459 Magnya: A Dynamical and Mineralogical Study of the Outer Main Belt, *Icarus*, 2002, 158.

- [11] F. Roig et al. : V-type Asteroids in the Middle Main Belt, *Icarus*, 2008, **194**.
- [12] R. Burns : *Mineralogical Applications of Crystal Field Theory*, second edition, Cambridge Univ. Press, 1995.
- [13] M. Florczak et al. : Discovering New V-Type Asteroids in the Vicinity of 4 Vesta, *Icarus*, 2002, **159**.
- [14] A. Alvarez-Candal et al. : The Inner Region of the Asteroid Main Belt: a Spectroscopic and Dynamic Analysis, *A&A*, 2006, **459**.
- [15] N. Moskovitz et al. : The Distribution of Basaltic Asteroids in the Main Belt, *Icarus*, 2008, **198**.
- [16] R. Duffard et al. : Mineralogical Characterization of Some Basaltic Asteroids in the Neighborhood of (4) Vesta: First Results, *Icarus*, 2004, **171**.
- [17] N. Moskovitz et al. : A Spectroscopic Comparison of HED Meteorites and V-type Asteroids in the Inner Main Belt, *Icarus*, 2010, **208**.
- [18] P. Tanga et al. : On the Size Distribution of Asteroid Families: The Role of Geometry, *Icarus*, 1999, **141**.
- [19] M. Delbo et al: MIDI Observations of 1459 Magnya: First Attempt of Interferometric Observations of Asteroids with the VLTI, *Icarus*, 2006, **181**.
- [20] R. Duffard & F. Roig. : Two New V-type Asteroids in the Outer Main Belt?, *Planet. Sp. Sci*, 2009, **57**.
- [21] D. Nesvorný et al. : Fugitives from the Vesta Family, *Icarus*, 2008, **193**.
- [22] P. Hardersen et al. : Mineralogy of Asteroid 1459 Magnya and Implications for its Origin, *Icarus*, 2004, **167**.

In 1992, during my first Asteroid, Comet, Meteor Conference, one French researcher was sitting near my chair. Briefly he looks to my badge and exclaimed: “Romanian! It is more than ten years since I have not seen a Romanian scientist attending a Conference!”. He was Bruno Morando (1931-1995).

In 1966 Bruno defended the PhD thesis:

« Théorie planétaire générale semi-numérique sans les termes séculaires : **application à Vesta** »



ⁱ http://sbn.psi.edu/pds/asteroid/EAR_A_5_DDR_FAMILY_V4_0/data/family.tab

ⁱⁱ <http://starbrite.jpl.nasa.gov/pds/viewDataset.jsp?dsid=EAR-A-VAGBDET-5-NESVORNYFAM-V1.0>

ⁱⁱⁱ These numbers were obtained by considering up to 40% of voids inside the objects.

Résidus LLR de la solution INPOP10a

H. Manche, A. Fienga, J. Laskar, P. Kuchynka,
M. Gastineau, S. Bouquillon, G. Francou

Introduction

Les solutions planétaires et lunaires INPOP sont construites par intégration numérique des équations du mouvement des corps du Système solaire. Elles sont ajustées depuis la version INPOP06 (voir [2]) aux observations planétaires, et depuis INPOP08 (voir [3]) aux données Lunar Laser Ranging. L'objet de ce document est de présenter les résidus LLR de la dernière version INPOP10a, disponible à l'adresse www.imcce.fr/inpop.

1. Résidus LLR

Les données LLR (Lunar Laser Ranging) sont la mesure du temps de trajet aller-retour de la lumière entre une station terrestre (4 sites) et un réflecteur à la surface de la Lune (5 au total, dont un retrouvé récemment par la station Apollo). Elles renseignent à la fois sur la trajectoire de la Lune autour de la Terre, mais aussi sur leurs orientations.

1.1 Sélection des paramètres ajustés

Près de 200 paramètres intervenant dans les modèles dynamique et de réduction des données ont un effet significatif sur le calcul du temps de trajet. Certains, comme de nombreux biais sur les mesures, n'ont été introduits que pour en étudier l'impact sur les résidus, sans réelle justification de leur prise en compte ; la plupart sont donc ignorés lors de la construction de la solution. D'autres ont des effets qui ne sont pas indépendants les uns des autres. Par exemple, une modification de la position de la station d'émission d'Haleakala peut être en grande partie compensée par un changement de celle de réception ; les ajuster ensemble est donc impossible. D'autres sont mieux déterminés par d'autres techniques. C'est le cas des observations Very Long Base Interferometry (VLBI) ou Satellite Laser Ranging (SLR) qui apportent de meilleures contraintes sur les déplacements engendrés par la tectonique des plaques. De même, les observations planétaires permettent de mieux déterminer la trajectoire du barycentre Terre-Lune et du rapport de leurs masses. Enfin, parmi ceux qui restent, la précision actuelle des observations LLR ne suffit pas à en déterminer une valeur avec une faible incertitude.

Au final, seuls 59 paramètres sont ajustés avec INPOP10a ; parmi eux figurent les conditions initiales du vecteur Terre-Lune, les librations initiales de la Lune, les coordonnées des réflecteurs et des stations, certains coefficients du potentiel de la Lune, de la Terre et des paramètres intervenant dans les effets de marées (nombres de Love et temps de déphasages). Ils sont choisis de manière à ce que le rapport entre l'erreur formelle et la valeur ajustée par moindres carrés soit pour tous inférieur à 5%.

1.2 Résidus

Les résidus LLR de la solution INPOP10a pour chacune des stations sont illustrés par la figure 1. On y remarque un signal prononcé sur les données d'Haleakala et du CERGA, avec pour ces dernières un "V" autour de 1993-1994. Ces signaux, présents quelles que soient les nombreuses solutions construites, sont problématiques. Non seulement les résidus ne suivent pas la loi normale centrée, mais de plus ils mettent en évidence un problème dans la modélisation et peuvent conduire à une estimation biaisée des valeurs des paramètres.

Pour vérifier si une éventuelle lacune dans le modèle dynamique provoque ces signaux, les données ont été réduites avec une autre solution planétaire indépendante d'INPOP. On remplace alors la trajectoire de la Lune et ses librations (jusqu'ici déterminées avec INPOP10a) par celles fournies par la solution du Jet Propulsion Laboratory DE423. Cette dernière diffère d'INPOP10a non seulement par son modèle dynamique (avec par exemple la présence d'un noyau interne à la Lune) mais aussi par les valeurs de ses paramètres. Les résidus LLR sont calculés avec le même modèle de réduction que celui utilisé pour INPOP. Comme on ne peut pas modifier la solution planétaire fixée à DE423, on ne peut réajuster que les paramètres qui n'interviennent que dans la réduction des données : les coordonnées des réflecteurs et celles des stations. Les résidus obtenus ont alors la même forme que ceux de la figure 1, avec en particulier le même signal sur Haleakala et le même "V" sur le CERGA. Si une lacune existe, ce n'est donc pas dans la partie dynamique.

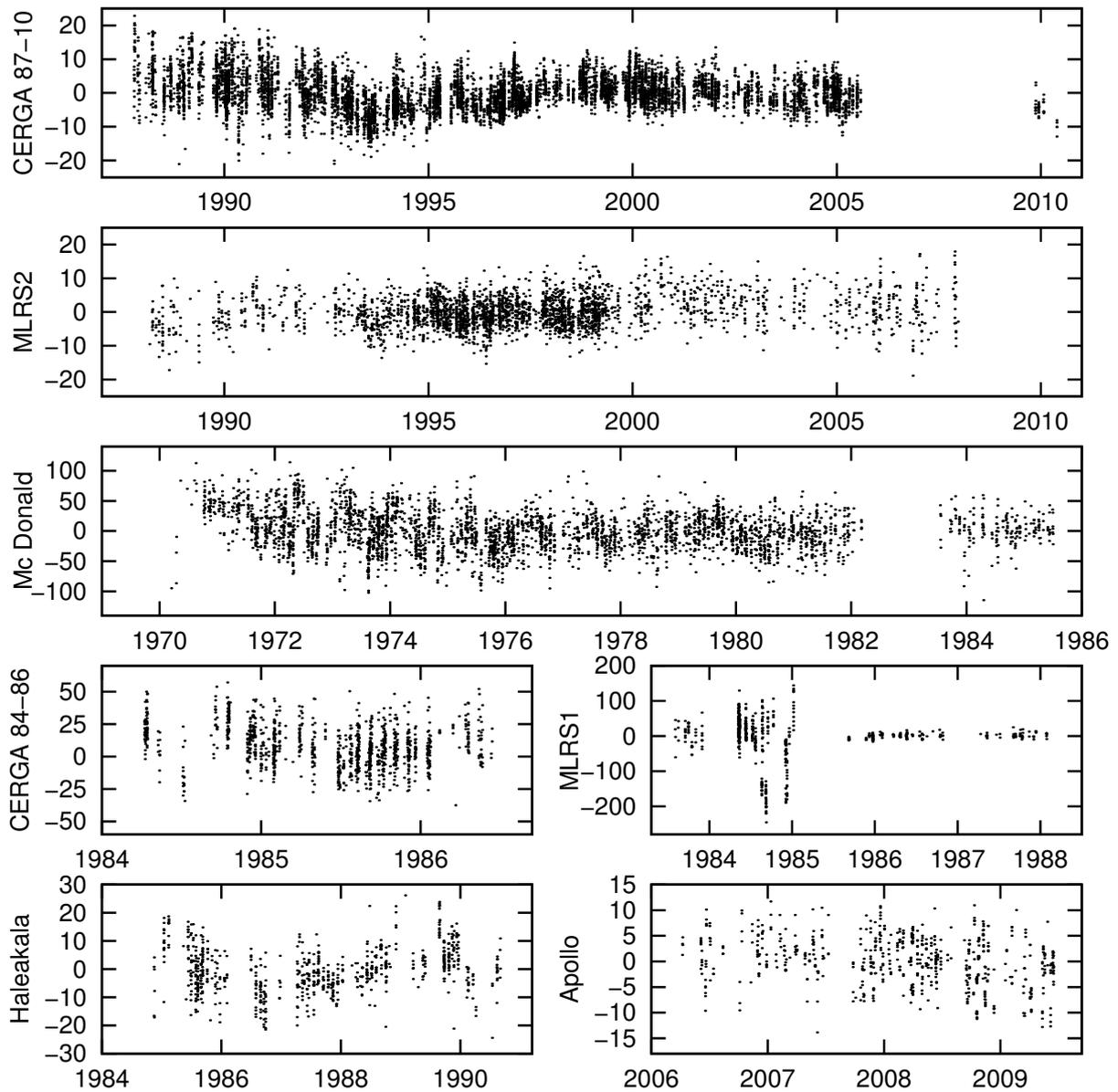


FIGURE 1 – Résidus INPOP10a selon les stations, exprimés en cm.

Elle pourrait par contre exister dans le modèle de réduction des données. Mais d'autres solutions présentent ces mêmes signaux, comme par exemple S2000 (voir [1]), dont à la fois le modèle dynamique et celui de réduction sont indépendants de ceux d'INPOP.

Ces signaux ne sont donc pas spécifiques à INPOP10a. Les données Mc Donald sont trop imprécises pour les mettre en évidence, celles d'Apollo ne s'étendent pas encore sur une période suffisamment longue. Mais on remarque que celles de MLRS2 ne présentent pas la même signature. Il est possible qu'ils soient spécifiques au CERGA et à Haleakala. Une hypothèse serait que la remontée de magma exercerait une pression au niveau de la croûte terrestre et engendrerait des mouvements des stations. D'après Dorothée Husson (communication privée), les régions de la Côte d'Azur (CERGA) et Hawaï (Haleakala) sont sensibles à ce phénomène, à la différence du Texas (Mc Donald et MLRS). La question que l'on pourrait alors se poser, est pourquoi les données SLR ne détectent pas ces mouvements. En raison des difficultés pour modéliser des forces non gravitationnelles comme la pression de radiation et surtout le freinage atmosphérique, les trajectoires des satellites sont difficilement prévisibles sur le long terme et les paramètres de leurs orbites sont réajustés tous les 10 ou 20 jours : les coordonnées des stations SLR sont déterminées en effectuant des ajustements par arcs. Il est donc possible qu'une partie des mouvements à plus longues périodes dans les stations soit absorbée dans les orbites des satellites.

1.3 Comparaison INPOP10a - DE423

Le tableau 1 donne pour chaque station et époque les moyennes et écart-types sur les résidus de la solution INPOP10a. Ces derniers sont comparés aux valeurs obtenues en réduisant (même modèle qu'INPOP) les observations avec les trajectoires des corps et les librations de la Lune issues de DE423.

On remarque que les résidus INPOP10a sont légèrement dégradés par rapport à ceux de DE423 (ceux directement calculés par le JPL sont même encore meilleurs mais ne sont pas publiés). Ces constatations sont récentes et ne sont apparues qu'avec la prise en compte des données Apollo depuis 2008 et du CERGA depuis fin 2009. Auparavant, les solutions INPOP ajustées alors et DE421 (plus ancienne mais dont les résidus sont proches de ceux de DE423) présentaient sensiblement les mêmes résidus. Ces différences peuvent s'expliquer par la présence d'un noyau interne à la Lune, présent dans DE423 mais absent d'INPOP10a.

TABLE 1 – Comparaison des résidus LLR d'INPOP10a et de DE423. Les moyennes et les écart-types (σ) selon les stations et les époques sont exprimés en cm. Les résidus DE423 ne sont pas publiés par le JPL ; ils sont calculés avec le modèle de réduction utilisé lors de la construction d'INPOP10a.

Station	Époque	INPOP10a		DE423
		Moy.	σ	σ
CERGA	1984-1986	8.11	16.00	14.74
CERGA	1987-1995	-0.16	6.37	5.88
CERGA	1995-2010	-0.03	4.00	3.87
Mc Donald	1969-1986	0.16	31.78	29.78
MLRS1	1982-1985	-7.89	73.28	70.30
MLRS1	1985-1988	0.22	7.30	6.11
MLRS2	1988-1996	-0.85	4.27	4.65
MLRS2	1996-2008	0.56	4.82	4.57
Haleakala	1984-1990	-0.44	8.10	8.12
Apollo	2006-2009	0.08	4.89	4.73

2. Problème des données Apollo

Dans les fichiers des observations LLR, en même temps que les données nécessaires à leur réduction (comme les conditions atmosphériques), figurent les estimations des incertitudes pour chacun des points normaux. Elles dépendent (S. Bouquillon, communication privée) :

- de la précision des détecteurs
- de la largeur d'impulsion
- de la précision des dateurs

- de l'atmosphère (seeing)
- de l'angle d'incidence des photons sur le réflecteur
- du nombre d'échos reçus

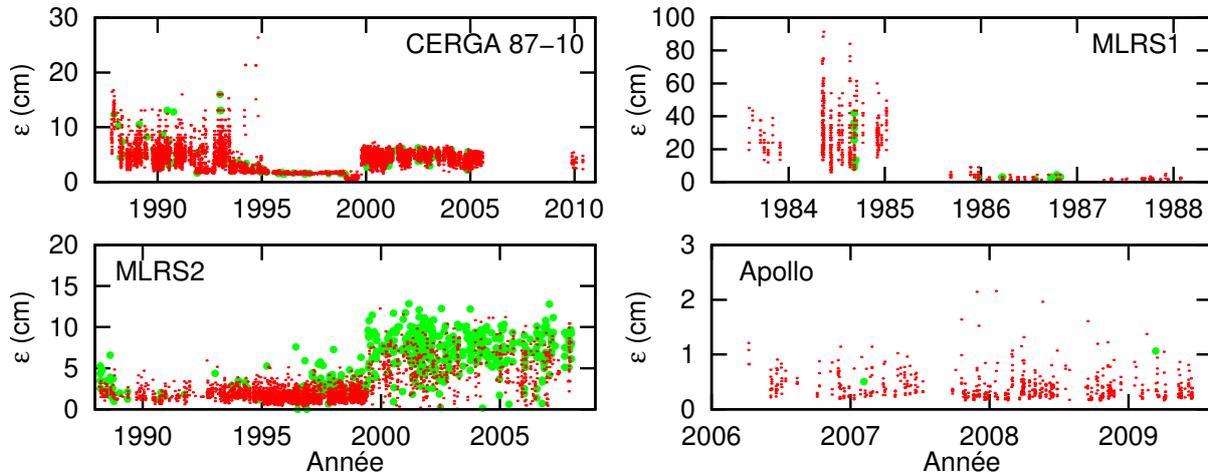


FIGURE 2 – Incertitudes des mesures estimées par les observateurs. Les points rouges correspondent aux observations conservées dans l'ajustement d'INPOP10a, les ronds verts à celles qui ont été rejetées.

La figure 2 en montre les évolutions au cours du temps pour les stations du CERGA, MLRS1, MLRS2 et Apollo. On remarque que celles du CERGA présentent une allure curieuse :

- sur la période 1987 à 1993, les incertitudes sont de l'ordre de 5.5 cm en moyenne
- puis, elles décroissent pour atteindre environ 1.5 cm sur la période 1995-1998
- elles connaissent un minimum en 1999 à 0.5 cm
- enfin, elles augmentent à près de 4.5 cm

D'autre part, on observe que les incertitudes des observations éliminées lors des ajustements (car considérées comme aberrantes selon le critère à 3σ) ne sont pas supérieures à celles des données conservées (à part pour MLRS2) ; pour toutes les stations, des ronds verts (observations éliminées) se retrouvent noyés parmi des points rouges (observations conservées).

Par contre, l'augmentation des incertitudes de mesures pour MLRS1 entre 1984 et 1985 correspond bien à la dégradation des résidus observée avec la figure 1.

Si les ordres de grandeur entre les incertitudes et les résidus correspondent pour la majorité des stations (CERGA excepté), ce n'est pas le cas pour Apollo : environ 0.5 cm contre près de 5 cm.

Les données du CERGA étant à la fois les plus nombreuses et parmi les plus précises, ce sont elles qui contraignent le plus les paramètres. Dans le cas où elles seraient biaisées, les valeurs des paramètres s'ajusteraient pour en minimiser les résidus, quitte à dégrader celles des autres stations, y compris d'Apollo.

Pour infirmer cette hypothèse, on construit 5 solutions (appelées S1 à S5) en ajustant les mêmes 59 paramètres que pour INPOP10a, aux mêmes observations LLR, mais en changeant la pondération des données Apollo par rapport aux autres stations :

- INPOP10a : pondérées à $1/(4.89 \text{ cm})$
- S1 : pondérées à $1/(3 \text{ cm})$
- S2 : pondérées à $1/(1 \text{ cm})$, soit environ $\times 5$ par rapport à INPOP10a
- S3 : pondérées à $1/(0.5 \text{ cm})$, soit environ $\times 10$ par rapport à INPOP10a
- S4 : pondérées à $1/(0.1 \text{ cm})$, soit environ $\times 50$ par rapport à INPOP10a
- S5 : pondérées à $1/(0.01 \text{ cm})$, soit environ $\times 500$ par rapport à INPOP10a

On compare ensuite les résidus de chacune de ces solutions avec ceux d'INPOP10a. Les résultats sont donnés dans le tableau 2.

Sans dégrader ceux des autres stations, la solution S1 présente des résidus Apollo améliorés, même s'ils restent supérieurs à l'inverse de leur pondération (4.3 cm au lieu de 3.0 cm). Quant aux autres solutions, plus les pondérations sur Apollo augmentent, plus on dégrade les résidus des autres stations. Et dans tous les cas, y compris avec les pondérations les plus fortes à $1/(0.01 \text{ cm})$, les résidus Apollo restent supérieurs à 2.5 cm.

Avec S5, il est possible que les données des autres stations, même faiblement pondérées, continuent à "perturber" celles d'Apollo. On fixe donc la solution planétaire à DE423, on ne conserve que les données Apollo, et on n'ajuste que les paramètres qui n'interviennent que dans la réduction des observations : les coordonnées des ré-

TABLE 2 – Résidus LLR (en cm) de solutions ajustées en surpondérant les données Apollo par rapport aux autres stations.

Station	Époque	INPOP10a	S1	S2	S3	S4	S5	DE423
CERGA	1984-1986	16,00	16,10	16,63	17,29	19,24	27,62	X
CERGA	1987-1995	6,37	6,41	7,01	7,71	10,70	30,45	X
CERGA	1995-2010	4,00	4,02	4,12	4,38	6,59	28,41	X
Mc Donald	1969-1986	31,78	31,88	32,57	32,67	33,58	86,49	X
MLRS1	1982-1985	73,28	73,65	75,01	75,94	76,57	77,43	X
MLRS1	1985-1988	7,30	7,62	9,05	10,01	11,57	23,68	X
MLRS2	1988-1996	4,27	4,29	4,73	5,36	8,25	30,01	X
MLRS2	1996-2008	4,82	4,77	4,89	5,21	7,80	30,31	X
Haleakala	1984-1990	8,10	8,22	8,96	9,54	11,19	22,91	X
Apollo	2006-2009	4,89	4,32	3,24	2,90	2,64	2,56	4,11

flecteurs et celles de la station. Pour minimiser les résidus, on ajuste aussi les dérives de cette dernière. Les résidus ainsi obtenus sont eux aussi donnés dans le tableau 2 et on remarque qu'ils restent supérieurs à 4 cm. Ceux des autres stations ne sont pas significatifs, car leurs coordonnées n'ont pas pu être ajustées (aucune observation autre que d'Apollo n'a été prise en compte).

Au cours de ce travail, lorsque les données Apollo ne couvraient qu'une période de deux ans et qu'on ajustait alors les dérives de la station (avec le risque d'aboutir à une incohérence avec les données VLBI), on arrivait à des résidus inférieurs à 3 cm. La disponibilité de nouvelles observations en septembre 2008, puis en juillet 2009 a entraîné leur dégradation. Ces dernières données ne sont pourtant pas de plus mauvaise qualité que les anciennes ; mais la compensation d'erreurs de modèle ou de mesure par l'ajustement de paramètres était moins efficace avec des données couvrant une plus longue période.

On voit donc que les incertitudes de mesure estimées pour les observations Apollo sont incompatibles avec les "meilleurs" résidus obtenus ici. Williams (voir [4]) confirme que la précision sub-centimétrique n'est pas atteinte lors de leur réduction, si les solutions sont ajustées en tenant compte des 40 années d'observations LLR. Même si on ne peut pas exclure à ce stade un problème dans la réduction des données (modèle trop approximatif, des procédures erronées, ...), il est possible que les incertitudes de mesure aient été sous-estimées.

Références

- [1] Chapront, J. and Chapront-Touzé, M. and Francou, G., 2001, *Contribution of LLR to the reference systems and precession*, Journées 2000 - systèmes de référence spatio-temporels. J2000, a fundamental epoch for origins of reference systems and astronomical models, ed. N. Capitaine, 96-101
- [2] Fienga, A. and Manche, H. and Laskar, J. and Gastineau, M., 2008, *INPOP06 : a new numerical planetary ephemeris*, A&A, 477, 315-327,
- [3] Fienga, A. and Laskar, J. and Morley, T. and Manche, H. and Kuchynka, P. and Le Poncin-Lafitte, C. and Budnik, F. and Gastineau, M. and Somenzi, L., 2009, *INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : from asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions*, A&A, 507, 1675-1686
- [4] Williams, J. G., 2008, *Lunar Core and Mantle. What Does LLR See ?*, 16th International Workshop on Laser Ranging

Solutions inhomogènes de Roche pour astéroïdes doubles

P. Descamps

Introduction

Il est proposé de revisiter le vieux problème résolu par Édouard Roche en 1849 sur la recherche des formes d'équilibre de masses fluides en rotation au sein d'un système double dans lequel chaque constituant a synchronisé sa rotation propre sur sa période de révolution. La nouveauté consiste à substituer à l'hypothèse d'une distribution interne de matière homogène un autre modèle de structure interne où la matière serait arrangée en strates de densité croissante vers l'extérieur. Le problème ainsi reformulé ne possède pas de solutions analytiques simples à l'instar de son homologue homogène. Il est cependant possible de le résoudre de façon complètement numérique. On montre alors que les solutions de forme, dans des conditions dynamiques équivalentes, sont plus aplaties. Ces nouvelles solutions de forme ont été appliquées à la modélisation de cinq systèmes astéroïdaux réels pour lesquels les solutions classiques de Roche ne satisfaisaient pas.

1. Problème de Roche

1.1 Prolégomènes

Le problème de Roche, dans toute sa généralité, consiste à étudier la forme prise par une masse fluide soumise non seulement à sa propre gravité mais aussi aux forces centrifuges nées de sa rotation et aux effets de marée provoqués par un corps voisin sphérique. Par ailleurs, autre hypothèse importante, le mouvement est considéré comme purement képlérien. C'est bien évidemment une grande simplification du problème réel qui, considérant deux masses tournantes ellipsoïdales, devrait prendre en compte l'ellipticité du secondaire dans les forces de marées ainsi que le caractère non képlérien du mouvement résultant. Cette approximation de la réalité reste « acceptable » dans le sens où elle se traduit par des solutions de forme dont l'inexactitude culmine tout au plus à 15% pour des configurations très particulières pour lesquelles les deux corps sont pratiquement en contact [1]. Cependant, pour des séparations relatives (rapport entre la séparation et la somme des $\frac{1}{2}$ grands axes longitudinaux des deux ellipsoïdes) supérieures à 1.8, ce qui est le cas des applications jusqu'à maintenant, l'erreur tombe à moins de 1% quel que soit le rapport de masse considéré. Le formalisme de Roche a donc été appliqué à nombre de systèmes astéroïdaux [2,3]. En outre, l'un des systèmes doubles pour lesquels ce formalisme mathématique, appliqué aux courbes de lumière de rotation observées, a montré le plus de succès, celui de l'astéroïde (90) Antiope, a également révélé grâce à l'imagerie directe à haute résolution que les caractéristiques physiques que l'on pouvait mesurer de façon indépendante (comme la densité) rejoignaient celles déduites du modèle de Roche [4]. Par ailleurs, de récentes observations spectroscopiques infrarouges ont abouti à la détection de glace d'eau en surface de l'astéroïde 24 Themis [5,6], membre éminent de la famille Themis dont (90) Antiope fait également partie. Cet astéroïde circule à 3 ua et le flux solaire y est suffisant pour sublimer complètement toute glace d'eau. Il est donc nécessaire d'invoquer la présence d'un réservoir d'eau gigantesque sous un épais manteau solide afin d'expliquer un réapprovisionnement continu de la surface en eau [7]. Faut-il y voir une justification aux formes d'équilibre fluides prises par les composantes du système d'Antiope ?

Les ellipsoïdes de Roche semblent donc être plus que de simples artifices d'analyse. Ils peuvent également être des révélateurs d'une structure interne particulière favorisant ou privilégiant un certain type d'évolution pouvant laisser penser *in fine* que ces systèmes doubles sont la conséquence dynamique d'un astéroïde progéniteur qui aurait fissionné. Cependant, les formes d'équilibre sont loin de faire l'unanimité. Les travaux d'Holsapple au début des années 2000 ont montré qu'un astéroïde granuleux sans cohésion interne au sein duquel, hormis les forces de gravité, des forces de friction (représentées par un angle de friction interne Φ) s'exercent, peut présenter un large éventail de formes admissibles au sein duquel les formes d'équilibres ne jouent pas un rôle privilégié. En 2010, Sharma a poussé l'analyse du système d'Antiope en y insérant un angle de friction interne dans le cadre d'une rhéologie suivant le modèle d'Holsapple. Il a ainsi montré que si Antiope avait une friction interne typique des agrégats rocheux de l'ordre de 30° , alors pratiquement toutes les figures seraient recevables. Or manifestement, la photométrie et l'imagerie directe prouvent que la forme adoptée par chacune des composantes s'écarte très peu d'une sphère, ce qui, toujours selon [1] à son corps défendant, requiert un angle de friction interne inférieur à 3° !

Comment expliquer alors la bonne adéquation au sein de certains systèmes doubles entre les formes des objets constituants et celles qu'ils auraient s'ils étaient considérés en équilibre hydrostatique ? Comment expliquer que ces objets si petits en dimensions, avec des diamètres inférieurs à 100 km, soient aussi ronds, loin des formes très tourmentées que l'on trouve parmi les astéroïdes n'ayant pas un « jumeau » en vis-à-vis ? Ce sont autant de questions qui ne peuvent que susciter la poursuite et le développement des recherches sur l'origine de la forme des astéroïdes en liaison avec leur structure interne. C'est pourquoi dans ce travail, il est proposé de revenir sur l'une des anciennes fondamentales de la physique des astéroïdes, à savoir l'homogénéité de leur intérieur. Le nouveau modèle proposé, d'essence simple, suppose une distribution de matière de densité croissante vers la surface de l'objet. Les conséquences de cette hypothèse sont déterminées et évaluées à la lumière de quelques cas particuliers.

1.2 Structure interne stratifiée

On formule l'hypothèse simple que la matière interne d'un astéroïde se répartit suivant des strates ellipsoïdales emboîtées les unes dans les autres à la manière des poupées russes. Chaque strate est définie par un ellipsoïde de $\frac{1}{2}$ grands axes m_i (avec $m < 1$).

$$\sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{a_i^2} = m^2 \quad (1)$$

La distribution en masse dans les différentes strates est modélisée par une loi simple en puissance du type :

$$\rho(m^2) = \rho_0 m^{2n} \quad (2)$$

dans laquelle ρ_0 caractérise la densité de grain en surface. On montre alors facilement qu'il existe une relation simple liant la densité macroscopique à celle du matériau en surface :

$$\frac{\rho_b}{\rho_0} = \frac{3}{2n + 3} \quad (3)$$

Dans le cas des astéroïdes, on a systématiquement $\rho_b < \rho_0$: ceci implique nécessairement que $n > 0$. La mise en équation du problème ainsi que sa résolution sont exposées complètement dans l'article de [8]. La figure 1 compare les solutions obtenues pour le problème homogène classique (vues de gauche) aux solutions du problème inhomogène stratifié dans le cas $n = 1$ (vues de droite) pour deux valeurs du rapport de masse q . Il apparaît clairement que les solutions du problème inhomogène sont des ellipsoïdes beaucoup plus aplatis.

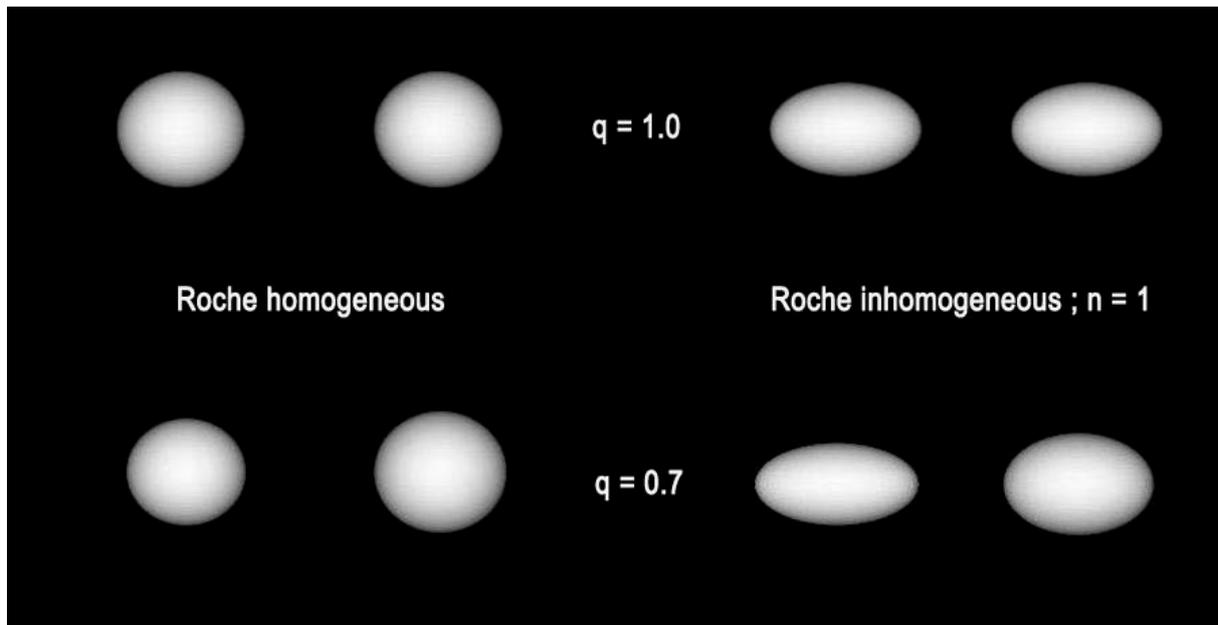


Fig. 1 : Solutions du problème de Roche homogène et inhomogène pour deux rapports de masse q entre les composantes d'un système astéroïdal double. Le cas inhomogène est traité pour une valeur de l'exposant $n = 1.0$, ce qui correspond à une porosité interne de $2/5$ (40%).
Les figures de Roche inhomogènes sont plus aplaties que leurs homologues homogènes

2. Application à différents systèmes doubles synchrones

Les solutions précédentes ont été appliquées à cinq petits systèmes doubles totalement synchronisés récemment découverts dans la ceinture principale. Il s'agit de (809) Lundia [9], (854) Frostia, (1089) Tama, (1313) Berna et (4492) Debussy [10]. Ces objets sont trop petits en dimensions angulaires pour être actuellement observés directement. Seule la photométrie a permis de montrer qu'ils constituaient des systèmes doubles grâce à la signature caractéristique d'éclipses et d'occultations mutuelles présente sur leurs courbes de lumière (fig. 2).

Pour chacun de ces systèmes, il a donc été recherché la meilleure solution de Roche stratifiée, ce qui passe par la détermination de trois paramètres, le rapport de masse entre composantes q , la vitesse angulaire spécifique

$\Omega = \frac{\omega}{\sqrt{\pi R G}}$ fonction de la densité interne ρ_b et l'exposant de la distribution interne de masse n . Les résultats de ces ajustements sont présentés dans le tableau 1. Ils donnent les rapports des demi-grands axes des composantes primaire et secondaire ainsi que leur séparation relative. En outre, la relation [3] permet d'inférer la densité de grain ρ_0 . Celle-ci se montre en accord avec le type spectral de chacun de ces objets lorsqu'il est connu. En effet, pour chaque type spectral, des analogues météoritiques de densité connue ont pu être associés.

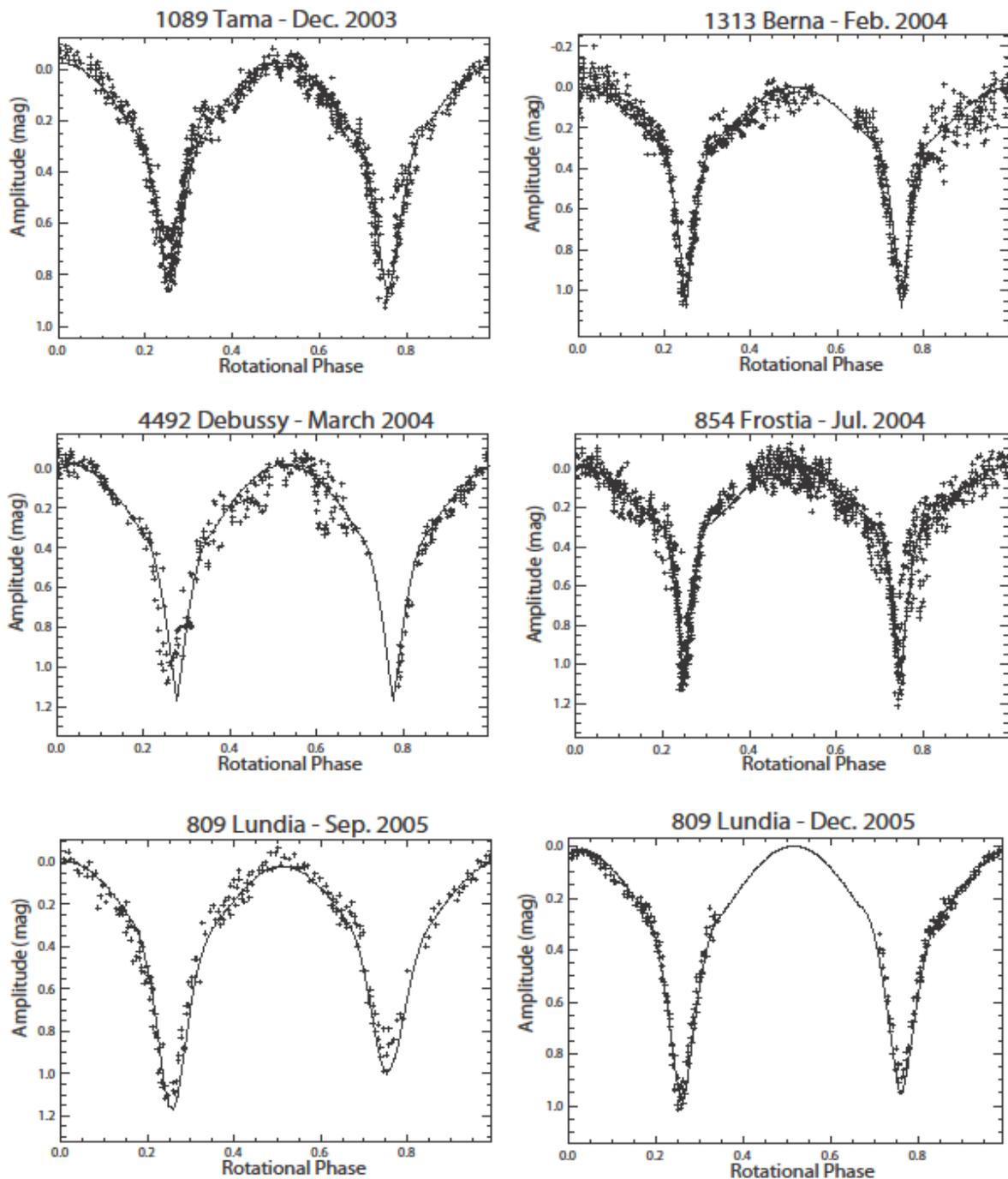


Fig. 2 : Courbes de lumière observées de différents systèmes doubles synchrones. Les courbes en traits pleins sont issues d'une modélisation de la structure interne de chacun d'entre eux sous la forme d'une répartition de masse stratifiée

Il n'est pas inutile de faire remarquer, au cas où l'on ne s'en serait pas aperçu, que l'hypothèse sous-jacente constitutive de ces systèmes est la similarité de la loi de densité dans chacun des corps. Ceci n'a rien d'évident a priori. Cela présuppose implicitement que les deux objets d'un système double sont issus d'une même origine, d'un même corps parent, sinon comment expliquer leur gémellité ? Pourtant, cette hypothèse se révèle étonnamment opérante dans sa capacité à reconstituer les courbes de lumière observées. En effet, dans le cas contraire, celui d'une forte dissemblance structurelle, mais en supposant une constitution identique (même grain

de matière), cela impliquerait nécessairement une densité volumique différente, un aplatissement différent et donc, dans le cas d'un rapport de masse unité, cela signifierait des tailles différentes impliquant des chutes en magnitude différentes, ce qui n'est pas observé. Le fait même que les chutes soient identiques exige nécessairement l'égalité des tailles. Si l'on suppose un même matériau constitutif, alors l'égalité des tailles exige l'égalité des densités volumiques et donc également celle des distributions en densité.

Table 1 : Paramètres d'ajustement pour chacun des astéroïdes modélisés

		809 Lundia	1089 Tama	4492 Debussy	1313 Berna	854 Frostia
Synodic period (h)		15.418±0.001	16.444±0.001	26.576±0.005	25.464±0.005]	37.728±0.001
Size of components(km)		8±2	9±3	8±6	13±7	12±6
Type		V	S	?	S	V
Velocity: Ω		0.182±0.003	0.161±0.006	0.147±0.003	0.120±0.004	0.10±0.004
Mass ratio: q		0.7±0.01	1.0	1.0	1.0	1.0
Exponent: n		0.9±0.02	1.32±0.02	1.60±0.01	1.90±0.10	2.6±0.1
Bulk density: ρ (g/cm ³)		1.85±0.05	2.07±0.17	0.96±0.04	1.55±0.09	1.02±0.08
Grain density: ρ_0 (g/cm ³)		2.96±0.10	3.88±0.29	1.97±0.17	3.52±0.40	2.79±0.38
Bulk porosity: p (%)		37.5±0.05	46.8±0.4	51.6±0.2	55.9±2.6	63.5±0.3
Primary shape	b/a	0.82±0.02	0.72±0.04	0.69±0.02	0.78±0.05	0.76±0.02
	c/a	0.75±0.02	0.65±0.04	0.63±0.02	0.72±0.05	0.69±0.02
Secondary shape	b'/a'	0.73±0.02	0.72±0.04	0.69±0.02	0.78±0.05	0.76±0.02
	c'/a'	0.67±0.02	0.65±0.04	0.63±0.02	0.72±0.05	0.69±0.02
Relative separation: D		0.56±0.02	0.55±0.06	0.53±0.05	0.43±0.05	0.39±0.06

Conclusion

Le modèle proposé de formes en équilibre hydrostatique à répartition stratifiée de masse permet de rendre compte des courbes de lumière observées de différents systèmes doubles synchrones. Par ailleurs, la densité de grain qui en découle rejoint les données spectroscopiques que l'on possède sur ces objets. Faut-il pour autant en déduire que le présupposé inhomogène soit vrai ? Non, bien sûr. Dans sa *Logique*, Aristote a déjà affirmé depuis bien longtemps qu'à partir de prémisses non vraies, il était possible d'obtenir des inférences justes mais que celles-ci ne permettaient en aucun cas de porter un jugement sur la réalité des prémisses. Même si nous disposions de 1 000 observations positives, nous ne pourrions conclure à la réalité de la structure interne stratifiée. Tout ce qu'il nous est possible de faire est de chercher à savoir non pas si notre hypothèse est vraie mais plutôt si elle n'est pas fausse. Pour reprendre une terminologie poppérienne, nous dirions qu'il s'agit ici d'une *tentative theory*. Il s'agit en fait non seulement de continuer à confronter le modèle inhomogène à de nouveaux systèmes doubles qu'il nous faut découvrir mais également à tenter de le réfuter par tous les moyens possibles. Par exemple, en essayant dans un premier temps de répondre à la question de savoir si une telle distribution stratifiée est physiquement possible et réalisable à travers un mécanisme à déterminer. Ainsi, la destruction d'un astéroïde parent puis la réaccumulation des débris de toutes tailles en commençant par les plus gros – soumis à des efforts de gravités plus intenses – jusqu'au plus petit peut être un mécanisme possible. D'autre part, les astéroïdes-tests sont tous de petits objets avec des tailles de l'ordre de la dizaine de kilomètres. Pour les plus gros systèmes, tels que celui de (90) Antiope, l'approche classique par ellipsoïdes homogènes de Roche a conduit à des résultats satisfaisants. Cela pose donc une autre question, le rôle de la taille des objets. Le mécanisme à trouver doit donc être également en mesure d'expliquer ce fait d'observation. En tout état de cause, l'hypothèse de non-homogénéité faite dans ce travail n'est juste qu'une conjecture qu'il s'agit maintenant de réfuter sinon de confirmer. Il se peut que le seul moyen de le faire puisse tenir dans un sondage en profondeur d'un petit astéroïde lors d'une mission spatiale future.

Références

- [1] I. Sharma, Equilibrium Shapes of Rubble-Pile Binaries: the Darwin Ellipsoids for Gravitationally Held Granular Aggregates, *Icarus*, 205, 2010, p. 638-657.
- [2] P. Descamps : Les figures de Roche dans les systèmes astéroïdaux doubles, *L'Astronomie*, 121, 2007, p. 270-273.
- [3] P. Descamps : Roche Figures of Doubly Synchronous Asteroids, *Planetary and Space Science*, 56, 2008, p. 1839-1846.
- [4] P. Descamps, F. Marchis, T. Michalowski, F. Vachier, F. Colas, J. Berthier, M. Assafin, P.B. Dunkel, M. Polinska, W. Pych, D. Hestroffer, K.P. Miller, R. Vieira-Martins, J.-P. Teng, A. Peyrot, B. Payet, J. Dorseuil, Y. Léonie, T. Dijoux : Figure of the Double Asteroid 90 Antiope from Adaptive Optics and Lightcurve Observations, *Icarus*, 187, 2007, p. 482-499.
- [5] H. Campins, K. Hargrove et 7 collègues : Water Ice and Organics on the Surface of the Asteroid 24 Themis, *Nature*, 464, 2010, p. 1320-1321.
- [6] A.S. Rivkin, J.P. Emery : Detection of Ice and Organics on an Asteroidal Surface, *Nature*, 464, 2010, p. 1322-1323.
- [7] J.C. Castillo-Rogez and B.E. Schmidt : Geophysical Evolution of the Themis Family Parent Body, *Geophysical Research Letter*, 37, L10202, 2010.
- [8] P. Descamps : Equilibrium Figures of Inhomogeneous Synchronous Binary Asteroids, *Icarus*, 207, 2010, p. 758-768.
- [9] A. Kryszczyńska et 11 collègues : New Binary Asteroid 809 Lundia – I. Photometry and modelling, *Astronomy and Astrophysics*, 140, 2009, p. 265-272.
- [10] R. Behrend et 49 collègues : Four New Binary Minor Planets: (854) Frostia, (1089) Tama, (1313) Berna, (4492) Debussy, *Astronomy and Astrophysics*, 446, 2006, p. 1177-1184.

L'IMCCE en chiffres : de 2005 à 2010

I. Nicolas

Introduction

Le pilotage du budget est le cœur même du métier d'un administrateur de laboratoire. Les données annuelles sont forcément ponctuelles mais leur évolution dans le temps, même sur une durée relativement courte, comme ici 6 ans, se révèle porteuse d'informations.

1. Évolution du budget

Ce qui est notable dans ces chiffres, outre l'augmentation générale des ressources du laboratoire qui ont doublé dans la période, c'est la part croissante des crédits dits spécifiques (ANR, Actions incitatives, contrats européens ou autres...). La courbe des reports, en jaune sur le graphique, atteste qu'ils ne sont pas franchement significatifs dans l'augmentation des ressources.

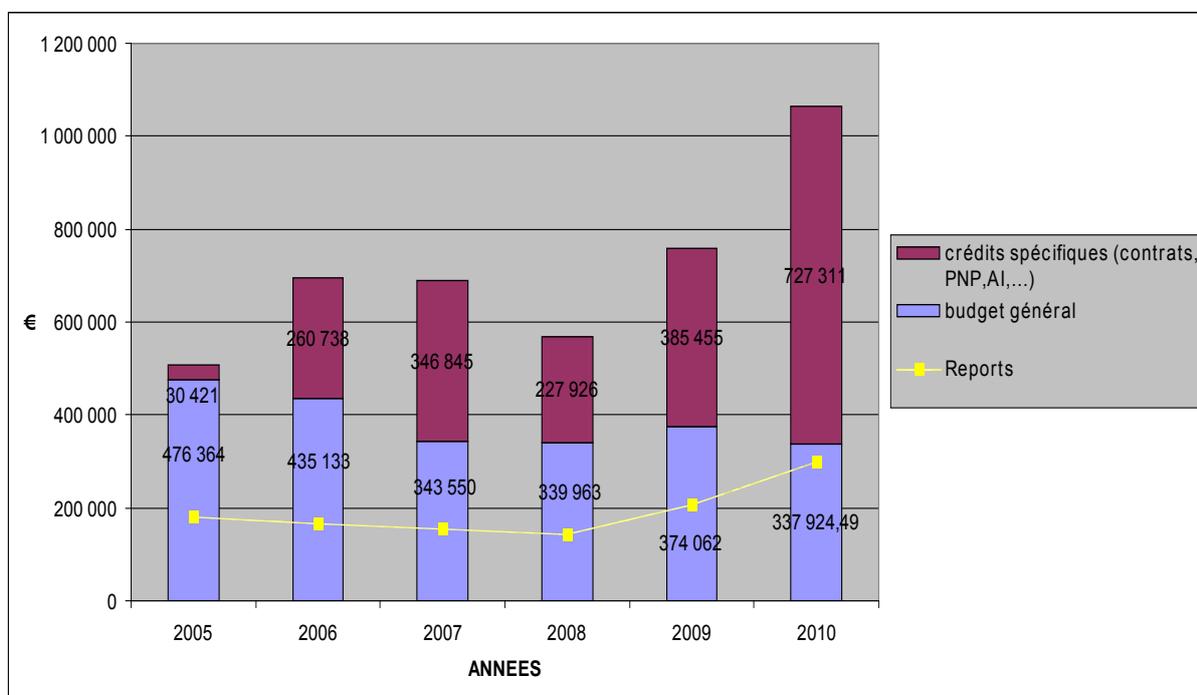


Fig. 1 : Budget de l'IMCCE de 2005 à 2010

2. Les stages

La caractéristique remarquable de ce graphique, c'est la chute du nombre des stagiaires en 2008. Il faut se rappeler qu'en 2006 un décret est passé, instaurant l'obligation de rémunérer tous les stages de plus de 3 mois et imposant un montant de gratification. Mais à cette période, on ne pouvait verser de gratifications qu'à partir des ressources propres CNRS. Or l'IMCCE a peu de ressources de ce genre. Si le nombre de stagiaires n'a pas chuté dès 2007, c'est parce qu'entre la promulgation du décret et les directives officielles de nos administrations, quelques mois s'étaient écoulés et beaucoup de conventions étaient d'ores et déjà signées. Le CNRS a aidé les laboratoires à honorer leurs engagements. En 2008, il a fallu adapter le nombre de stages au disponible budgétaire. À partir de 2009, l'autorisation a été donnée d'utiliser les crédits d'État au lieu des seules ressources propres.

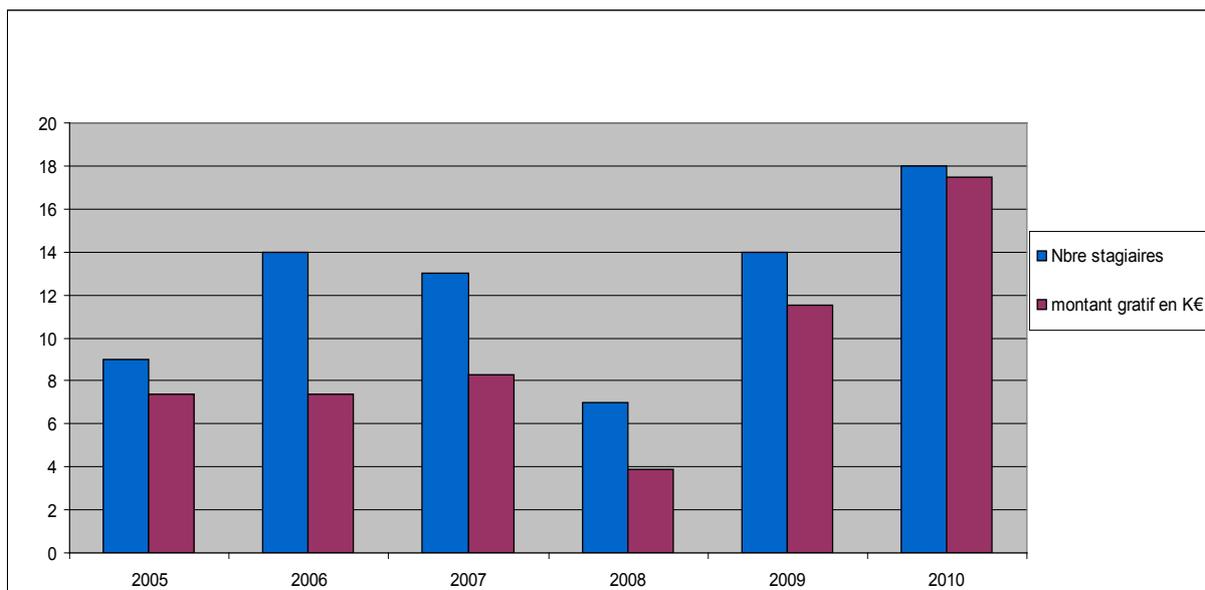


Fig. 2 : Stagiaires et gratifications

3. Les missions

Il est à noter que les chiffres 2010 ne sont pas complets (données à mi-novembre). Les missions représentent le poste budgétaire le plus important du laboratoire et une partie conséquente du travail de la gestion.

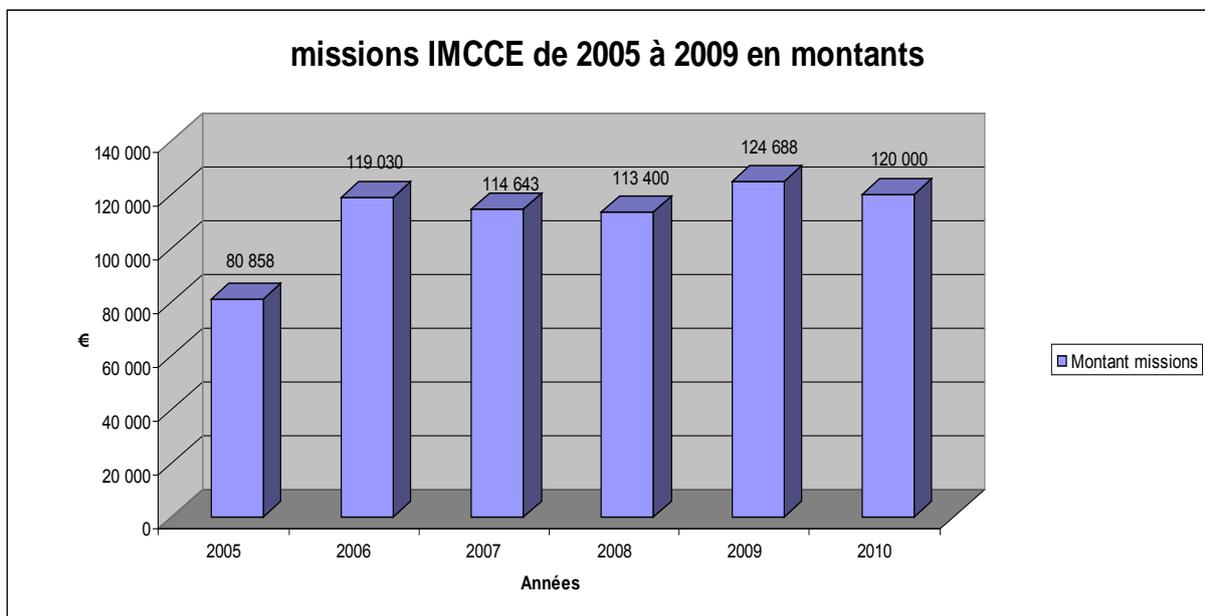


Fig. 3 : Évolution du budget consacré aux missions

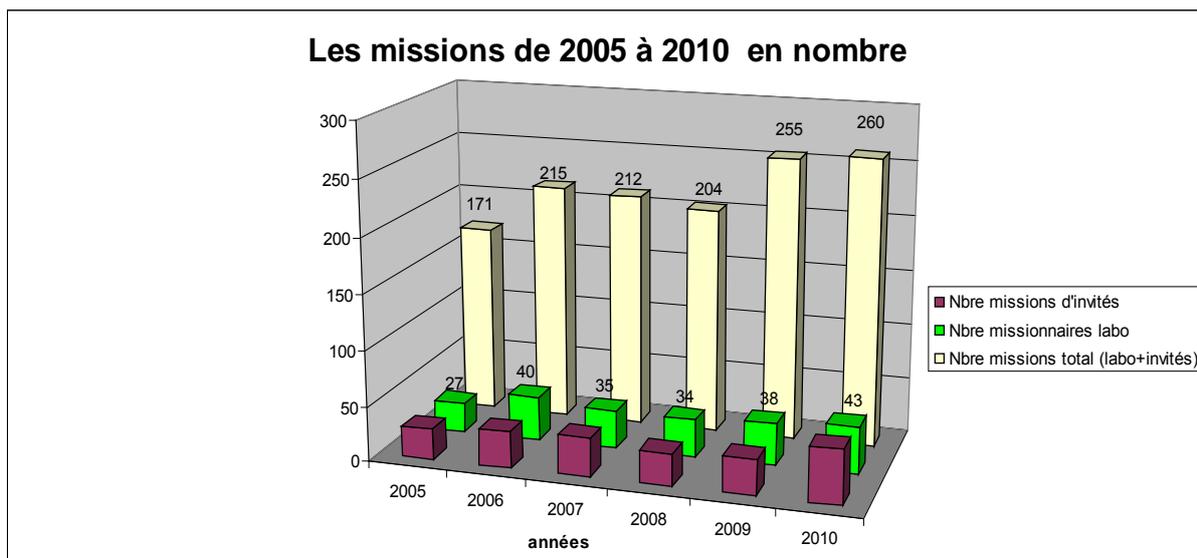


Fig. 4 : Évolution du nombre de missions

On entend par nombre de missionnaires du laboratoire les missionnaires ayant fait au moins une mission dans l'année.

Conclusion

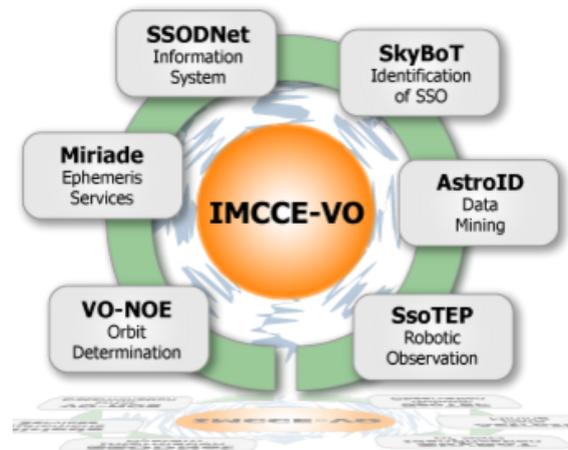
Les chiffres sont révélateurs s'ils sont bien situés dans leur contexte. En 6 ans, l'IMCCE a su compenser la baisse sensible de ses crédits de base en décrochant divers contrats, ces nouveaux apports permettant, entre autres, de développer de nombreuses collaborations.

Projet OV-IMCCE, bilan 2005-2010 et perspectives

J. Berthier, F. Vachier & W. Thuillot

Introduction

Le projet Observatoire Virtuel de l'IMCCE (OV-IMCCE), sur la période 2005 – 2010, a eu comme principal objectif d'apporter toute l'expertise de l'IMCCE en science planétaire dans le projet international de l'Observatoire Virtuel (IVOA) [2]. Au terme de cette période, la contribution du projet OV-IMCCE se traduit par la mise à disposition d'un ensemble de services interopérables, accessibles au travers d'un portail Internet [3]. Les différents services offerts à la communauté astronomique un support scientifique, contribuent à la diffusion et l'enseignement de la culture scientifique, et dotent l'IMCCE d'outils modernes de calcul d'éphémérides électroniques.



Pour aboutir à ce résultat, l'IMCCE a travaillé en étroite collaboration avec ses partenaires du projet VO-Paris Data Centre (VO-PDC) [6], de la structure ASOV (Action spécifique OV-France) [7], du Centre de Données astronomique de Strasbourg (CDS) [8], et de différents groupes de travail de l'IVOA. Le projet OV-IMCCE a été financé sur fond propre à hauteur de 83% pour un coût global de 91 k€, et via les contributions de VO-PDC (14%) et de l'ASOV (3%).

1. Architecture du projet

Le projet OV-IMCCE s'articule autour de trois axes : l'information, les éphémérides et l'observation astronomique des corps du système solaire, au travers de cinq services détaillés dans les paragraphes suivants. Le public concerné et usagé de ces services sont la communauté astronomique professionnelle et amateur, le grand public et le monde de l'éducation. L'architecture globale du projet à l'horizon 2012+ est présentée Fig. 1.

Tous les services proposés par le portail OV-IMCCE sont interopérables, c'est-à-dire qu'ils peuvent être invoqués par des protocoles standard de l'Observatoire virtuel, et que les résultats sont retournés sous des formats standard. La technologie utilisée par les services s'appuie sur les méthodes de requêtes HTTP et les protocoles de Webservices XML, SOAP et WSDL.

1.1 SsoDNet

SsoDNet (*Solar System Database Network*) est un système d'information sur les corps du système solaire. Il offre à l'utilisateur un point d'entrée unique permettant d'accéder, à l'aide d'une simple requête, à un vaste ensemble de propriétés et de paramètres concernant ces corps. L'originalité de ce service, outre son interopérabilité au sens de l'observatoire virtuel, est qu'il agrège des données sauvegardées et maintenues par les fournisseurs eux-mêmes.

Ce service, dont la mise en production était initialement prévue fin 2010, a été en grande partie transféré dans le cadre du projet européen EuroPlaNet [9] afin de coller au plus près aux spécifications et aux particularités des besoins de la communauté des sciences en planétologie. Il ne sera disponible qu'à partir de fin 2012.

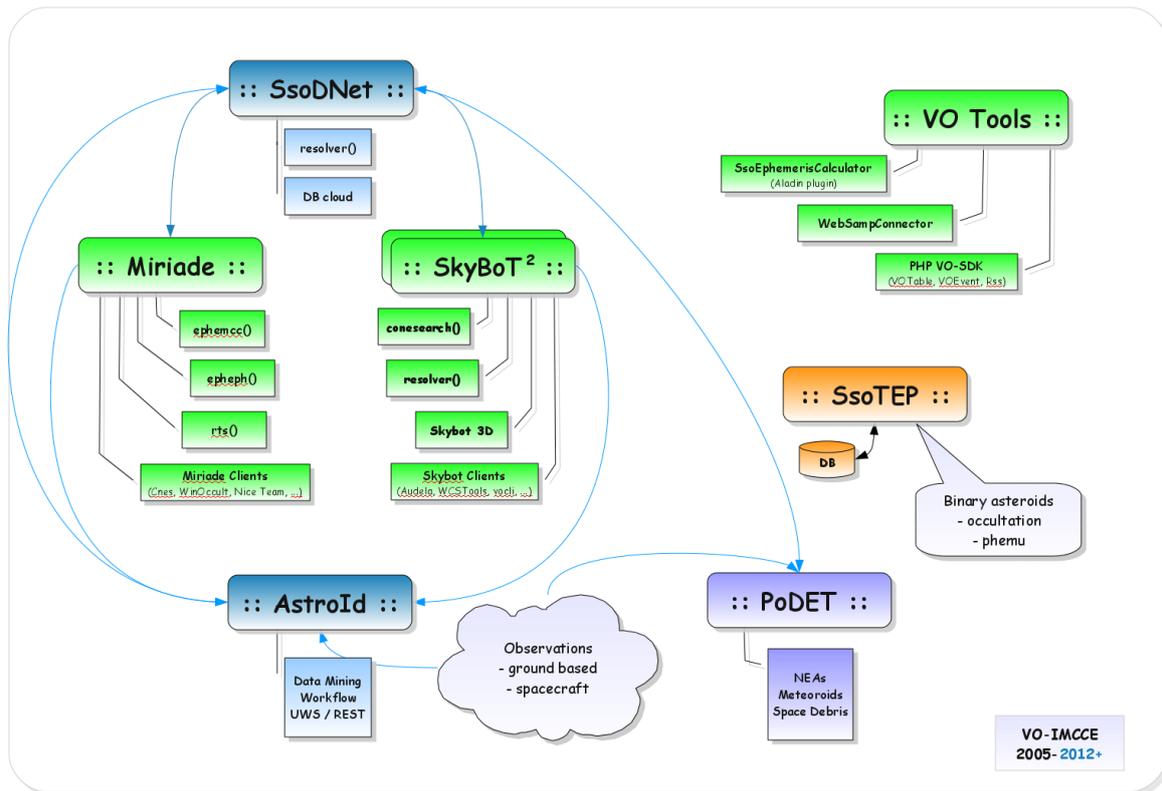


FIGURE 1 – Architecture globale du projet OV-IMCCE à l'horizon 2012+

1.2 *Miriade*

Miriade regroupe les services de calcul d'éphémérides électroniques des corps du système solaire de l'IMCCE. Les services en production sont, à ce jour, les calculs d'éphémérides de position et d'éphémérides pour l'observation physique, ainsi que les calculs de lever et coucher des planètes, du Soleil et de la Lune. Ce dernier service est, en particulier, beaucoup utilisé par le large public fréquentant le serveur Internet de l'IMCCE.

1.3 *SkyBoT*

SkyBoT (*Sky Body Tracker*) est un service de recherche et d'identification des corps du système solaire dans les images astronomiques. Opérationnel depuis 2006 [1], il rencontre un succès très important, tant dans la communauté amateur que professionnelle (cf. §2.).

1.4 *AstroId*

AstroId a pour ambition de mettre à disposition des outils de fouille d'archives permettant d'extraire, en particulier, les mesures astrométriques et spectro-photométriques des corps du système solaire dans les images astronomiques. Ce travail est réalisé en collaboration avec OV-Paris et le CAI, et contribue aux efforts de l'IVOA à travers le groupe de travail *Grid & Webservices*. A ce jour, le grand relevé DENIS a été analysé, et les relevés POSS, ESOR, SRCJ et EROS sont en cours d'analyse.

1.5 *SsoTEP*

SsoTEP (*Solar system object Transient Event Predictions*) est un service de diffusion des prédictions d'observation de phénomènes transitoires impliquant les corps du système solaire, tels que les occultations stellaires et les phénomènes mutuels. L'originalité du service consiste à apporter ces prédictions *sur le bureau* des observateurs,

sans que ces derniers n'aient à consulter tel ou tel site Internet. SsoTEP diffuse des messages au format VOEvent [4], ce qui permettra, à terme, de soumettre des observations aux réseaux de télescopes robotiques.

1.6 VO Tools

Le développement des composantes du projet OV-IMCCE dans le cadre *Observatoire virtuel* a été l'occasion de contribuer à l'effort général en implémentant les standard et protocoles recommandés par l'IVOA. *VO Tools* regroupe les contributions majeures de l'IMCCE :

- **WebSampConnector** : librairie Javascript et Java permettant aux principaux navigateurs Internet de communiquer avec les logiciels OV à travers le protocole SAMP
- **VOPDC-SDK** : librairie PHP regroupant les implémentations des standard de communication de l'IVOA - VOTable (1.x) et VOEvent (1.1) - ainsi que le schéma partiel (version 2.0) des fils RSS
- **ssoEphemerisCalculator** : plugin pour Aladin de calcul des éphémérides de position et d'éphémérides pour l'observation physique des corps du système solaire

2. SkyBoT

SkyBoT (*Sky Body Tracker*) est à l'origine du projet OV-IMCCE, en 2004, pour répondre au besoin récurrent de connaître, à tout instant, les corps du système solaire présents dans n'importe quel champ de vue de la sphère céleste. L'originalité de SkyBoT face à ses concurrents (MPChecker [10], JPL SB Identification [11]) se trouve dans le cumul de performances qu'ils n'ont pas : période de temps couverte (1890 - 2060), précision des éphémérides calculées (intégration numérique du problème n -corps) et temps de réponse (moins de 30 sec. dans 88% des cas d'utilisation).



FIGURE 2 – Répartition géographique des utilisateurs de SkyBoT (2010-10-05), réalisée via les fonctionnalités de *Mappy connect* [12].

L'interopérabilité associée à la qualité et du service assurée par l'IMCCE ont fait de SkyBoT un outils largement utilisé par la communauté astronomique, que ce soit en opération quotidienne par les télescopes Keck, lors de campagnes de fouilles d'archives, ou à travers différents logiciels et projets. Citons :

- **Logiciels** Aladin, AudeLA, WCS Tools, vo-cli, ...
- **EURONEAR** The European Near Earth Asteroids Research
- **Tarot** Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires
- **Space Telescope European Coordinating Facility (STECF)** HST observations of solar bodies
- **Digitized First Byurakan Survey (DFBS)** Data mining in the DFBS plates

- **Astro-WISE** Searching for known asteroids in the WFI archive
- **AVM Microformat Generator** Universal name resolver

Depuis la mise en production de la version 2 en janvier 2008, on recense plus de 3700 utilisateurs différents (adresses IP), pour plus de 1908606 requêtes en 706 jours, soit en moyenne 2700 requêtes par jour. La figure 2 présente la localisation géographique des utilisateurs de SkyBoT.

3. Perspectives

Après cinq années d'efforts, le projet OV-IMCCE a rempli ces objectifs en mettant à disposition de la communauté astronomique des outils et des services largement appréciés et utilisés. La reconduction du projet sur 2011-2012 permettra de finaliser les développements en cours (SsoDNet, AstroId, SsoTEP), de mettre à niveau les standard et protocoles utilisés, et d'interconnecter les services du projet PODET [5]. A terme, la pérennisation des services proposés sera assurée par leur totale intégration dans le service des éphémérides de l'IMCCE.

Références

- [1] Berthier, J., Vachier, F., Thuillot, W., Fernique, P., Ochsenbein, F., Genova, F., Lainey, V., & Arlot, J.-E. 2006, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, 351, 367
- [2] *International Virtual Observatory Alliance*, <http://ivoa.net/>
- [3] *Portail VO-IMCCE*, <http://vo.imcce.fr/>
- [4] *IVOA VOEvent*, <http://www.ivoa.net/cgi-bin/twiki/bin/view/IVOA/IvoaVOEvent>
- [5] *Pôle Dynamique de l'Environnement Terrestre*, <http://podet.imcce.fr/>
- [6] *VO Paris Data Centre*, <http://vo.obspm.fr/>
- [7] *Action Spécifique OV-France*, <http://www.france-ov.org/twiki/bin/view/>
- [8] *Centre de Données Astronomiques de Strasbourg*, <http://cdsweb.u-strasbg.fr/>
- [9] *Europlanet Research Infrastructure*, <http://www.europlanet-eu.org/>
- [10] *Minor Planet Checker*, <http://scully.harvard.edu/~cgi/CheckMP>
- [11] *JPL SB Identification*, <http://ssd.jpl.nasa.gov/sbfind.cgi>
- [12] *Mappy connect* <http://connect.mappy.com/fr/>

Mega-Precovery, a Dedicated Project for Data Mining Worldwide Image Archives for Poorly Known Asteroids

M. Popescu, O. Vaduvescu, M. Birlan

Abstract

We describe the Mega-Precovery software which performs a search of archives containing known asteroids in their fields, including near Earth and potentially hazardous asteroids. Both “precoveries” and “recoveries” are reported, allowing the improvement of orbit and other dynamical studies. The images are identified using observing logs stored in a database called Mega-Archive, containing until now 340,000 pointings corresponding to images from ESO/MPG, ING/INT, and CFHT telescopes. Additional observing logs for different CCD images and photographic plates can be added.

Available online, embedded in to the EURONEAR project, Mega-Precovery will be available to the whole astronomical community willing to data mine the presently growing imaging archives potentially to contain important information about selected asteroids.

1. Introduction

The vast collection of image and plate archives stored worldwide is still insufficiently explored and could be mined for asteroids appearing occasionally in their fields. Searches for images and plates that could contain these objects are therefore highly desirable and are important resources for astrometry and photometry of asteroids. Both “precoveries” (apparitions of an object in CCD images and photographic plates before discovery date) and “recoveries” (apparitions of an object in CCD images and photographic plates after discovery date) can be found. By identifying and measuring the asteroid, the orbit can be improved since a longer arc (time-base) is considered. In the case of Near Earth Objects, the possibility of close approaches to the Earth can be predicted with much good accuracy since the orbit will be better determined. In addition, other studies such as long-term dynamical investigations can be made [1, 2].

Our objective is to search large archives in order to find images which contain one or a few selected known asteroids in the field. Thus, we designed Mega-Precovery project with the two components.

- the database (called Mega-Archive) which contains observing logs for images and plates available from different telescopes. The Mega-Archive is an open project allowing other observing logs to be added for exploration.
- the software for searching in the Mega-Archive database the images containing one or a few desired objects;

Basically, the project is intended to be used for poorly known asteroids, newly discovered asteroids or Near Earth Asteroids (NEAs), but it can be used for any asteroid listed in the Minor Planet Asteroid Database. This facility will be integrated in the EURONEAR web server [3] allowing free access for users willing to search images for the asteroids in which they are interested.

2. Context and motivation of this work

The European Near Earth Asteroids Research (EURONEAR) [3] is a project which envisions to establish a coordinated network which will follow-up, recover, and discover Near Earth Asteroids and Potentially Hazardous Asteroids (PHAs) (fig. 1). The main objectives of EURONEAR are accurate astrometry and rapid follow-up of most important objects. Additionally, EURONEAR search also for new asteroids. Part of this project, Precovery [1] is a software dedicated to search all known asteroids in one archive of images or photographic plates.



Fig. 1: EURONEAR web site - home page

Mega-Precovery continues the idea of Precovery with the following approach: giving an object (by name or by number) to find all the images (identified by their observing logs) that contains this asteroid in their field. At the output the software will return a list with all the logs found in Mega-Archive (or just in selected archives) that have the desired object in their field.

3. Mega-Archive

Some major observatories allow free access to their database of CCD images and photographic plates via their observing logs. In order to perform a search for images with asteroids appearing occasionally in the fields, some of these observing logs have been gather in our proposed database, called Mega-Archive. A valid observing log for an image must have the basic information:

- name of the image, required to identify an image in the archive;
- center of the field identified by *RA/h* and *DEC/°*;
- mean time of observation given in Julian Day;
- size of CCD field.

For a simplified access, the logs were converted in the format bellow:

Image name | Julian Day | Exposure time | RA | DEC | Field Magnification | Filter

```
88099 WFI.2008-10-31T00:57:20.571|2454770.53982142|144|22.476933333333|-30.590972222222|0.57|0.57|BB#B/123_ES0878
88100 WFI.2008-10-31T01:01:02.463|2454770.54238962|144|22.478347222222|-30.596111111111|0.57|0.57|BB#B/123_ES0878
88101 WFI.2008-10-31T01:04:44.905|2454770.54496418|144|22.478466666667|-30.614888888889|0.57|0.57|BB#B/123_ES0878
88102 WFI.2008-10-31T01:08:28.237|2454770.54754904|144|22.477125000000|-30.622916666667|0.57|0.57|BB#B/123_ES0878
88103 WFI.2008-10-31T01:12:17.262|2454770.55019979|144|22.476091666667|-30.609361111111|0.57|0.57|BB#B/123_ES0878
88104 WFI.2008-10-31T01:18:38.722|2454770.55461484|144|22.475663888889|-30.593638888889|0.57|0.57|BB#I/203_ES0879
88105 WFI.2008-10-31T01:22:21.505|2454770.55719334|144|22.477069444444|-30.598416666667|0.57|0.57|BB#I/203_ES0879
88106 WFI.2008-10-31T01:26:03.717|2454770.55976524|144|22.477183333333|-30.617222222222|0.57|0.57|BB#I/203_ES0879
```

Fig. 2: Mega-Archive fragment

For easy identification of images, Mega-Archive is split in archives, each corresponding to a telescope. Until now Mega-Archive contains observing logs from the following telescopes:

- ESO/WFI: Wide Field Imager archive (34'x33') acquired with ESO/MPG 2.2m telescope in La Silla, Chile and maintained online by ESO. This archive contains around 90,000 observing logs.
- INT/WFC: Wide Field Camera (34'x34') of the 2.5m Isaac Newton Telescope in La Palma, Canary. It contains around 230,000 observational logs.
- CFHT/CFHTLS: MEGACAM (1°x1°) of the 3.6m CFHT Telescope. For this there are available around 20,000 observing logs.
- We intend to add soon:
- AIRA: Bucharest plate archive [4];
- Wide-Field Plate Archives -IAU Sofia [5];

Additionally, the Mega-Archive allows other archives or observing logs to be added for data mining. The requirement is to build the corresponding archive for Mega-Precovery with the format exemplified in figure 2.

4. Flowchart of the software

Our Mega-Archive is exploited using a software which queries the selected archives of observing logs, find the candidates images to hold the desired asteroid and write the outputs in a list. This tool is written in PHP in order to be easily embedded on the EURONEAR web server [3, 1] and to be used by community. In figure 3 is presented the flowchart of the software.

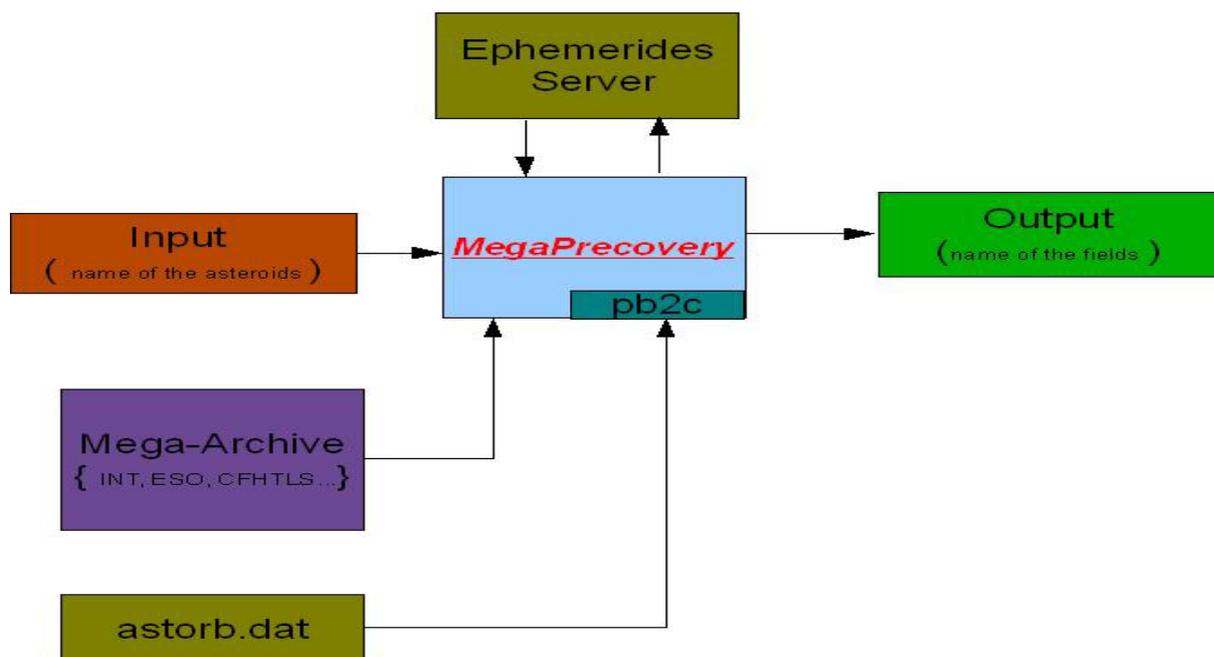


Fig. 3: Flow Chart for Mega-Precovery

The algorithm goes as follow: the input is the name or the number of the asteroid. At the first step, for the given object, the orbital elements are extracted from astorb.dat. Then, for each JD from all logs, RA and DEC of the object are computed using the two body problem [6, 7]. If the calculated position is sufficiently closed to the center of the field compared with the field of view, then the log is kept. In this way a first selection will be made. At the second step, the confirmation that the object is in the field of the images described by selected logs, is done using more precise queries to a public ephemerides services -Miriade Service from IMCCE [8, 9]. By using the simple two body problem in the first step, we dramatically minimize the number of queries to Miriade server, speeding up the search of Mega-Archive.

The output is a list with all logs of the images that contain the desired object. Using this, the user can search the images in the online archive of the corresponding telescope, download them and process the data related to this asteroid.

5. Performances and test run

A beta version is available on the EURONEAR Internet site [3]. Additional tests are still performed in order to optimize the application. The total running time of a search depends obviously on the size of the selected archive. Currently the ephemerides server could not handle in parallel multiple queries with different Julian dates, this feature being possible to be implemented in future versions and can be used to decrease the execution time. In the current version Mega-Precovery execution time for an input (one object) is less than 5 minutes for entire Mega-Archive. The web interface is given in figure 4. The field 'Uncertainty:' should be set 2 and the option 'Ephemerides Server Query:' should be set to 'yes'. These two fields will appear only in this beta version and are used for testing.

As example, we consider a run for the asteroid 1999 WK11. This object was discovered on 30 November 1999 at Kitt Peak and it is a NEA. It was catalogued as number 102873. The search of images that could contain this asteroid is made in all observing logs from Mega-Archive.

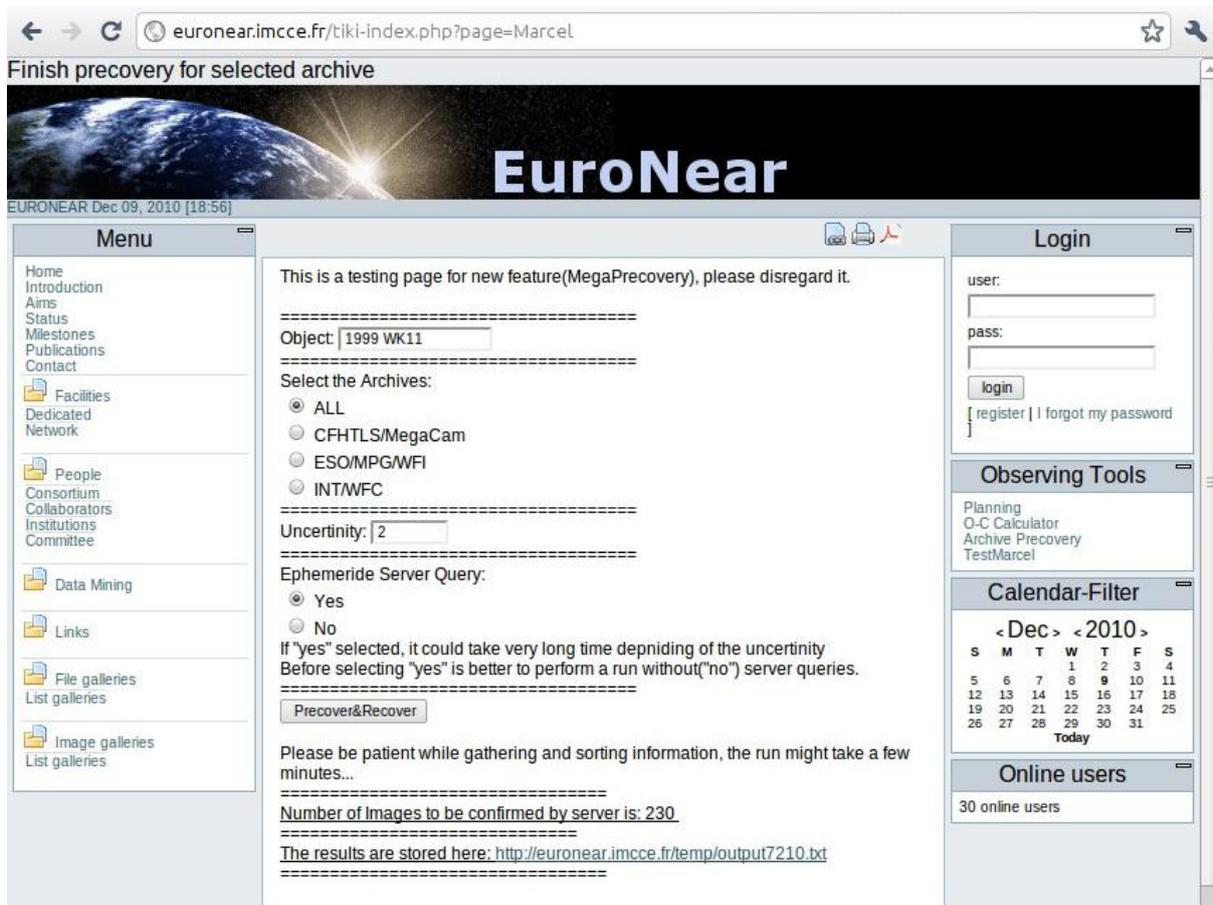


Fig. 4: Web interface for running Mega-Precovery

The results are listed in figure 5. There are 6 images found in ESO/WFI archives and 2 images found in CFHTLS archive.

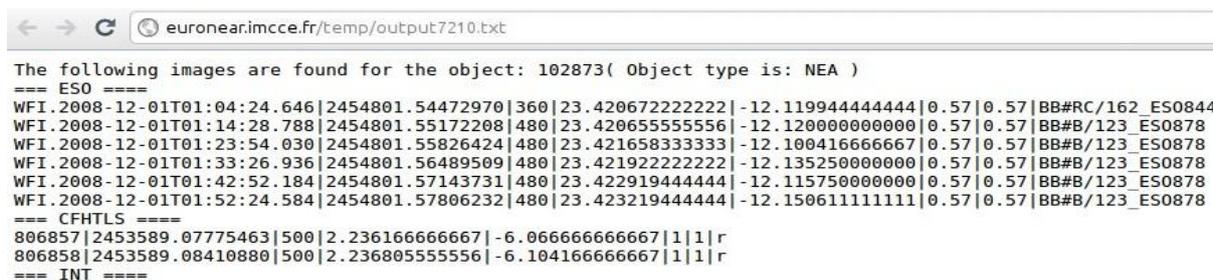


Fig. 5: Results of running 1999 WK11

The images could be downloaded and the positions of the asteroid could be measured. We took the images from ESO/WFI and processed them with Astrometrica [10]. The positions of the object obtained for each image in ESO Archive are listed in table below. All data was sent to MPC and allowed to improve the orbit for this object.

Image Name	RA	DEC
WFI.2008-12-01T01:04:24.646	23 26 09.257	-12 9 41.56
WFI.2008-12-01T01:14:28.788	23 26 10.134	-12 9 32.32
WFI.2008-12-01T01:23:54.030	23 26 10.881	-12 9 24.44
WFI.2008-12-01T01:33:26.936	23 26 11.638	-12 9 16.46
WFI.2008-12-01T01:42:52.184	23 26 12.385	-12 9 08.59
WFI.2008-12-01T01:52:24.584	23 26 13.143	-12 9 00.61

Conclusions

There is a huge amount of information stored in CCD images and photographic plates archives insufficiently explored. This information could be very useful when computing the orbits and dynamical characteristics of poorly known asteroids or newly discovered asteroids. With the purpose to explore this information we created Mega-Precovery, a public facility which will be integrated in the EURONEAR project.

The software, still under development, which can be launch from the EURONEAR website requires as input the name of the asteroid and performs a search in the entire Mega-Archive (or in selected archives) and gives at the output the observing logs for the images that have in the field the desired object.

References

- [1] O. Vaduvescu, L. Curelaru, M. Birlan, G. Bocsa, L. Serbanescu, A. Tudorica and J. Berthier : EURONEAR: Data Mining of Asteroids and Near Earth Asteroids, *Astronomische Nachrichten*, 330:698–+, July 2009.
- [2] R.H. McNaught, D.I. Steel, K.S. Russell and G. V. Williams : Near-Earth Asteroids on Archival Schmidt Plates, in J. Chapman, R. Cannon, S. Harrison & B. Hidayat, editor, IAU Colloq. 148: The Future Utilization of Schmidt Telescopes, volume 84 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 170–+, 1995.
- [3] EURONEAR web site : <http://euronear.imcce.fr>.
- [4] G. Vass, G. Bocsa, V. Ionescu, A. Alexiu and M. Birlan : Wide-Field Plate Archive Database in Bucharest, *Romanian Astronomical Journal*, 4:179–+, 1994.
- [5] Wide-Field Plate Database : <http://www.skyarchive.org/>.
- [6] O. Vaduvescu and M. Birlan : Software Package for Preparing and Processing of an Astronomical Observation, *Romanian Astronomical Journal*, 6:97–+, 1996.
- [7] J. Meeus : *Astronomical Algorithms*, ISBN 0-943396-61-1, 1999.
- [8] The IMCCE Virtual Observatory Solar System Portal : <http://vo.imcce.fr/webservices/miriade/>.
- [9] J. Berthier, D. Hestroffer, B. Carry, F. Vachier, V. Lainey, N.V. Emelyanov, W. Thuillot, J.-E. Arlot and I. Ephemerides Service : Miriade: A Service for Solar System Objects Ephemerides in the VO Framework, in *European Planetary Science Congress 2009*, p. 676–+, September 2009.
- [10] ASTROMETRICA : <http://www.astrometrica.at/>.

Lever ou coucher de la Lune sous la forme d'un bateau aux hautes latitudes

P. Rocher

Introduction

Lorsque la Lune est en dernier croissant ou en premier croissant, la corde joignant les extrémités du croissant de Lune peut être parallèle à l'horizon. Si ce phénomène est courant aux faibles latitudes, il devient extrêmement rare sous nos latitudes. Dans ce cas, l'angle au zénith du point milieu du limbe éclairé de la Lune, pour un lieu donné, doit être égal à 180° et l'azimut du centre de la Lune est égal à l'azimut du centre du Soleil. Le problème géométrique est le même pour un premier et pour un dernier croissant.



Fig. 1 : Croissant sous forme de bateau.

Dans le cas d'un premier croissant, plutôt que de chercher quand l'angle au zénith est égal à 180° , il est plus simple de chercher quand l'azimut du Soleil est égal à l'azimut de la Lune entre le coucher du Soleil et le coucher de la Lune. En effet, pour que le croissant soit visible, il faut que le Soleil soit déjà couché et que la Lune ne soit pas encore couchée. On calcule donc la différence d'azimuts des deux corps à l'instant du coucher du Soleil et à l'instant du coucher de la Lune : si cette différence d'azimuts change de signe, on a alors un azimut identique entre les instants des deux couchers. Pour un dernier croissant, la méthode est identique, il suffit de remplacer le coucher des astres par leur lever.

Ce calcul résout le problème géométrique, mais ne nous informe pas de la visibilité effective du dernier ou du premier croissant de Lune dans les lueurs du crépuscule. Il convient donc de coupler la recherche du phénomène avec des critères de visibilité du croissant de Lune.

1. Visibilité du croissant de Lune

Nous avons testé la visibilité du croissant à l'aide de quatre critères. Ces critères font intervenir la différence de hauteurs des astres, l'élongation entre les centres et la largeur du croissant de Lune, qui dépend de l'élongation. Les critères basés sur l'âge de la Lune ne sont pas fiables sauf sous de très basses latitudes.

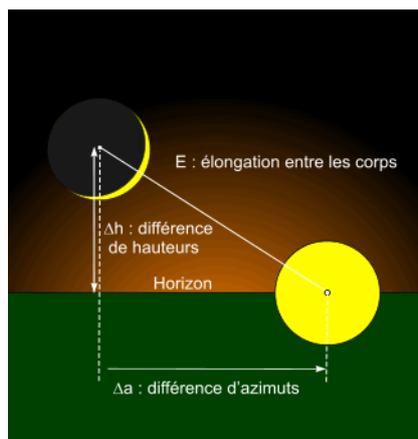


Fig. 2 : Critère de visibilité du croissant de Lune

1.1 *Le critère de l'IMCCE*

Le croissant de Lune est observable au moment du coucher ou du lever du Soleil, si à l'instant du coucher ou du lever du centre du Soleil, le centre de la Lune est au moins 5° au-dessus de l'horizon et si sa distance au Soleil (élongation) est au moins de 8° . L'élongation minimale de 8° correspond au critère de Danjon légèrement surévalué (ce critère est plutôt de l'ordre de $7,5^\circ$), la différence de hauteur de 5° correspond à un *arcus visionis* de 5° .

1.2 *Le critère du SAAO*

C'est également un critère sur la hauteur limite du bord inférieur de la Lune, à l'instant du lever ou du coucher du centre du Soleil, en fonction de la différence d'élongation avec la relation suivante : le croissant de Lune est visible à l'œil nu si à l'instant du coucher ou du lever du Soleil la hauteur du bord inférieur de la Lune + élongation/3 est supérieure à $11,3^\circ$. Il est visible avec une aide optique si cette quantité est supérieure à 9° .

1.3 *Le critère de BD. Yallop*

Ce critère est basé sur le calcul d'un coefficient q donné par la formule suivante :

$$q = \left[\Delta h - 11.8371 - 6.3226 \times W' + 0.7319 \times W'^2 - 0.1018 \times W'^3 \right] / 10$$

$$\text{où } W' = sd \cdot 1 - \cos E$$

Où sd est le demi-diamètre apparent de la Lune en minute de degré et E l'élongation géocentrique entre la Lune et le Soleil, le tout calculé pour un instant optimal T obtenu par la formule suivante : $T = (5T_S + 4T_L)/9$, T_S et T_L étant les instants des couchers du Soleil et de la Lune. Attention ! Δh est la différence d'altitude géocentrique entre le centre de la Lune et le centre du Soleil, la parallaxe lunaire n'est donc pas prise en compte.

Les critères de visibilité sont les suivants :

Table 1 : Limites de visibilité de B.D Yallop

Limite des valeurs de q	Condition de visibilité	Visibilité à l'œil nu	Visibilité avec des moyens optiques
$q > +0,216$	Facilement visible	oui	oui
$+0,216 > q > -0,014$	Visible dans des conditions optimales	oui	oui
$-0,014 > q > -0,160$	Peut demander une aide optique pour trouver le croissant	Plutôt oui	oui
$-0,160 > q > -0,232$	Demande toujours une aide optique pour trouver le croissant	Peut-être	oui

$-0,232 > q > -0,293$	Limite de visibilité avec un télescope	non	Peut-être
$-0,293 > q$	invisible	non	non

1.4 Le critère de M. Sh. Odeh

Ce critère, proposé par M. Sh. Odeh, ressemble au critère de B.D. Yallop, mais il fait intervenir la différence de hauteurs topocentriques sans réfraction entre le centre du Soleil et le centre de la Lune calculée pour un instant optimal T obtenu par la formule suivante : $T = (5T_S + 4T_L)/9$ T_S et T_L étant les instants des couchers du Soleil et de la Lune.

$$q = \left[\Delta h - 7.1651 - 6.3226 \times W' + 0.7319 \times W'^2 - 0.1018 \times W'^3 \right]$$

$$\text{où } W' = sd \cdot 1 - \cos E$$

Où sd est le demi-diamètre apparent de la Lune en minute de degré et E est l'élongation topocentrique entre la Lune et le Soleil, le tout calculé pour l'instant T .

Les limites de visibilité sont données par le tableau suivant :

Table 2 : Limites de visibilité de M. Sh. Odeh

Limite des valeurs de q	Condition de visibilité	Visibilité à l'œil nu	Visibilité avec des moyens optiques
$q > +5,65$	Facilement visible	oui	oui
$+5,65 > q > 2$	Visible dans des conditions optimales	Peut-être	oui
$2 > q > -0,96$	Visible uniquement avec une aide optique	non	oui
$-0,96 > q$	Invisible même avec une aide optique	non	non

1.5 Calcul pour un lieu donné

Nous avons effectué des recherches pour un lieu donné, Paris, pour le XXI^e siècle. Il y a deux manières de faire intervenir la visibilité du croissant de Lune, soit aux instants définis par les critères, soit à l'instant où les deux azimuts sont identiques. Dans le cas présent, nous avons tenu compte du critère de visibilité du croissant aux instants définis par les quatre critères.

Table 3 : Visibilité du croissant de Lune sous la forme d'un bateau à Paris au XXI^e siècle

Le matin	Le soir
le 25/09/2022 à 05h 13m 53s UTC Invisible selon critère IMC et SAAO	le 06/04/2008 à 18h 42m 06s UTC Invisible selon critère IMC et SAAO
le 30/10/2054 à 06h 28m 42s UTC Invisible selon critère IMC et SAAO	le 16/03/2010 à 18h 49m 07s UTC Visible selon les 4 critères
le 29/08/2095 à 04h 15m 48s UTC Invisible selon critère IMC et SAAO	le 04/03/2049 à 18h 33m 58s UTC Visible selon les 4 critères
	le 26/03/2066 à 18h 45m 48s UTC Visible selon les 4 critères
	le 17/04/2083 à 19h 32m 57s UTC Invisible selon critère IMC et SAAO

Cette méthode est assez lourde et elle ne nous donne pas les lieux où le phénomène est visible mais uniquement si le phénomène est visible en un lieu donné.

2. Tracé des lieux de visibilité du phénomène.

À un instant t donné, les lieux voyant la Lune et le Soleil sous un même azimut appartiennent à l'ellipsoïde défini par l'intersection du plan du grand cercle de la sphère céleste géocentrique contenant les directions géocentriques du Soleil et la Lune. Sur cet ellipsoïde, on peut déterminer les lieux ayant la Lune à l'horizon (lever et coucher de la Lune) et les lieux ayant le Soleil à l'horizon (lever et coucher du Soleil). Pour le calcul des coordonnées géographiques de ces points, on doit tenir compte de la réfraction atmosphérique et des parallaxes horizontales des deux corps. Il suffit ensuite de faire évoluer le temps pour tracer les limites de visibilité du phénomène. Dans nos calculs, nous avons arrêté les tracés lorsque l'élongation géocentrique entre les deux astres est égale à 8° dans le cas d'un dernier croissant de Lune et nous avons commencé les tracés lorsque l'élongation géocentrique entre les deux astres est égale à 8° dans le cas d'un premier croissant de Lune. Ce qui nous assure une élongation topocentrique de l'ordre de 7° correspondant au critère de Danjon.

Pour ne pas tracer les limites lorsqu'elles se situent aux basses latitudes, nous avons dans un premier temps calculé les instants où l'élongation entre les corps est égale à 8° , puis pour ces instants nous avons calculé les lieux ayant la Lune et le Soleil à l'horizon sous un même azimut et nous n'avons conservé que les valeurs ayant une forte latitude.

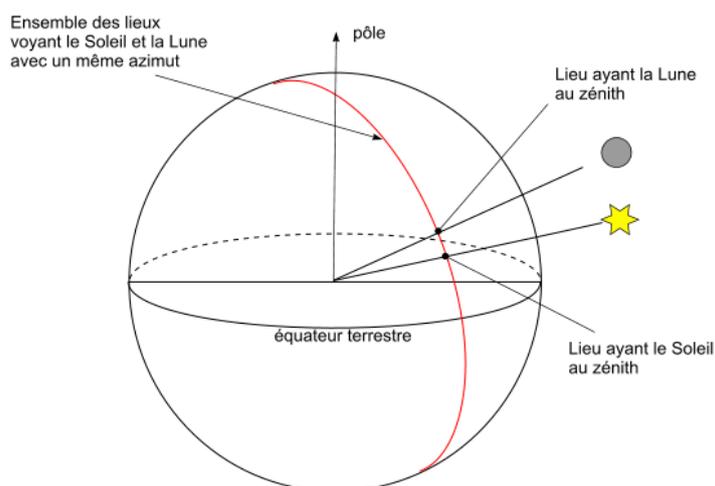


Fig. 3 : Ensemble des lieux voyant le Soleil et la lune sous un même azimut

2.1 Quand voit-on le phénomène à de hautes latitudes ?

Les périodes où les phénomènes sont visibles à de hautes latitudes font intervenir les critères de bonne visibilité des croissants de Lune.

Période de l'année : la période de l'année est déduite du critère de visibilité du croissant de Lune. Pour le lever du dernier croissant, le croissant est plus facilement visible au voisinage de l'équinoxe d'automne dans l'hémisphère nord et au voisinage de l'équinoxe de printemps dans l'hémisphère sud. Pour le coucher du premier croissant, le croissant est plus facilement visible au voisinage de l'équinoxe de printemps dans l'hémisphère nord et au voisinage de l'équinoxe d'automne dans l'hémisphère sud.

Variation de l'élongation : la variation de l'élongation n'agit pas de la même façon si on considère la visibilité en un lieu donné ou la limite géographique de visibilité. En effet, pour un lieu donné, l'opportunité de visibilité se présente d'un jour sur l'autre. La visibilité des croissants est favorisée si l'élongation varie rapidement avec le temps donc avec la Lune proche de son passage au périégée. À l'inverse, si l'on désire que les latitudes des courbes de visibilité sous un même azimut varient lentement avec le temps, il faut que l'élongation entre les deux astres varie lentement, ce qui correspond à une Lune proche de son apogée.

Taille de l'élongation : la taille de l'élongation doit être maximale à l'instant de la nouvelle Lune. Donc la latitude de la Lune doit être extrême à l'instant de la nouvelle Lune d'équinoxe, ce qui impose que la direction du nœud lunaire soit normale à la ligne des équinoxes. Les nœuds lunaires doivent être proches de la direction des solstices. Pour un coucher dans l'hémisphère nord, le nœud ascendant doit être proche de la direction du solstice d'hiver (longitude du nœud = 270°). Pour un lever dans l'hémisphère nord, le nœud ascendant doit être proche de la direction du solstice d'été (longitude du nœud ascendant = 90°).

Les périodes de visibilité aux hautes latitudes suivent donc la période du nœud lunaire. On trouve des visibilitées aux hautes latitudes aux équinoxes les années où la Lune a sa ligne des nœuds dans la direction des solstices. Les calculs sur une période de 28,6 ans (période des nœuds lunaires) nous montrent que l'année précédente et que l'année suivant le passage de la ligne des nœuds dans la direction des solstices sont également propices à la visibilité du phénomène aux hautes latitudes.

2.2 Étude sur 28,6 ans

Sur la période 2010-2030, les nœuds lunaires passent par les longitudes 90° et 270° en février 2011, avril 2020 et septembre 2029.

À l'instant où la différence d'élongation est égale à 8°, on calcule la latitude et la longitude des deux lieux, celui où le Soleil et celui où la Lune se couchent au voisinage de l'équinoxe de printemps (ou se lèvent au voisinage de l'équinoxe d'automne) sous le même azimut.

On trouve les dates suivantes :

Le 05/03/2011 à 10h 38m 13s UTC : la Lune a une élongation de 8° par rapport au Soleil.
Coucher du Soleil à cet instant : long = -103.459°, lat = 60.357°,
Coucher de la Lune à cet instant : long = -117.474°, lat = 60.973°.

Le 28/09/2019 à 07h 42m 15s UTC : la Lune a une élongation de 8° par rapport au Soleil.
Lever du Soleil à cet instant : long = 25.952°, lat = 60.521°,
Lever de la Lune à cet instant : long = 39.515°, lat = 60.172°.

Le 15/03/2029 à 18h 10m 09s UTC : la Lune a une élongation de 8° par rapport au Soleil.
Coucher du Soleil à cet instant : long = 2.736°, lat = 61.429°,
Coucher de la Lune à cet instant : long = -11.563°, lat = 61.002°.

Les nouvelles Lunes de 2010 et de 2012 sont également propices à la visibilité du phénomène aux hautes latitudes dans l'hémisphère nord.

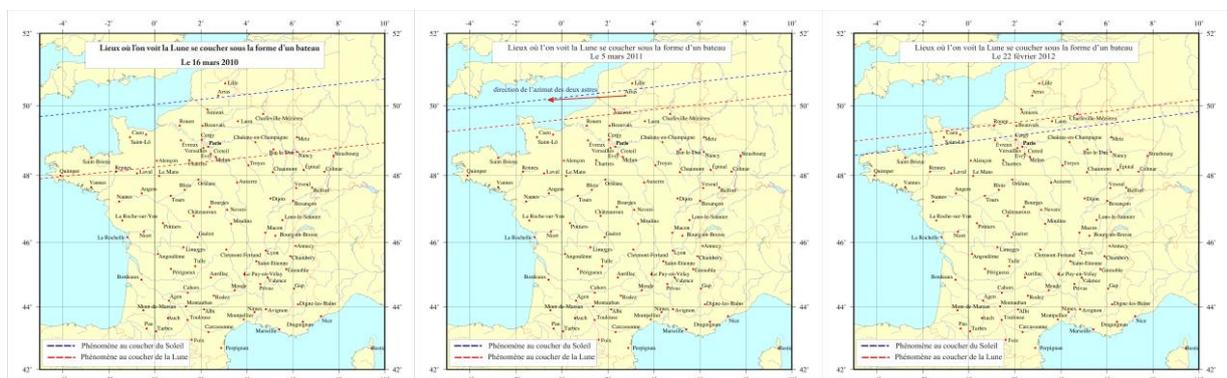


Fig. 4 : Visibilité pour les années 2010, 2011 et 2012

2.3 Visibilité au pôle limite en latitude de la visibilité

Dans le cas d'une nouvelle Lune le jour de l'équinoxe de printemps, avec une Lune à sa plus forte latitude, est-il possible de voir le phénomène au pôle Nord ?

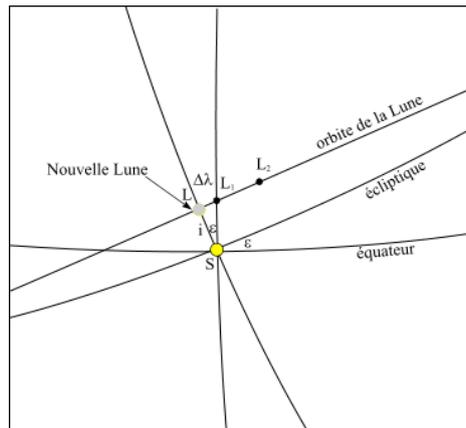


Fig. 6 : Géométrie du phénomène

La figure 6 nous donne la géométrie du phénomène, ε est l'obliquité de l'écliptique ($\varepsilon = 23^\circ 26' 21''$), l'inclinaison i est proche de son maximum car on est à la nouvelle Lune ($i = 5^\circ 17'$) ce qui donne une élongation LS_1 de $5^\circ 45' 20''$ lorsque la direction du grand cercle contenant les directions du Soleil et de la Lune passe par le pôle Nord. Le phénomène existe donc bien d'un point de vue géométrique mais n'est pas observable compte tenu des critères de visibilité du croissant. On peut également calculer l'angle LSL_2 correspondant à une élongation SL_2 de 8° , on trouve un angle de $48^\circ 51' 13''$, ce qui correspond à une variation de longitude $\Delta\lambda$ de la Lune depuis la conjonction d'environ 6° et à une latitude limite de visibilité de 64° nord environ.

Bibliographie

- [1] A. Danjon : Jeunes et vieilles lunes, *L'Astronomie, Bulletin de la Société astronomique de France*, **46**, 1932, p. 57-66.
- [2] A. Danjon : Le croissant lunaire, *L'Astronomie, Bulletin de la Société astronomique de France*, **50**, 1936, p. 57-64.
- [3] BD Yallop, 1997 : A Method for Predicting the First Sighting of the New Crescent Moon, *RGO NAO Technical Note n° 69*, 1997.
- [4] L.J. Fatoohi, F.R. Stephenson, S.S Al-Dargazelli, Shetha : The Danjon Limit of First Visibility of the Lunar Crescent, *The Observatory*, **118**, 1998, p. 65-72.
- [5] J.A.R. Caldwell and C.D. Laney : First Visibility of the Lunar Crescent, *South African Astronomical Observatory*, 2001.
- [6] J. Meeus : The Moon as a Boat, *More Mathematical Astronomy, Morsels IV*, 2002, p. 23-29.
- [7] Mohammad Sh. Odeh : New Criterion for Lunar Crescent Visibility, *Experimental Astronomy*, **18**, 2006, p. 39-64.
- [8] Site internet : Islamic Crescents' Observation Project : <http://www.icoproject.org/>

Analyse fréquentielle du système de Saturne : buts, difficultés et stratégie adoptée

A. Vienne

D'un point de vue général, déterminer les fréquences d'un système dynamique est fondamental pour son étude. En effet, le théorème de Liouville indique que, pour un système intégrable, il existe un jeu de variables canoniques, appelées actions-angles, pour lequel les actions sont constantes et les angles varient linéairement avec le temps. On parle aussi d'éléments propres et de fréquences propres. Souvent, on ne connaît pas le changement de variables qui mène au système intégrable trivial. Par contre, si on sait (ou si on suppose) que le système est intégrable, une analyse fréquentielle permet de déterminer les fréquences propres du système (Laskar et al. 1992). Celles-ci caractérisent les actions.

Ce principe a eu de nombreuses applications. En ce qui concerne des éphémérides de satellites naturels, on peut signaler la représentation du mouvement des satellites galiléens de Jupiter issue de la théorie L1 (Lainey et al. 2006).

Les principales caractéristiques du système des satellites de Saturne sont :

1. Perturbations dues à la non-sphéricité de Saturne. Son action est prépondérante sur les quatre satellites intérieurs ;
2. Perturbations mutuelles amplifiées par plusieurs résonances :
 - résonance 2:4 entre Mimas et Téthys ;
 - résonance 1:2 entre Encelade et Dioné ;
 - résonance 3:4 entre Titan et Hypérion ;
 - grande inégalité 1:5 entre Titan et Japet ;
3. Perturbations solaires, sensibles surtout sur les quatre satellites extérieurs ;
4. Perturbations indirectes et directes de Jupiter non négligeables.

Ces caractéristiques impliquent une gamme de fréquences très large (de un jour à 3 200 ans). Le modèle utilisé actuellement (Vienne & Duriez 1995 ; Duriez & Vienne 1997) montre aussi une grande variété dans la forme de la solution. Notons des très longues périodes (proches de résonances séculaires) dans celle de Mimas et la présence de la grande inégalité 2:5 entre Jupiter et Saturne dans la solution de Japet.

L'outil utilisé est directement issu de la méthode de (Laskar 1993). Une description de celle que nous avons déjà utilisée peut être trouvée dans (Duriez 2006).

La plus grande difficulté pratique pour effectuer l'analyse est la grande variété des fréquences présentes dans le système :

1. Courtes périodes : 1 jour, ..., 20 jours, ..., 80 jours ;
2. Périodes de précession (longues périodes): 1 an, ..., 35 ans, 700 ans, ..., 3200 ans ;
3. Périodes de libration : 70 ans (M-T), 11 ans (E-D), 2 ans (640 j T-H) ;
4. Grande inégalité 1:5 Titan-Japet : 9 ans ;
5. Grande inégalité 2:5 Jupiter-Saturne : 900 ans.

Il y a *a priori* trois stratégies possibles. La première consiste à faire l'analyse directement sur toute la série temporelle, tandis que la deuxième consiste à la filtrer au préalable et donc à utiliser un pas temporel plus grand. La troisième consiste à utiliser la méthode « antialiasing » décrite dans (Duriez 2006). Au lieu de filtrer, on peut utiliser un pas plus grand en faisant deux analyses identiques sauf pour les pas temporels qui seront très légèrement différents l'un de l'autre ; cela permet de calculer le décalage de la fréquence d'un terme affecté par l'aliasing.

Pour l'instant, nous avons adopté la première solution. Cela nécessite d'avoir une série temporelle sur au moins 6 000 ans et un pas d'au plus 0,1 jour. Le problème de la deuxième est de déterminer dans le spectre l'endroit de la coupure. La troisième pourrait être aussi une solution mais le grand nombre de fréquences augmente le risque de chevauchement de termes et donc de dégrader la précision sur ceux-ci.

Références

- [2006] L. Duriez : Analyse en fréquence de haute précision, appliquée aux mouvements des satellites galiléens de Jupiter, *Journées scientifiques de l'IMCCE*, 2006.
- [1997] L. Duriez, A. Vienne : Theory of Motion and Ephemerides of Hyperion, *A&A*, 1997, 324, p. 366-380.
- [2006] V. Lainey, L. Duriez, A. Vienne, Synthetic Representation of the Galilean Satellites Orbital Motions from L1 Ephemerides, *A&A*, 2006, 456, p. 783-788.
- [1992] J. Laskar, C. Froeschlé, A. Celletti : The Measure of Chaos by the Numerical Analysis of the Fundamental Frequencies. Application to the Standard Mapping, *Physica D*, 1992, 56, p. 253-269.
- [1993] J. Laskar : Frequency Analysis of a Dynamical System, *Celest. Mech. & Dynam. Astr.*, 1993, 56, p. 191-196.
- [1995] A. Vienne, L. Duriez : TASS1.6: Ephemerides of the Major Saturnian Satellites, *A&A*, 1995, 297, p. 588-605.

Modélisation de la rotation de Mercure pour la mission Bepi-Colombo

Benoît Noyelles

Introduction

Mercure est actuellement la cible de 2 missions spatiales : la mission américaine MESSENGER, qui a déjà effectué 3 survols de Mercure avant insertion orbitale le 18 mars 2011, et la mission conjointe ESA/JAXA Bepi-Colombo, qui doit être lancée en 2014 avant d'être mise en orbite autour de Mercure en 2020, pour un an de mission qui devrait être prolongé d'une 2ème année.

Dans ce cadre, nous sommes associés à l'expérience de radio-science MORE (Mercury Orbiter Radioscience Experiment), pour laquelle nous devons modéliser la rotation de Mercure, pour pouvoir inverser les futures observations de BepiColombo afin d'en déduire des paramètres de structure interne.

1. Modèle théorique de la rotation

Nous savons depuis les observations radar de Pettengill & Dyce [6] que Mercure est en résonance spin-orbite 3 : 2, i.e. sa période de rotation (58 jours) est 2/3 de sa période de révolution (88 jours). On peut montrer que cette configuration correspond à un état dynamique stable dit état de Cassini, la présence de Mercure dans cet état ayant été confirmée en 2007 par d'autres observations radar [4] qui ont notamment donné l'orientation de l'axe de rotation de Mercure. Un autre résultat de ces dernières mesures radar est l'amplitude des librations longitudinales de période 88 jours, signature de la présence d'un noyau au moins partiellement liquide, qui découple la rotation du manteau de Mercure du reste de la planète. Nous devons donc modéliser la rotation de Mercure en tenant compte d'une structure interne à au moins 2 couches.

1.1 Le modèle dynamique

Nous modélisons la rotation de Mercure à l'aide du modèle de Poincaré [7] mis sous forme Hamiltonienne par [8]. Ce modèle considère que Mercure est composée d'un manteau rigide avec une cavité remplie d'un fluide incompressible et non visqueux. Cette cavité est ellipsoïdale, elle est centrée sur le centre de masse de Mercure et ses axes principaux d'inertie sont alignés avec ceux de la planète.

On obtient de cette façon un modèle à 4 degrés de liberté, 3 pour repérer l'orientation de Mercure (\approx mouvement en longitude, position du moment cinétique dans un repère inertiel, et mouvement du pôle géométrique de Mercure par rapport au moment cinétique), et un relatif à l'orientation de l'axe de rotation du fluide constituant le noyau. De plus, on considère que la rotation de Mercure est perturbée par le potentiel gravitationnel du Soleil. La position du Soleil par rapport à Mercure est obtenue à l'aide d'éphémérides (nous avons en pratique utilisé à la fois des séries qui nous ont été communiquées par Jean-Louis Simon, ainsi que les éphémérides DE406 du JPL).

Le problème mis en équation donne le Hamiltonien suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{n}{2(1-\delta)} \left(P^2 + \frac{P_c^2}{\delta} + 2\sqrt{PP_c}(\eta_1\eta_2 - \xi_1\xi_2) + 2 \left(P \frac{\xi_2^2 + \eta_2^2}{2} + P_c \frac{\xi_1^2 + \eta_1^2}{2} - PP_c \right) \right) \\ & + \frac{n\epsilon_1}{2(1-\delta)^2} \left(P(\xi_1^2 + \eta_1^2) + P_c(\xi_2^2 + \eta_2^2) + 2\sqrt{PP_c}(\eta_1\eta_2 - \xi_1\xi_2) \right) \\ & + \frac{n\epsilon_2}{2(1-\delta)^2} \left(P(\xi_1^2 - \eta_1^2) + P_c(\xi_2^2 - \eta_2^2) - 2\sqrt{PP_c}(\eta_1\eta_2 + \xi_1\xi_2) \right) \\ & - \frac{n\epsilon_3}{2(1-\delta)^2} \left(\delta P(\xi_1^2 + \eta_1^2) + \left(2 - \frac{1}{\delta}\right) P_c(\xi_2^2 + \eta_2^2) + 2\delta\sqrt{PP_c}(\eta_1\eta_2 - \xi_1\xi_2) \right) \\ & + \frac{n\epsilon_4}{2(1-\delta)^2} \left(\delta P(\eta_1^2 - \xi_1^2) + \left(2 - \frac{1}{\delta}\right) P_c(\eta_2^2 - \xi_2^2) + 2\delta\sqrt{PP_c}(\eta_1\eta_2 + \xi_1\xi_2) \right) \\ & - \frac{3}{2} \frac{\mathcal{G}M}{nd^3} (\epsilon_1(x^2 + y^2) + \epsilon_2(x^2 - y^2)) \end{aligned}$$

où les variables canoniques sont

$$\begin{array}{ll} p & P \\ r & R \\ \xi_1 & \eta_1 \\ \xi_2 & \eta_2, \end{array}$$

et les paramètres de structure interne :

- $\varepsilon_1 = \frac{2C-A-B}{2C} = J_2 \frac{MR^2}{C}$
- $\varepsilon_2 = \frac{B-A}{2C} = 2C_{22} \frac{MR^2}{C}$
- $\varepsilon_3 = \frac{2C_c - A_c - B_c}{2C_c}$ (aplatissement polaire du noyau)
- $\varepsilon_4 = \frac{B_c - A_c}{2C_c}$ (ellipticité équatoriale du noyau)
- $\delta = C_c/C$. (taille du noyau)

On considère par la suite ε_1 , ε_2 et δ connus, et on va laisser libre la forme du noyau, i.e. ε_3 et ε_4 .

1.2 Résultats

Les solutions de la rotation de Mercure ont été exprimées de 2 façons indépendantes : par une méthode perturbative utilisant les transformées de Lie (cf. par exemple [1]), et par une méthode entièrement numérique consistant en l'intégration numérique des équations issues du Hamiltonien du problème, puis analyse en fréquence des solutions à l'aide d'une méthode inspirée de celle de J. Laskar [3].

La première chose à regarder est les périodes (ou les fréquences) des petites libérations libres autour de l'équilibre (Table 1). On s'attend à ce que ces libérations soient amorties par les dissipations (forces de marées, friction noyau-manteau...), mais connaître les valeurs de ces périodes permet de caractériser la réponse du système aux différentes excitations sinusoïdales que sont les perturbations planétaires.

TABLE 1 – Les fréquences propres du système pour différentes formes du noyau. On voit notamment que le paramètre important est l'aplatissement polaire du noyau ε_3 .

$\varepsilon_3/\varepsilon_1$	0	0.1	1	3	3
$\varepsilon_4/\varepsilon_2$	0	0	1	3	0
T_u (a)	12.05800	12.05775	12.05772	12.05777	12.05773
T_v (a)	615.77	(long)	1636.43	1214.91	1216.09
T_w (a)	337.82	337.82	337.87	338.14	338.20
T_z (j)	–	58.630	58.619	58.585	58.585

On constate que les périodes T_u (\approx libérations en longitude) et T_w (\approx mouvement polaire) ne dépendent que très peu de la forme du noyau, ce qui veut notamment dire que les perturbations en longitude ne contiennent pas la signature de la forme du noyau. On peut par contre remarquer que les périodes T_v (\approx libérations de l'obliquité) et T_z (libérations de l'axe de rotation du fluide) dépendent de l'aplatissement polaire du noyau ε_3 . En particulier, la période libre T_z est proche de la période de spin de Mercure (58.646 jours), on peut donc s'attendre à un effet quasi-résonant dans le noyau. Par contre, le paramètre ε_4 ne semble pas avoir d'effet, donc considérer la cavité comme axisymétrique ne doit pas changer les résultats dans ce modèle.

Afin de rendre cette étude comparable avec les observations, il est important d'exprimer les résultats dans des variables observables. Nous avons choisi d'exprimer les libérations en longitude, l'obliquité du manteau de Mercure (i.e. de sa surface dans notre modèle), le mouvement polaire du manteau ainsi que l'orientation de l'axe de rotation du fluide constituant le noyau. Les libérations en longitude sont données par la Table 2.

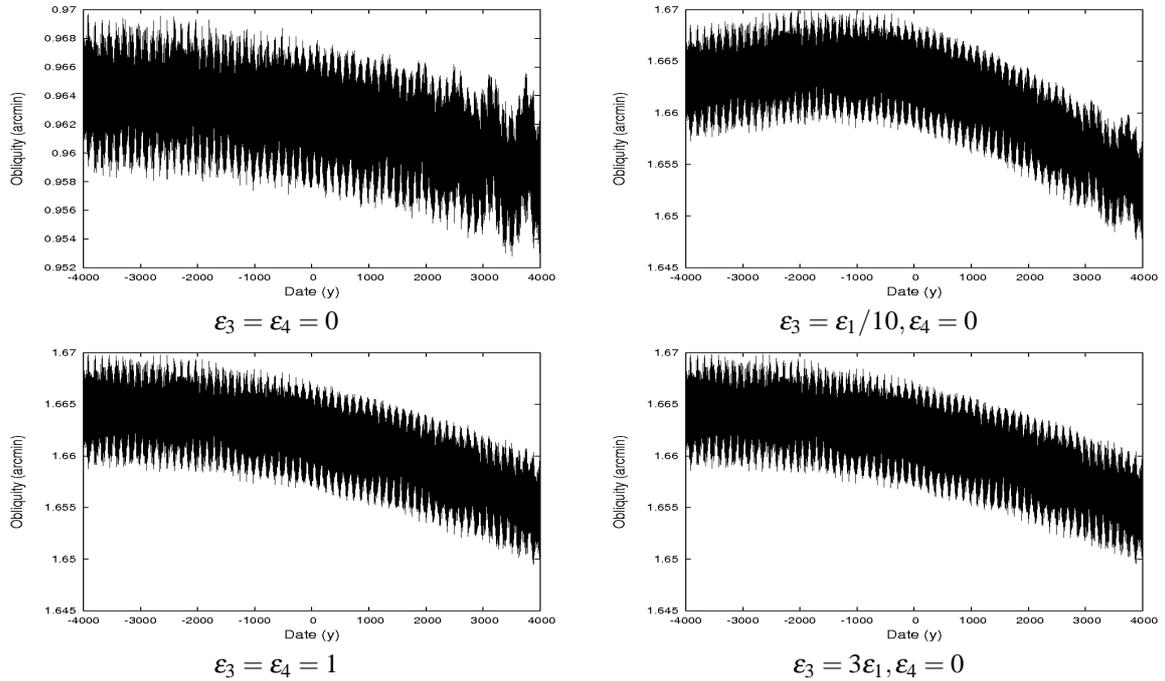
Comme suggéré par l'évolution de la période des libérations libres (Tab.1), les libérations en longitude, même forcées, ne dépendent pas de la forme du noyau, mais simplement de sa taille. De tous les termes présentés et déterminés théoriquement, seul le deuxième a été effectivement détecté, par des observations radar terrestres. Le premier terme, dû à la perturbation jovienne, a une amplitude aussi grande du fait de la proximité de la période orbitale de Jupiter (11.86 ans) avec la période des libérations libres en longitude (12.06 ans), ainsi un effet de quasi-résonance accentue l'amplitude de la réponse du système à la perturbation jovienne. Ce terme n'a pas été détecté car les radars mesurent en fait des vitesses, et ce terme est environ 40 fois plus lent que celui à 88 jours.

L'obliquité du manteau de Mercure ainsi que son mouvement polaire sont donnés Fig.1&2.

TABLE 2 – Librations en longitude. Les colonnes représentent les contributions respectives de Mercure, Venus, la Terre, Jupiter et Saturne. Ces librations dépendent de la taille du noyau de Mercure mais pas de sa forme.

N	l_o	l_v	l_e	l_j	l_s	ϖ	Période	Amplitude	Ratio
1	-	-	-	1	-	-	11.862 y	43.711 as	1.2193
2	1	-	-	-	-	-	87.970 d	35.848 as	1.0000
3	2	-	-	-	-	-	43.985 d	3.754 as	0.1047
4	2	-5	-	-	-	2	5.664 y	3.597 as	0.1003
5	-	-	-	-	2	-	14.729 y	1.568 as	0.0437
6	-	-	-	2	-	-	5.931 y	1.379 as	0.0385
7	1	-	-4	-	-	1	6.575 y	0.578 as	0.0161
8	3	-	-	-	-	-	29.323 d	0.386 as	0.0108

FIGURE 1 – Obliquité du manteau de Mercure. On constate qu’il y a 2 régimes : l’un résonant ($\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0$) correspondant à un noyau sphérique, et l’autre non résonant.



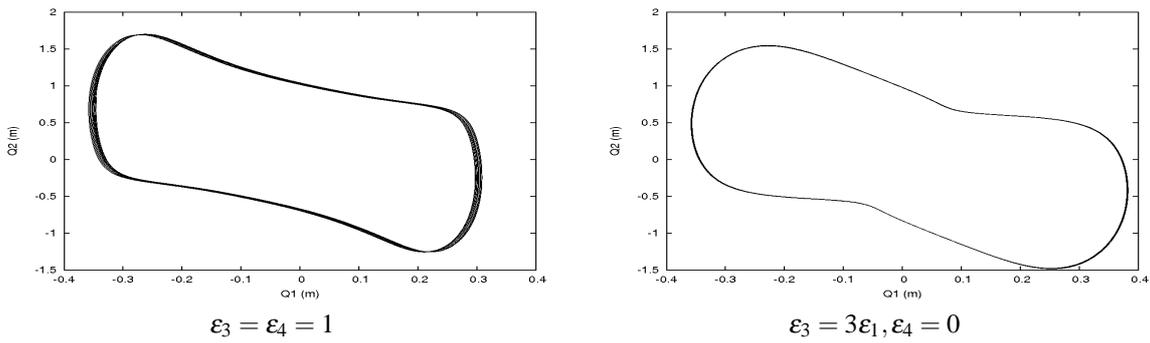
On constate que l’obliquité du manteau de Mercure ne dépend que d’une chose : si le noyau est strictement sphérique ou non. S’il n’est pas sphérique, son asphéricité n’a pas vraiment de signature dans l’obliquité du manteau.

Le mouvement polaire du manteau de Mercure a été exprimé à la surface du pôle, et on constate qu’il est de l’ordre du mètre. Les variations entre les 2 graphes de la Fig.2, représentant 2 formes de noyau différentes, ne sont visibles que sur l’épaisseur du trait. De plus, la résolution des images de Bepi-Colombo devrait être de l’ordre de la quinzaine de mètres, donc il semble impossible d’obtenir la forme du noyau de Mercure à l’aide d’observations de sa surface. Les effets du noyau de Mercure restent dans le noyau.

2. Application à la mission Bepi-Colombo

Dans le cadre de la mission Bepi-Colombo, nous devons fournir une routine qui donne la matrice de passage entre l’écliptique à J2000.0 et le repère formé par les axes principaux d’inertie de Mercure, à toute date de la mission. Pour cela, nous avons implémenté une version simplifiée de notre modèle, en mettant à 0 les 2 degrés de liberté indétectables, i.e. le mouvement du fluide dans le noyau, ainsi que le mouvement polaire de Mercure. Cette routine a comme paramètres d’entrée les paramètres du champ de gravité de Mercure, ainsi que la taille du noyau. Le but est d’inclure cette routine dans un logiciel de simulation de l’expérience MORE, réalisé par l’équipe d’A. Milani à Pise, qui inclura notamment un test de relativité générale, la détermination du champ de gravité de

FIGURE 2 – Mouvement polaire du manteau de Mercure.



Mercure par les déviations de la sonde, ainsi que l'expérience de rotation qui devrait contraindre la taille du noyau ainsi que le moment d'inertie polaire de Mercure.

Notre principal problème est dans l'élimination des petites libérations autour de l'équilibre. On s'attend à ce que ces petites libérations aient été amorties, mais une simulation numérique basée sur des conditions initiales proches de l'équilibre génère de telles libérations, car les conditions initiales doivent être sur l'équilibre exact. Cet équilibre exact est loin d'être facile à déterminer car il doit tenir compte de toutes les perturbations planétaires, qui ne sont connues que numériquement à travers l'éphéméride DE406.

Le premier réflexe est d'ajouter une dissipation artificielle dans les équations. Ce procédé donne de bons résultats pour représenter les libérations en longitudes, car les oscillations libres associées sont suffisamment rapides (de l'ordre de 12 ans) pour pouvoir être amorties adiabatiquement sans perturber significativement l'équilibre. Par contre, les oscillations en obliquité, de période supérieure à 1000 ans, ne peuvent pas être amorties de cette façon.

La solution que nous avons trouvée consiste à exprimer des conditions initiales relatives à l'obliquité de Mercure de façon analytique, en fonction des paramètres d'intérieur de Mercure. Nous nous basons pour cela sur des travaux analytiques de S. Peale qui a exprimé la valeur moyenne de l'obliquité de Mercure à l'équilibre en fonction de ces paramètres, et nous ajustons cette loi aux solutions d'un système moyenné, que nous étendons sur plusieurs millions d'années, et qui représente bien l'obliquité de Mercure sur les 6000 ans de validité de l'éphéméride DE406.

Références

- [1] Deprit A., 1969, *Canonical transformations depending on a small parameter*, Celes. Mech., 1, 12-30
- [2] Dufey J., Noyelles B., Rambaux N. & Lemaître A., 2009, *Latitudinal librations of Mercury with a fluid core*, Icarus, 203, 1-12
- [3] Laskar J., 1993, *Frequency analysis of a dynamical system*, Celes. Mech., 56, 191-196
- [4] Margot J.-L., Peale S.J., Jurgens R.F., Slade M.A. & Holin I.V., 2007, *Large longitude libration of Mercury reveals a molten core*, Science, 316, 710-714
- [5] Noyelles B., Dufey J. & Lemaître A., 2010, *Core-mantle interactions for Mercury*, MNRAS, 407, 479-496
- [6] Pettengill G.H. & Dyce R.B., 1965, *A radar determination of the rotation of the planet Mercury*, Nature, 206, 1240
- [7] Poincaré H., 1910, *Sur la précession des corps déformables*, Bulletin Astronomique, 27, 321-357
- [8] Touma J. & Wisdom J., 2001, *Nonlinear core-mantle coupling*, AJ, 122, 1030-1050

Solutions minimax et solutions de viscosité pour des lois de conservation non convexes

WEI Qiaoling

On considère l'équation Hamilton-Jacobi du forme des lois de conservation :

$$(H-J) \quad \begin{cases} u_t + H(u_x) = 0, \\ u(x, 0) = u_0(x), \quad x \in \mathbb{R}. \end{cases}$$

où le Hamiltonian H et la donnée initial u_0 sont fonctions de C^2 .

Solution géométrique d'équation (H-J)

Posons $K(t, x, \tau, p) = \tau + H(t, x, p) = \tau + H(p)$ dans $T^*(\mathbb{R} \times \mathbb{R})$.

Soit $u \in C^2$ est une solution de (H-J), cela revient à dire que la variété

$$\Gamma_u = \{(t, x, u_t, Du)\}$$

contient

$$\Gamma_{u_0} = \{(0, x, -H(Du_0(x)), Du_0(x))\},$$

et est contenue dans

$$\Sigma = K^{-1}(0) = \{(t, x, \tau, p) | \tau + H(p) = 0\}$$

Soit ρ_t le flot du Hamiltonian K , alors on a

$$\Gamma_u \subset \bigcup_{t \in \mathbb{R}} \rho_t(\Gamma_{u_0})$$

ca veut dire que, si on le project sur le plan (x, p) , alors le graphe de la dérivée de u , $\Lambda = \{(x, Du)\}$ est contenue dans

$$L = \bigcup_t g_t(\Lambda_0)$$

où g_t est le flot du Hamiltonian H et $\Lambda_0 = \{(x, Du_0(x))\}$. On appelle L la solution géométrique d'équation (H-J), et le flot g_t est appelé les carateristiques.

Fonctions génératrices et solutions minimax de (H-J)

On peut poser le problème d'un point de vue variationel : la solution géométrique L admet une fonction génératrice

$$U_t(x, z_0) := u_0(x_0) + xy_0 - tH(y_0) - x_0y_0$$

où $z_0 = (x_0, y_0) \in \mathbb{R}^2$ sont les variables auxiliaires. C'est-à-dire que

$$L = \bigcup_t g_t(\Lambda_0) = \bigcup_t \{(x, \partial_x U_t(x, z_0)) | \partial_{z_0} U_t(x, z_0) = 0\}.$$

On peut verifer que $\partial_{z_0} U = 0$ nous donne exactement les carateristiques partent du Λ_0 :

$$\begin{cases} y_0 = u'_0(x_0) \\ x = x_0 + tH'(y_0) \end{cases}$$

On appelle

$$\mathcal{F} := \{(x, U_t(x, z_0)) | \partial_{z_0} U_t(x, z_0) = 0\}$$

un front d'onde au temps t .

En general, même si on aie une donnée initiale assez lisse, la solution géométrique ne reste pas toujours un graphe. On peut alors seulement "couper" une solution faible de la solution géométrique, ca veut dire "couper" une section continue dans le front d'onde.

On peut définir :

$$R^t u_0(x) := \inf_{\sigma} \max_{z_0 \in \sigma} (u_0(x_0) + xy_0 - tH(y_0) - x_0y_0).$$

où σ varie parmi les applications continues $\sigma : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^2$ dont l'image tend vers le diagonal $x_0 = y_0$ de \mathbb{R}^2 à l'infini.

$R^t u_0(x)$ est bien défini soit Du_0 bornée et est Lipchitzienne. En plus, $R^t u_0(x)$ est un valeur critique de l'application $z_0 \mapsto U_t(x, z_0)$, d'où serve t-il une solution faible de l'équation (H-J).

Solutions de viscosité

Les solutions faibles ne sont pas unique en general. Certain conditions supplémentaires seront posés pour obtenir une solution "propre" qui est unique. Cela entraîne la notion solution de viscosité. La solution de viscosité de (H-J) est la limit des solutions u^ε des équations régularisées :

$$\begin{cases} u_t^\varepsilon + H(u_x^\varepsilon) = \varepsilon u_{xx}^\varepsilon, \\ u^\varepsilon(x, 0) = u_0(x). \end{cases}$$

quand $\varepsilon \rightarrow 0$.

De manière équivalent, on peut dire que la solution de viscosité est caractérisé par certain condition posé sur les discontinuités de la dérivée de la solution faible.

L'existence et unicité de la solution de viscosité ont été bien établi.

Qui est la solution de viscosité ?

Dans le cas où $H(p)$ est convexe, il est bien connu que la solution minimax, qui peut se réduire au minimum, coïncide avec la solution de viscosité. Mais ce n'est pas vrai en general pour la solution minimax quand H n'est pas convexe.

Notons que, par l'unicité, la solution de viscosité a la propriété du semi-groupe : si on note $J^t : C^2(\mathbb{R}, \mathbb{R}) \rightarrow C^{Lip}(\mathbb{R}, \mathbb{R})$ l'opérateur de la solution de viscosité, alors,

$$J^{s+t} u_0 = J^s \circ J^t u_0.$$

Ce n'est pas vrai pour l'opérateur de la solution minimax en general, mais on peut comme même construire un semi-groupe discret par diviser un interval du temps en petit morceaux, et on avance pas à pas. Plus précisément, on peut construire un N-pas minimax comme suivant : étant donné un temps $T > 0$, on divise l'intervall $[0, T]$ à N morceaux,

$$0 = t_0 < t_1 < \dots < t_{n-1} < t_n = T$$

et on associe un nombre $N(s)$ à chaque $s \in [0, T]$ tel que :

$$N(s) := m, \quad \text{si } t_m \leq s < t_{m+1}$$

On définit un N-pas minimax par

$$R_{0,N}^s u_0(x) := R_{t_{N(s)}}^s \circ \dots \circ R_0^1 u_0(x), \quad 0 \leq s \leq T.$$

où

$$R_s^t u(x) := \inf \max (u(x_0) + x y_0 - (t - s)H(y_0) - x_0 y_0).$$

Theorem 0.1. *Considère l'équation Hamilton-Jacobi,*

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} u(t, x) + H(D_x u) = 0, \\ u(x, 0) = u_0(x), \quad x \in \mathbb{R}. \end{cases}$$

où $u_0(x)$ est Lipschitzienne global, H est C^2 . Alors la limit des solutions minimax $\bar{R}_0^t u_0(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} R_{0,N}^t u_0(x)$ existe et coïncide avec la solution de viscosité.

Références

- [1] M.Chaperon, *Lois de conservation et géométrie symplectique*, C.R.Acad. Sci. Paris, t.312, série I, p.345-384, (1991)
- [2] M.Chaperon, *Generating maps in dynamics*, preprint
- [3] T.Joukovskaia, *Singularité de minimax et solutions faibles d'équations aux dérivées partielles*, Ph.D. thesis, Université de Paris 7, (1993)
- [4] C.Viterbo, A.Ottolenghi, *Variational solutions of Hamilton-Jacobi equations*, available from <http://math.polytechnique.fr/viterbo>, (1995)
- [5] C.Viterbo, *Symplectic topology as geometry of generating functions*, Math. Ann. 292, p.685-710, (1992)

- [6] H.Holden,N.H.Risebro,*Front Tracking for Hyperbolic Conservtion Laws*, Appllied Mathematical Sciences, vol 152,2nd printing, (2007)
- [7] M.G.Crandall,L.C.Evans,P.L.Lions,*Some Properties of Viscosity Solutions of Hamilton-Jacobi Equations*, Transactions of the American Mathematical Society, Vol. 282, No.2, p.487-502, (Apr., 1984)
- [8] D.McCaffrey, *Graph selectors and viscosity solutions on Lagrangian manifolds*, ESAIM Control Optim. Calc. Var. 12 (2006), no. 4, 795–C815

Librairie CALCEPH

Mickaël Gastineau, Jacques Laskar, Agnès Fienga, Hervé Manche

Introduction

La construction des solutions planétaires INPOP [1] impose la comparaison de celles-ci aux éphémérides planétaires existantes. Les éphémérides des corps sont distribuées sous la forme de fichiers binaires. Les codes existants de lecture de ces fichiers étant inadaptés pour une utilisation régulière dans de nombreux contextes, la bibliothèque informatique CALCEPH [2] a été développée et est maintenant distribuée sous licence open-source depuis le site web <http://www.imcce.fr/inpop/calceph>.

1. Format des fichiers binaires d'éphémérides

Le JPL fournit les éphémérides planétaires, depuis la version DE200 [3], sous la forme de fichiers ASCII convertible en fichier binaire [4]. Ces fichiers contiennent les coefficients des polynômes de Tchebychev approximant les positions des planètes ainsi que d'autres quantités (libration de la lune, ...). Ce format a été étendu pour les éphémérides INPOP08 [5] et ultérieur pour stocker également la différence de temps TT-TDB. Ce fichier binaire est composé d'enregistrements de même taille. Le tableau 1 est le descriptif du premier enregistrement qui localise les données dans les autres enregistrements. Le second enregistrement contient les valeurs des constantes astronomiques. Les coefficients des polynômes sont stockés dans les enregistrements suivants : un enregistrement contient les coefficients pour chaque corps pour une période de temps exprimés en jours juliens, généralement de quelques dizaines jours.

Name	Type	Size (bytes)	Offset (byte)	Description
label	char [3][84]	252	0	label description of the ephemeris file
constName	char [400][6]	2400	252	name of constants in 2nd record
timeData	double[3]	24	2652	start and stop times, and time interval (Julian dates)
numConst	int	4	2676	number of constants in 2nd record
AU	double	8	2680	astronomical unit
EMRAT	double	8	2688	mass of the Earth divided by the mass of the Moon
coeffPtr	int[12][3]	132	2696	location, number of coefficients and number of granules for the position of the bodies
DENUM	int	4	2840	ephemeris id
libratPtr	int[3]	12	2844	location, number of coefficients and number of granules for the libration angles of the Moon
recordsize	int	4	2856	size of the record in bytes
TTmTDBPtr	int[3]	12	2860	location, number of coefficients and number of granules for the time TT-TDB

TAB. 1: Contenu du premier enregistrement.

2. Codes existants

Différents programmes existants calculent les positions et vitesses des corps en évaluant les polynômes contenus dans ses fichiers d'éphémérides.

2.1 PLEPH

Les fichiers d'éphémérides JPL DE200, et ultérieur, sont fournis avec un programme de test nommé testeph.f. Ce programme contient notamment la routine PLEPH qui a été largement utilisée dans de nombreuses applica-

tions. Ce code ne sait ouvrir qu'un seul fichier à la fois et demande certains réglages dépendant de la taille des enregistrements du fichier. De plus, les octets du fichier binaire doivent être encodés dans le même ordre que celui du processeur (problème du big-endian et little-endian). Par ailleurs, il est impossible de lire les valeurs des constantes astronomiques contenues dans le fichier avec ce programme.

2.2 SPICE/NAIF

La bibliothèque SPICE [6], développé par la Planetary Science Division (JPL/NASA), contient un grand nombre de routines. Certaines permettent d'accéder aux éphémérides planétaires contenues dans des fichiers binaires au format SPK. L'inconvénient de cette librairie est d'être très volumineuse. Elle ne peut pas être utilisée dans un programme parallèle OpenMP à moins d'utiliser des mécanismes de synchronisations très coûteuses en temps d'exécution.

3. Fonctionnalités

La librairie CALCEPH a été conçue de manière à éliminer les problèmes récurrents du code PLEPH et à être très *légère* pour être incluse dans diverses applications. La librairie CALCEPH permet d'accéder à plusieurs fichiers d'éphémérides en simultanément par la même application.

La version 1.1.0 de la librairie autorise la lecture de différentes éphémérides : JPL DE200 à DE423 et IMCCE INPOP06 à INPOP10. Elle supprime la complexité rencontrée dans le code PLEPH (taille des enregistrements et endianisme). L'énumération de la liste des constantes astronomiques stockées dans ces fichiers ainsi que la récupération de la valeur associée est également disponible. Comme les applications parallèles deviennent de plus en plus courantes, la librairie peut être appelée par plusieurs threads au sein d'une application OpenMP ou Posix threads afin d'accéder à différentes éphémérides en même temps.

Chaque routine retourne un code d'erreur. L'utilisateur de la librairie peut contrôler finement le comportement de la librairie en cas d'erreur :

- affichage d'une erreur et poursuite de l'exécution
- affichage d'une erreur et arrêt de l'exécution
- appel d'une routine utilisateur

La librairie est accessible par trois interfaces de programmation en langage C, Fortran 77/90/95 et Fortran 2003. Toute la librairie est codée en langage C. L'interface de programmation en Fortran 77/90/95 implique un léger surcoût d'exécution, car elle appelle les routines C, et ne doit être utilisée que si un ancien standard de programmation est nécessaire. L'interface en Fortran 2003 est une simple redéfinition du prototypes des fonctions C en utilisant l'interopérabilité du standard Fortran 2003.

4. Utilisation

4.1 Portage depuis PLEPH

Afin de faciliter la migration des utilisateurs vers CALCEPH, un premier ensemble de routines est fourni. Ces routines commencent par le préfixe *calceph_s* et minimisent les transformations des anciens codes utilisant PLEPH. Par contre, un seul fichier d'éphémérides peut être accédé en même temps par un thread. Afin de garantir une meilleure précision numérique, le temps est représenté par deux nombres réels (jours juliens et fraction de jours). Par exemple, l'appel *PLEPH(46550D0, 3, 12, PV)* sera transformé en

```
calceph_sopen("ephemerisfile.dat")
calceph_scompute(46550D0, 0, 3, 12, PV)
calceph_sclose()
```

4.2 Nouveaux codes

L'écriture d'une nouvelle application utilisera le second ensemble de routines commençant par le préfixe *calceph_* qui associent un descripteur à chaque fichier d'éphémérides ouverts. Cela permet d'accéder à plusieurs éphémérides en même temps afin de faciliter les comparaisons d'éphémérides et d'être compatible avec les programmes parallèles du type OpenMP. L'exemple précédent s'écrira

```
t_calcephbin file
file = calceph_open("ephemerisfile.dat")
calceph_compute(file , 46550D0, 0, 3, 12, PV)
calceph_close(file)
```

La migration de PLEPH vers cette nouvelle solution est également possible si les modifications nécessaires ne sont pas trop importantes.

5. Diffusion

Afin d'assurer une portabilité maximale entre les différents systèmes d'exploitation, cette librairie utilise les outils GNU autotools pour les phases de compilation et d'installation. Une phase de tests est également incluse afin de vérifier la bonne compilation et le bon fonctionnement de la librairie. La librairie a été testée sur les systèmes d'exploitation Linux, Mac OS X et Windows. La documentation est écrite en Texinfo pour produire directement les documentations sous différents formats (html, pdf, ...).

La librairie est diffusée, actuellement en version 1.1.0, en open-source sous une licence double : CeCILL-C ou CeCILL [7]. Ces licences, créées par le CNRS, l'INRIA et le CEA, offre l'avantage d'accroître la sécurité juridique en désignant le droit français comme applicable, tout en respectant les principes du logiciel libre. L'utilisateur doit choisir une de ses deux licences selon la diffusion choisie pour son application incluant la librairie. La licence CeCILL-C, compatible avec la licence GNU LGPL [8], permet d'inclure la librairie dans de nombreux types d'application open-source, propriétaire ou commerciale. Par contre, elle n'est pas compatible directement avec la licence open-source GNU GPL [9]. C'est pourquoi, l'utilisateur peut choisir la licence CeCILL s'il inclut la librairie CALCEPH dans une application distribuée sous licence GPL.

Références

- [1] Fienga, A., Manche, H., Laskar, J., & Gastineau, M. 2008, INPOP06 : a new numerical planetary ephemeris, *Astronomy Astrophysics*, 477, 315
- [2] Gastineau, M., Laskar, J., A., Manche, H., Fienga, & 2010, CALCEPH, version 1.1.0.
<http://www.imcce.fr/inpop/calceph>
- [3] Standish, E.M. : 1982, "Orientation of the JPL Ephemerides, DE200/LE200, to the Dynamical Equinox of J2000", *Astronomy Astrophysics*, vol. 114, pp. 297-302.
- [4] David Hoffman : 1998, A Set of C Utility Programs for Processing JPL Ephemeris Data,
<ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/export/C-versions/hoffman/EphemUtilVer0.1.tar>
- [5] Fienga, A., Laskar, J., Morley, T., Manche, H., Kuchynka, P., Le Poncin-Lafitte, C., Budnik, F., Gastineau, M., & Somenzi, L. 2009, INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : from asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions, *Astronomy Astrophysics*, 507, 1675
- [6] Acton, C. H., 1999, SPICE Products Available to the Planetary Science Community. Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, 30, pp. 1233- <http://naif.jpl.nasa.gov/>
- [7] Licence libre de droit français. <http://www.cecill.info/>
- [8] GNU Lesser General Public License. <http://www.gnu.org/copyleft/lgpl.html>
- [9] GNU General Public License. <http://www.gnu.org/copyleft/gpl.html>

Impact astrométrique des observations Gaia sur l'orbite des géocroiseurs

D. Bancelin, D. Hestroffer, W. Thuillot

1. Introduction

Gaia est une mission astrométrique qui va être lancée en 2012. Ce satellite va pouvoir observer un large nombre d'objets du Système solaire de magnitude inférieure à 20 permettant ainsi de cartographier des milliers de MBAs (Main Belt Asteroids), de NEOs (Near Earth Objects) y compris les comètes ainsi que des satellites naturels de planètes. Le principal but est la détermination d'orbite (avec une précision astrométrique de 5 mas), détermination de masse, taxonomie et propriétés du spin. De plus, Gaia va aussi découvrir des objets, en particulier des NEOs dans la région de basse élongation solaire (45°), plus difficilement détectable avec des surveys au sol.

Dans la première section, on détaille la loi de balayage de Gaia et les impacts sur le nombre d'observations des NEAs. Puis, on focalisera l'étude sur l'astéroïde Apophis, PHA (Potentially Hazardous Asteroid) découvert en 2004, où on analysera l'effet des observations Gaia sur l'incertitude de la position de cet astéroïde et sur le b-plane de 2029.

Dans la dernière section, dédiée à l'astrométrie des objets nouvellement découverts par Gaia, on analysera la combinaison des observations au sol et des observations spatiales sur les éphémérides à court terme.

2. Loi de balayage du satellite Gaia

Durant les cinq ans de mission, Gaia va continuellement scanner le ciel avec une stratégie bien spécifique (fig. 1). Cinq constantes déjà fixées déterminent la loi de balayage optimal mais deux autres constantes demeurent libres : la phase de rotation initiale, influant sur les dates d'observations, et l'angle de précession initial, influant sur le nombre d'observations.

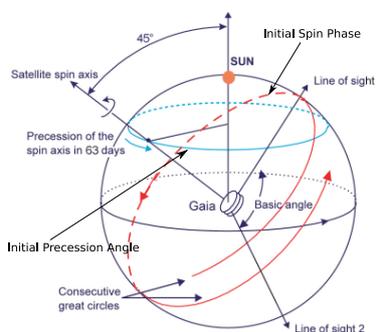


FIG. 1 : Loi de balayage de Gaia (Source : ESA)

Plusieurs ensembles d'observations de NEOs vont ainsi être fournis, en fonction de la valeur de l'angle de précession initial. Nous avons utilisé un simulateur de rendez-vous Java qui nous a fourni 35 jeux d'observations Gaia. La figure 2 montre le nombre de NEAs et de PHAs qui pourraient être observés par Gaia. Le nombre d'astéroïdes observés ne varie pas beaucoup selon la valeur de l'angle de précession initial. La valeur moyenne d'astéroïdes possiblement observés par Gaia est de ~ 1650 pour les NEAs et ~ 405 pour les PHAs.

3. Cas de l'astéroïde 99942 Apophis (2004MN4)

Dans cette section, nous étudions l'impact des observations Gaia sur l'orbite d'Apophis. Cet astéroïde a une rencontre proche avec la Terre si importante en avril 2029 ($\sim 38\,000$ km) que son orbite post-rencontre proche devient chaotique. Par conséquent, l'incertitude sur la position et la distance géocentrique devient importante. Au moyen d'une propagation linéaire de la matrice de covariance, la figure 3 montre l'impact astrométrique des observations Gaia, à la date initiale de 2014 (date de la dernière observation Gaia), sur l'incertitude de la position d'Apophis. Pour cela, nous n'avons considéré qu'un jeu d'observations fourni par Gaia.

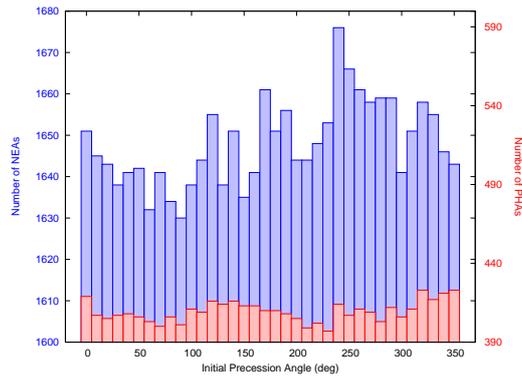


FIG. 2 : Nombre de NEAs et de PHAs observés par Gaia en fonction de l’angle de précession initial

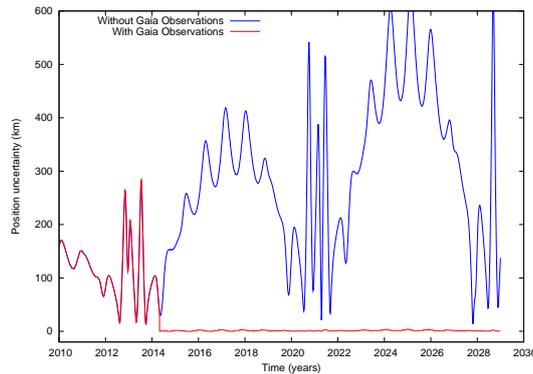


FIG. 3 : Incertitude sur la position d’Apophis en considérant des observations Gaia

L’incertitude sur la position est réduite à moins de un kilomètre. Cette valeur demeure presque constante jusqu’à la rencontre proche de 2029. On peut aussi analyser l’impact des observations Gaia sur les coordonnées géocentriques (ξ, ζ) du b-plane en 2029 [1]. Le b-plane est un plan passant par le centre de la Terre et perpendiculaire à la vitesse géocentrique de l’astéroïde. La matrice initiale de covariance des éléments (ξ, ζ) est propagée à la date de la rencontre proche. La figure 4 représente l’ellipse d’incertitude à 3σ où le demi-petit axe est défini par $3\sigma_\xi$ et le demi-grand axe par $3\sigma_\zeta$. L’ellipse est centrée sur les valeurs nominales de (ξ, ζ) .

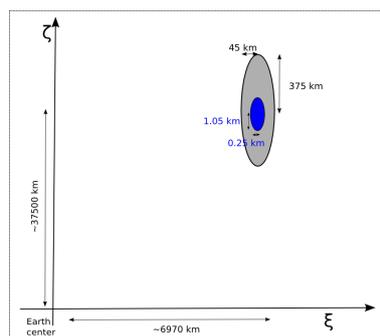


FIG. 4 : Ellipse d’incertitude dans le b-plane à la date de la rencontre proche (2029/01/13.907) avec (en bleu) et sans (en gris) les observations Gaia

La taille de l’ellipse d’incertitude est sévèrement réduite et la position géocentrique d’Apophis, à la date de la rencontre proche, est mieux déterminée si on prend en compte les observations Gaia.

4. Astrométrie pour les objets nouvellement découverts

En combinant en temps réel des données basées au sol et dans l'espace, il est possible d'améliorer de façon drastique les éphémérides à court terme. La figure 5 illustre cette amélioration pour la prédiction d'un objet nouvellement découvert en combinant deux types de données. Pour nos simulations, nous avons considéré un Apophis fictif qui serait découvert par Gaia. En observant un nouvel objet, le satellite envoie sur Terre, en tant qu'alerte, les coordonnées gaiacentriques de l'objet. Ainsi, il est possible de faire une prédiction de la position de cet objet en calculant une orbite préliminaire (en utilisant la méthode du Statistical Ranging [2]). Cette prédiction a été faite quatre jours après sa découverte par Gaia et la distribution à 1σ dans le ciel est large (1 degré) et assez loin de la valeur attendue (représentée par un triangle). Si, du sol, on observe cet objet et que l'on combine cette observation avec les observations Gaia, la distribution (α, δ) est réduite d'un facteur 30 et l'éphéméride est bien améliorée (il est à remarquer qu'il s'agit d'une distribution à 10σ).

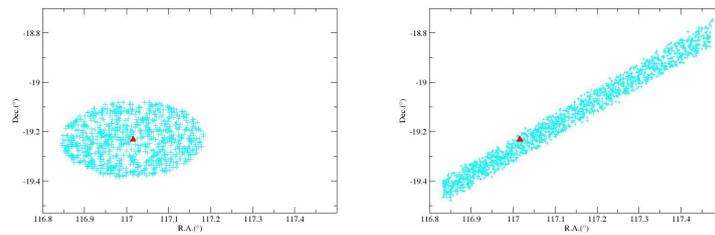


FIG. 5 : Exemple de distribution (α, δ) pour des prédictions quatre jours après la découverte de l'objet, avec les observations Gaia seules (gauche : incertitude à 1σ) et avec une observation au sol supplémentaire (droite : incertitude à 10σ). Le triangle représente la valeur attendue

5. Conclusion

Bien que Gaia ne découvrira pas beaucoup de NEAs, il fournira une précision astrométrique sans précédent pour l'amélioration des orbites de NEAs. De plus, cette étude peut être poursuivie en considérant la réduction astrométrique des observations grâce au catalogue stellaire fourni par Gaia. En effet, ce catalogue va être plus précis et plus dense que tout autre catalogue. Ainsi, les observations classiques (concernant ainsi davantage d'objets de plus faible magnitude) seront améliorées.

Références

- [1] G. B. Valsecchi, A. Milani, G. F. Gronchi and S. R. Chesley : Resonant Returns to Close Approaches : Analytical Theory, *A&A*, 408 :1179-1196, september 2003.
- [2] J. Virtanen, K. Muinonen and E. Bowell : Statistical Ranging of Asteroid Orbits, *Icarus*, 154 :412-431, december 2001.

Le réseau informatique de l'IMCCE

S. Vaillant

Introduction

Cet article présente quelques notions de base permettant aux utilisateurs du réseau informatique de l'IMCCE de comprendre certains aspects d'un élément essentiel de leur environnement de travail.

1. Le réseau local

Dans les locaux de l'IMCCE, pour relier son ordinateur portable au réseau local et par là même à internet, il suffit, au point de vue matériel, de brancher, à l'aide d'un câble, le port réseau de l'ordinateur à la prise murale du bureau. Pour comprendre pourquoi cet ordinateur fait partie du réseau et ce qui lui permet de communiquer avec les autres postes de travail ou les serveurs, il faut avoir connaissance de ce qui se trouve derrière la prise...

De chaque prise réseau d'un bureau part un câble dont l'autre extrémité aboutit à une prise dans un local technique. Les prises, dans ce local, sont disposées en rangées et constituent le panneau de brassage. Toutes les prises sont reliées à un boîtier électronique : le commutateur (*switch* en anglais). Un commutateur peut relier une quarantaine de prises ; au-delà, on répartit les prises sur plusieurs commutateurs et on relie les commutateurs entre eux.

Les serveurs de l'IMCCE se trouvent dans le même bâtiment dans la salle mutualisée ; ils sont répartis dans deux armoires et sont directement reliés à un commutateur situé en haut de chacune d'elles. Ces deux commutateurs sont reliés entre eux. Pour finir, un câble lie un des commutateurs de la salle mutualisée à un des commutateurs du local technique.

Deux postes d'un même étage sont donc reliés par l'intermédiaire d'un commutateur. Deux postes qui se trouvent à des étages différents sont en général reliés par une chaîne de commutateurs (ici, cela peut aller jusqu'à sept).

Cet ensemble de liens entre serveurs, postes de travail, imprimantes et autres périphériques constitue un réseau local.

La technologie mise en œuvre ici porte un nom : Ethernet. Un standard lui est associé : IEEE 802.3.

Les postes d'un réseau local s'échangent des informations sous forme de trames. Une trame est composée, entre autres, d'une adresse de destinataire et de données à transmettre. Le principe de transmission est la diffusion (*broadcast* en anglais) : lorsqu'un commutateur reçoit une trame, il la retransmet à tous ses voisins ; parmi ceux-ci peut se trouver le destinataire ou bien un autre commutateur qui procède de la même façon. Une trame émise par un poste trouve alors toujours son destinataire. Ce principe permet de réaliser un réseau local de façon très simple.

Les adresses utilisées dans les trames sont de la forme xx:xx:xx:xx:xx:xx, il est possible de connaître l'adresse de son poste avec la commande `/sbin/ifconfig` sous Linux ou bien `ipconfig /all` sous Windows. Cette adresse est unique dans le monde entier et a été attribué par le constructeur de la carte réseau du poste.

2. L'interconnexion des réseaux locaux

Inclure tous les postes d'un établissement ou même d'un laboratoire dans un même réseau local n'est pas forcément souhaitable : on peut trouver judicieux voire nécessaire d'isoler les postes appartenant à des services différents. Par exemple, dans un réseau local, rien n'interdit à un portable situé dans une salle de réunion de tenter de se connecter à un poste du service de gestion.

On peut alors constituer différents réseaux locaux dans chacun desquels un des commutateurs sera relié à un nouveau dispositif électronique : le routeur (*router* en anglais). Le routeur a pour fonction d'échanger des trames entre les réseaux locaux mais au contraire du commutateur, il retransmet une trame uniquement dans le réseau local auquel appartient le destinataire. Le système d'adressage Ethernet mentionné plus haut ne convient pas à cette fonction ; tous les postes des réseaux locaux utilisent alors, en parallèle, un autre type d'adresse : l'adresse IP (*Internet Protocol Address* en anglais), par exemple : 193.48.190.1.

Les adresses IP attribuées aux postes d'un réseau local le sont dans une plage d'adresses consécutives. Par

exemple, l'IMCCE est détenteur d'un réseau dit de classe C constitué des 256 adresses de 193.48.190.0 à 193.48.190.255. Cette plage d'adresses lui a été attribuée par Renater.

3. L'IMCCE au sein de l'Observatoire de Paris

À l'origine, l'IMCCE a constitué son réseau dans les locaux de l'Observatoire de Paris indépendamment de celui-ci. Le lien vers internet s'est fait par l'intermédiaire du routeur de l'Institut d'astrophysique de Paris. En Septembre 2008 a été mise en service la salle mutualisée qui héberge les serveurs de l'IMCCE, du LERMA, du SYRTE et de la Division informatique de l'Observatoire. En 2009, la DIO a renouvelé son cœur de réseau et naturellement l'IMCCE est venu se relier à internet sur le routeur de l'Observatoire désormais situé lui aussi dans la salle mutualisée.

C'est le routeur de l'Observatoire qui fait le lien entre internet (Réseau académique parisien, Renater) et les laboratoires de l'Observatoire ainsi que l'IMCCE.

Il fait aussi office de pare-feu : il peut empêcher les connexions d'un réseau local à un autre. Par exemple, les connexions provenant d'internet sur les serveurs internes, c'est-à-dire autres que les serveurs déclarés : web, ssh, imap, etc., sont refusées. Mais internet n'est pas la source unique de problèmes : ce peut être le cas, au sein de l'établissement, d'un poste infecté par un virus ou d'un serveur web piraté ; dans ce cas, l'organisation judicieuse des postes en réseaux locaux et l'application de filtres entre ces réseaux dans le routeur de l'Observatoire peut s'avérer utile.

Ce travail a été réalisé pour l'Observatoire de Paris (*i.e.* segmentation du réseau). Actuellement, le réseau de l'IMCCE est constitué d'un seul réseau local mais il pourrait bénéficier d'un travail similaire ; la plage actuelle de 256 adresses peut être décomposée en sous-plages (de 128, 64, 32 ou 16 adresses) affectées ensuite à autant de réseaux locaux : serveurs web, gestion, portables invités, portables permanents, etc.

Le moment cinétique d'un équilibre relatif en grande dimension

Alain Chenciner

1. Un problème de spectres ...

Dans l'espace euclidien \mathbb{R}^{2p} , on se donne les positions

$$\vec{a}_i = (x_{1i}, x_{2i}, \dots, x_{(2p)i}), \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

de N corps ponctuels de masses respectives m_1, m_2, \dots, m_N . On note S_0 la *matrice d'inertie* de la configuration :

$$S_0 = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^N m_i x_{1i}^2 & \sum_{i=1}^N m_i x_{1i} x_{2i} & \cdots & \cdots & \sum_{i=1}^N m_i x_{1i} x_{(2p)i} \\ \sum_{i=1}^N m_i x_{2i} x_{1i} & \sum_{i=1}^N m_i x_{2i}^2 & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \sum_{i=1}^N m_i x_{(2p)i} x_{1i} & \cdots & \cdots & \cdots & \sum_{i=1}^N m_i x_{(2p)i}^2 \end{pmatrix}.$$

Si la configuration est *centrale*, il existe une infinité (si $p \geq 2$ et c'est précisément là qu'est la différence entre les dimensions ≤ 3 et les autres !) de choix de vitesses initiales telles que le mouvement des N corps sous l'action de l'attraction newtonienne soit un *équilibre relatif*, c'est-à-dire une rotation uniforme analogue à celle d'un corps solide. L'espace du mouvement est nécessairement de dimension paire (d'où le choix de \mathbb{R}^{2p}) (voir [AC]) et le mouvement de chaque corps est de la forme $\vec{r}_i(t) = e^{\omega J t} \vec{a}_i$, où J est une *structure complexe* sur \mathbb{R}^{2p} , c'est-à-dire une matrice de rotation $J \in SO(2p)$ telle que $J^2 = -Id$, donc de la forme (à l'orientation près)

$$J = R^{-1} J_0 R, \quad \text{où} \quad J_0 = \begin{pmatrix} 0 & -Id \\ Id & 0 \end{pmatrix}.$$

Dans la suite, on supposera que S_0 est diagonale : $S_0 = \text{diag}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{2p})$, et même que $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_{2p}$ (on s'y ramène par rotation) et on identifiera \mathbb{R}^{2p} à \mathbb{C}^p par l'application

$$(x_1, \dots, x_p, y_1, \dots, y_p) \mapsto (z_1, \dots, z_p), \quad z_j = x_j + iy_j.$$

La rotation J_0 de \mathbb{R}^{2p} devient ainsi la multiplication par i de \mathbb{C}^p .

Le *moment cinétique* d'un tel équilibre relatif est le *bivecteur* représenté par la matrice antisymétrique

$$\mathcal{C} = JS_0 + S_0J.$$

Si au lieu de faire tourner la structure complexe on fait tourner le corps, on remplace S_0 par $S = RS_0R^{-1}$ et $J = R^{-1}J_0R$ par J_0 et donc \mathcal{C} par

$$C = J_0S + SJ_0 = R\mathcal{C}R^{-1}$$

qui a même spectre que \mathcal{C} mais a l'avantage de commuter avec J_0 au lieu de J . Etant antisymétrique et commutant avec J_0 , C est de la forme $C = \begin{pmatrix} A & -B \\ B & A \end{pmatrix}$, avec $A + iB = C_{\mathbb{C}}$ matrice complexe $p \times p$ skew-hermitienne, i.e. telle que ${}^t(A + iB) = -A + iB$. Si $\{iv_1, iv_2, \dots, iv_p\}$ est le spectre de $C_{\mathbb{C}}$, celui de C , et donc celui de \mathcal{C} , est $\pm iv_1, \pm iv_2, \dots, \pm iv_p$. Remplaçant enfin C par

$$\Sigma = J_0^{-1}C = S + J_0^{-1}SJ_0,$$

on remplace la matrice skew-hermitienne $A + iB$ par la matrice hermitienne positive $\Sigma_{\mathbb{C}} = B - iA$, dont le spectre est $\{v_1, v_2, \dots, v_p\}$. Le spectre de Σ est donc $\{v_1, v_1, v_2, v_2, \dots, v_p, v_p\}$.

On a

$$\Sigma_{\mathbb{C}} = (h_{ij})_{1 \leq i \leq j \leq p}, \quad h_{ij} = \langle \vec{r}_i + i\vec{s}_i, \overline{\vec{r}_j + i\vec{s}_j} \rangle_{S_0},$$

où

$$\vec{r}_i = R^{-1}(\vec{e}_i), \quad \vec{s}_i = R^{-1}(\vec{e}_{p+i}), \quad i = 1, \dots, p,$$

sont les vecteurs *ligne* de la matrice R et \langle, \rangle_{S_0} est le produit scalaire de \mathbb{R}^{2p} que définit S_0 . On vérifie immédiatement que $\sum_{i=1}^p v_i = \text{trace } S = \sum_{j=1}^{2p} \sigma_j$.

On ordonne les v_i de façon que $v_1 \geq v_2 \geq \dots \geq v_p \geq 0$ et on note

$$W_p^+ = \{(v_1, v_2, \dots, v_p) \in \mathbb{R}^p, v_1 \geq v_2 \geq \dots \geq v_p\}$$

la *chambre de Weyl positive*. Soit \mathcal{O}_σ l'ensemble des matrices symétriques $2p \times 2p$ de spectre $\sigma = \{\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_{2p}\}$; on cherche à caractériser l'image de l'application $\mathcal{F} : \mathcal{O}_\sigma \rightarrow W_p^+$, $S \mapsto v = \{v_1, v_2, \dots, v_p\}$. Bien entendu, le spectre d'une matrice hermitienne ne changeant pas sous l'effet de la conjugaison par une matrice unitaire, l'application $R \mapsto S = RS_0R^{-1} \mapsto v$ se factorise en une application

$$\mathcal{F} : SO(2p)/U(p) \rightarrow W_p^+, \quad S \mapsto v = \{v_1, v_2, \dots, v_p\}$$

où $SO(2p)/U(p)$ n'est autre que l'espace des structures complexes orthogonales orientées sur \mathbb{R}^{2p} .

2. ... et une question de symétries

La nature des symétries du problème amène à considérer les matrices S appartenant au sous-ensemble

$$\mathcal{S}_\sigma = \left\{ S = RS_0R^{-1}, \quad R = \begin{pmatrix} \rho & 0 \\ 0 & Id \end{pmatrix} P, \quad \rho \in O(p), P \text{ permutation} \right\}.$$

La matrice $C_\mathbb{C}$ s'écrit dans ce cas

$$\Sigma_\mathbb{C} = (\rho \sigma_- \rho^{-1} + \sigma_+),$$

où

$$\sigma_- = \text{diag}(\sigma_{\pi(1)}, \sigma_{\pi(2)}, \dots, \sigma_{\pi(p)}), \quad \sigma_+ = \text{diag}(\sigma_{\pi(p+1)}, \sigma_{\pi(p+2)}, \dots, \sigma_{\pi(2p)}),$$

si les coefficients de P sont $p_{ij} = \varepsilon_i \delta_{j\pi(i)}$ où δ est le symbole de Kronecker et π une permutation de $\{1, 2, \dots, 2p\}$, c'est-à-dire si $P^{-1}(\vec{e}_i) = \varepsilon_i \vec{e}_{\pi(i)}$.

On tombe donc dans ce cas sur la forme réelle du *problème de Horn*, résolu pas Klyachko [K1] et Knutson-Tao [KT], ou plus précisément sur une forme du problème traitée dans [FFLP] (un grand merci à Terry Tao pour cette référence) : *étant donné $\sigma = \{\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_{2p}\}$ comme ci-dessus, caractériser l'ensemble \mathcal{B} des $v = \{v_1 \geq v_2 \geq \dots \geq v_p\}$ qui sont les spectres ordonnés d'une matrice symétrique $p \times p$ de la forme $M + N$, où la réunion du spectre de M et de celui de N , comptés avec leurs multiplicités, coïncide avec σ .*

L'ensemble \mathcal{B} est un certain polytope convexe dans l'intersection de W_p^+ et de l'hyperplan défini par la condition de trace. De plus, ce polytope coïncide avec celui qu'on obtient en supposant plus précisément que les spectres de M et N sont respectivement $\sigma_- = \{\sigma_1, \sigma_3, \dots, \sigma_{2p-1}\}$ et $\sigma_+ = \{\sigma_2, \sigma_4, \dots, \sigma_{2p}\}$.

3. ... suivis d'une conjecture

Regardant le cas $p = 2$ (où tout peut être compris explicitement) et des exemples avec $p = 3$, je suis arrivé à conjecturer que l'image de l'application fréquence \mathcal{F} coïncide avec \mathcal{B} , c'est-à-dire :

Conjecture : l'application $\mathcal{F} : \mathcal{O}_\sigma \rightarrow W_p^+$ qui, à une matrice $2p \times 2p$ symétrique S de spectre $\sigma_1 \geq \sigma_2 \dots \geq \sigma_{2p}$ fait correspondre le spectre $(v_1 \geq v_2 \geq \dots \geq v_p)$ de la matrice hermitienne complexe dont la forme réelle est $S + J_0^{-1} S J_0$, a pour image l'ensemble des p -uples $(v_1 \geq v_2 \dots \geq v_p)$ qui sont le spectre d'une somme $A + B$ de deux matrices symétriques $p \times p$ qui vérifient spectre $A = \{\sigma_1, \sigma_3, \dots, \sigma_{2p-1}\}$ et spectre $B = \{\sigma_2, \sigma_4, \dots, \sigma_{2p}\}$.

Tout revient à montrer que chaque surface de niveau de \mathcal{F} contient au moins un point fixe de l'involution $S \mapsto S'$ induite par une application de la forme

$$R \mapsto R' = D' R D'', \quad D' = \begin{pmatrix} Id & 0 \\ 0 & -Id \end{pmatrix}, \quad D'' = P \begin{pmatrix} Id & 0 \\ 0 & -Id \end{pmatrix} P^{-1}$$

qui laisse invariante cette surface de niveau.

4. ... d'une justification

Pourquoi étudier des mouvements de n corps dans un espace de dimension supérieure à 3 ?

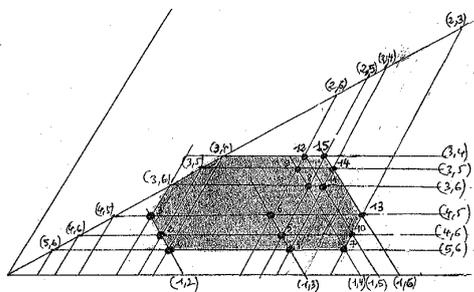
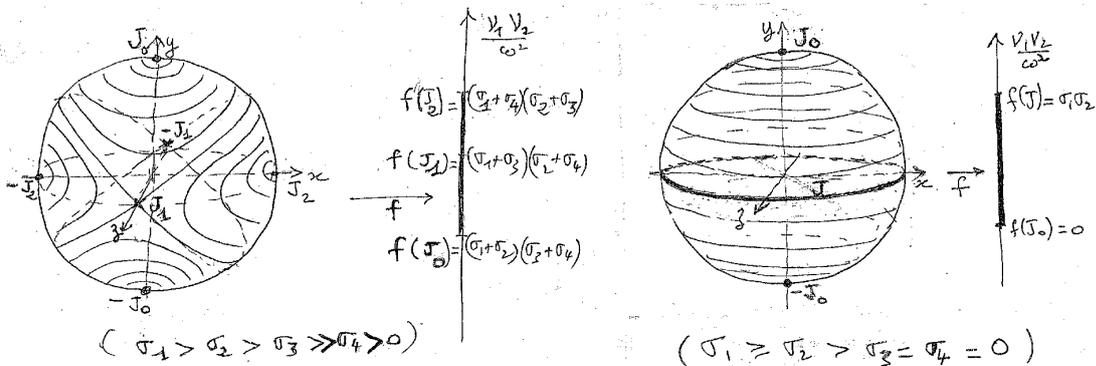
– en premier lieu car c'est lorsqu'on oublie la dimension de l'espace ambiant que la structure algébrique de la réduction des symétries devient transparente (voir [AC]);

– ensuite parce que des solutions sans relation apparente dans l'espace de dimension 3 peuvent être "naturellement" reliées dans un espace de dimension plus grande. Par exemple, dans le cas de 4 masses égales, une famille d'équilibres relatifs quasi-périodiques dans \mathbb{R}^4 relie l'équilibre relatif plan du carré et celui du triangle équilatéral avec une masse au centre [C]. Or les bifurcations concernées se passent pour des valeurs "extrémales" du moment cinétique. Avec Jacques Féjoz, nous avons le projet d'étudier les phénomènes de ce type.

– enfin et surtout parce que le problème est mathématiquement intéressant.

5. ... et de figures

Les figures qui suivent présentent d'une part l'application \mathcal{F} dans le cas $p = 2$ (la sphère est l'espace $SO(4)/U(2)$ des structures complexes orthogonales orientées sur \mathbb{R}^4 et l'application \mathcal{F} est représentée par ses lignes de niveau dans le cas générique et un cas particulier), d'autre part l'ensemble \mathcal{B} dans un cas particulier avec $p = 3$.



$$\begin{aligned}
 &\sigma_1 + \sigma_2 > \sigma_1 + \sigma_3 > \sigma_1 + \sigma_4 > \sigma_1 + \sigma_5 > \sigma_1 + \sigma_6 > \\
 &\sigma_2 + \sigma_3 > \sigma_2 + \sigma_4 > \sigma_2 + \sigma_5 > \sigma_2 + \sigma_6 > \\
 &\sigma_3 + \sigma_4 > \sigma_3 + \sigma_5 > \sigma_3 + \sigma_6 > \\
 &\sigma_4 + \sigma_5 > \sigma_4 + \sigma_6 > \\
 &\sigma_5 + \sigma_6.
 \end{aligned}$$

Références

- [AC] A. Albouy & A. Chenciner *Le problème des n corps et les distances mutuelles*, *Inventiones Mathematicae*, **131**, 151–184 (1998)
- [C] A. Chenciner *The angular momentum of a relative equilibrium*, en préparation
- [F1] W. Fulton *Eigenvalues of sums of hermitian matrices*, *Séminaire Bourbaki*, exposé **845**, juin 1998
- [FFLP] S. Fomin, W. Fulton, C.K. Li, Y.T. Poon, *Eigenvalues, singular values, and Littlewood-Richardson coefficients*, *Amer. J. Math.* **127**, no. 1, 101–127 (2005)
- [KI] A.A. Klyachko, *Stable bundles, representation theory, and Hermitian operators*, *Selecta Math. (New Series)* **4**, 419 – 445 (1998).
- [K] A. Knutson *The symplectic and algebraic geometry of Horn's problem*, *Linear Algebra and its Applications* **319**, Issues 1-3, 61–81 (2000)
- [KT] A. Knutson & T. Tao *Honeycombs and sums of Hermitian matrices*, *Notices of the AMS*, (February 2001).

The last period of "new" comets: the role of stars and their detection

Marc Fouchard (LAL-IMCCE/Universit Lille 1), Hans Rickman (Space Research Center, Warszawa, Poland),
Christiane Froeschlé (OCA, Nice), Giovanni B. Valsecchi (IASF-Roma, Inaf, Italy)

Introduction

When Oort (1950) (8) introduced the concept of a very distant source region for long-period comets (the ‘Oort Cloud’), he was aware of the need for an efficient mechanism to bring the perihelia of comets from the region well beyond the orbits of Jupiter and Saturn (typically, perihelion distance $q > 15$ AU) into the observable range (nowadays, $q < 5$ AU). If this does not happen during just one orbit, it is likely that the comet is lost from the process due to a planetary perturbation that either ejects it from the Solar System or captures it into a much more tightly bound orbit.

Oort (8) identified the impulses imparted to comets by passing stars as a likely mechanism for comet injection. Under usual conditions it would work exclusively for the orbital range of the ‘new comets’, *i.e.*, for semi-major axes $a > 10\,000$ AU. Comets orbiting at closer distances would not have the time to experience a relevant perturbation during one orbital revolution.

In the mid-1980’s it was realized that the Galactic tidal force has an important influence on comet injection too, and may in fact cause the dominating effect (2; 1).

In a previous paper (9) we found that the injection of new comets at present – as well as during the last few Gyr – is dominated by a synergy between the two perturbers.

Dybczynski (2006) (3) presented an improvement of the search for Hipparcos stars having close encounters with the Sun in the recent past or near future, and the result was a list of 23 stars identified to have passed within 2.5 pc of the Sun during the previous 3 Myr. None of the passages was found to have triggered the injection of any observed comet, and Dybczyński’s conclusion was that the current comet injections are dominated by the Galactic tide.

Recently Królikowska and Dybczynski (2010) (7) have selected a sample of 26 comets, for which high-quality original orbits could be derived including non-gravitational (NG) effects (6). All these comets have original values of $1/a_0$ less than 10^{-4} AU $^{-1}$, so they are ‘new’ in Oort’s sense. They integrated the orbits backward and forward until the subsequent perihelion passage or the ejection of the comet from the Solar System. Following the result of Dybczynski (2006) (3), only the Galactic tide was considered as perturbing force in these integrations.

The conclusions drawn by the authors seem perplexing. If these 26 comets are representative, most ‘new’ comets have not jumped across the Jupiter-Saturn barrier but had their previous perihelia well inside the planetary system. During the future orbit, most comets will be ejected from the Solar System. Thus it would seem that the flux of long-period comets must be decreasing.

In this paper we will investigate the roles of passing stars and the Galactic tide during the last revolution before an observable comet appears, based on our dynamical simulations and consider the origin of the currently observed comets in as much detail as possible.

First in Section 2 we introduce three different hypothetical Oort clouds containing 10^6 comets perturbed simultaneously by the Galactic tide and three different sequences of stellar encounters, each sequence acting on one Oort cloud. Section 3 is devoted to our results, paying special attention to the role of the stars in connection with that of the tide. In Section 4 we investigate, based on our simulations, the observability by the Hipparcos or Gaia missions of the stars that have passed during the last revolution of the currently discovered new Oort Cloud comets, and whether only those that are observable would be able to inject a sufficient amount of comets.

1. Models and calculations

As in Rickman et al. (2008) (9), we build a thermalized initial Oort cloud of 10^6 fictitious comets with orbital elements chosen at random, and we study their dynamical evolution over 5 Gyr. Each comet is subject to both tidal and stellar perturbations. The initial conditions of these fictitious comets are as follows: the semi-major axes a_0 are chosen such that $3 \times 10^3 < a_0 < 1 \times 10^5$ AU with a probability density $\propto a_0^{-1.5}$ (2), and the eccentricities e_0 are chosen with a density function $\propto e_0$ with the constraint that the perihelia are outside the planetary system, *i.e.*, $q_0 > 32$ AU. The initial angular elements, ω_0 , Ω_0 and M_0 , which may be defined with respect to an arbitrary frame of reference, are randomly chosen with a flat distribution, and the same holds for $\cos i_0$.

We choose three different sets of initial conditions, *i.e.*, we consider three different initial Oort clouds. They form three realizations of the distributions described above. We also consider three different samples of passing stars. Each sample corresponds to a sequence of 197 906 stellar encounters, occurring at random times during an interval from zero to $t_{\max} = 5 \times 10^9$ yr, with random solar impact parameters up to $d_{\max} = 4 \times 10^5$ AU, and with random stellar masses and velocities as described by Rickamn, et al. (2004,2008) (10; 9). Each cloud defined previously is perturbed by one of the three stellar samples.

The motions of the fictitious comets are integrated at most over 5 Gyr. However, the integration is stopped when the heliocentric distance of a comet becomes either $r > 4 \times 10^5$ AU or $r < 15$ AU. The threshold of 15 AU is a crude way to model planetary perturbations. A comet with $q < 15$ AU is assumed to either be ejected into interstellar space, which means that the current perihelion passage is the last one, or be sent into a much more tightly bound orbit, in which case the influence of external perturbers (Galactic tides or passing stars) is effectively cut off.

For every comet that enters the observable region, defined as $r < 5$ AU, its orbital elements at the previous perihelion passage are saved.

The number of injected comets per interval of 20 Myr versus time is shown in Fig. 1. The sequences of stellar encounters are seen to be quite different, the third simulation having more frequent strong stellar encounters than the other two. This is shown by the large number of high peaks, corresponding to comet showers. However, the background fluxes are quite similar with a global decrease in each case.

In the following we will take into consideration only the comets which are injected during the last 3 Gyr, and during a quiescent period.

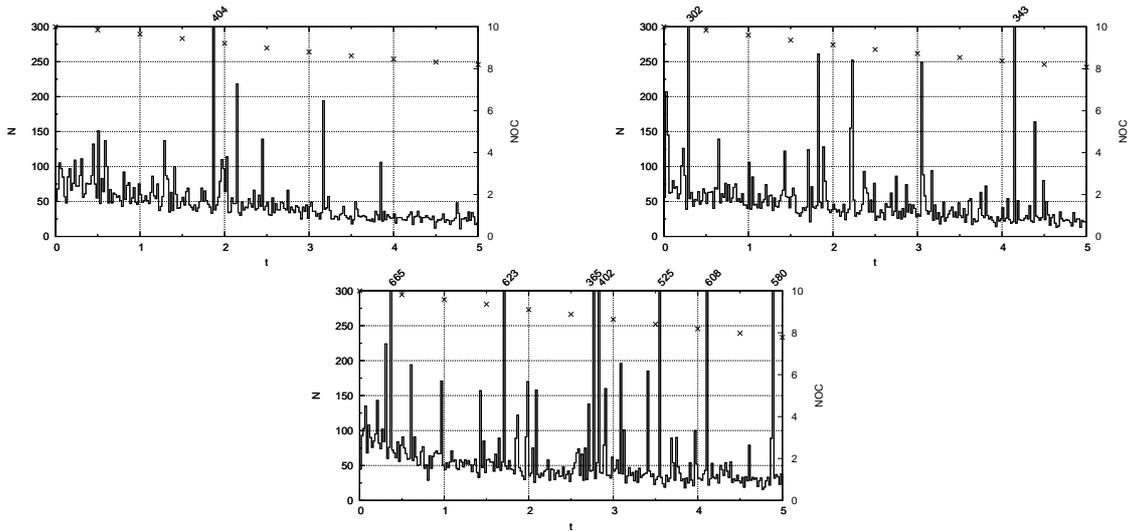


Figure 1: Number of observable comets per interval of 20 Myr versus time for the three simulations. When the number exceeds 300, it is written above each graph. The crosses give the number of comets in the Oort cloud as counted every 500 Myr (scale to the right in units of 10^5).

2. General results

2.1 The injected comets

Let \mathbb{S} be the set of injected comets, for which a single star was able to make the perihelion distance jump the J-S barrier during the last orbital period, *i.e.*, during this period there is one star which decreases the perihelion distance from above 15 AU to below 5 AU. And let \mathbb{G} be the set of comets for which, starting from the injected position and integrating backward with only the Galactic tides until the previous perihelion passage is reached, one gets a perihelion

distance larger than 15 AU. In other words, we can say that \mathbb{S} contains stellar injections¹, whereas \mathbb{G} contains tidal injections.

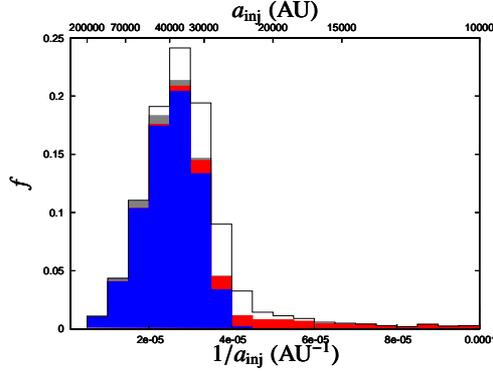


Figure 2: Proportion f of injected comets with respect to the total number of injected comets (8 688) versus the inverse of the semi-major axis at injection (the upper horizontal axis gives the corresponding semi-major axis). 2% of the injected comets have $a_{\text{inj}} < 10\,000$ AU. The blue area corresponds to the proportion of comets belonging exclusively to group \mathbb{G} , the red area corresponds to comets belonging exclusively to group \mathbb{S} , the grey corresponds to comets belonging to the two groups and the white one to the comets belonging to neither group.

Fig 2 shows the appearance of our simulated Oort peak for quiescent comets as a histogram of the $1/a$ distribution. Different colours are used to denote the contributions of the \mathbb{G} and \mathbb{S} sets, and the part corresponding to a synergy.

Our results on the number of injected comets during quiescent periods are in general agreement with the location of synthetic Oort spikes found by others using similar experiments (*e.g.*, (11),(4)). To be precise, our maximum of the injection efficiency occurs around 35 200 AU.

The smallest semi-major axis of the \mathbb{G} set of comets at injection is 23 146 AU. Consequently, one may consider that below $a_{\text{crit}} \simeq 23\,000$ AU the tide is unable to inject a comet on its own.

Interestingly, where the rate of quiescent comet injections is at its maximum, *i.e.*, for $a_{\text{inj}} \sim 35\,200$ AU, we have a proportion of \mathbb{G} set comets equals to 86%, implying that for almost 15% of the injected comets the contribution of a passing star is required. This fraction increases for smaller semi-major axis, reaching 35% for $a_{\text{inj}} = 30\,000$ AU and almost 85% for $a_{\text{inj}} = 25\,000$ AU. Hence, one should not describe the Oort peak as solely due to injections by the Galactic tide, even though this appears to be the dominant factor in the outer part of the peak. Stellar contributions are important and often decisive at least in the inner part of the peak.

Considering quiescent comets for $a_{\text{inj}} \simeq a_{\text{crit}}$, we have a proportion of \mathbb{S} set comets equals to 30%, and for $a_{\text{inj}} \sim 15\,000$ AU, it becomes 85%. Hence, in this range of semi-major axis, the sum of the \mathbb{S} and \mathbb{G} proportions is less than unity, so the injections are often due to neither the tide nor any single star alone. Instead we are dealing with a synergy between the tide and stellar perturbations, which acts “in real time”, *i.e.*, the tide and stars collaborate in making comets jump across the Jupiter-Saturn barrier. The plot shows that this synergy is at a maximum for $a_{\text{inj}} \simeq a_{\text{crit}}$, where the sum of the two proportions barely reaches 30%, and the synergy is at work over the whole range $a_{\text{inj}} \in [14\,000, 45\,000]$ AU.

2.2 The role of stars

The mechanism behind this kind of synergy was called *constructive interference* by Rickman et al. (2008) (9), and is due to the fact that the number of cases where stellar perturbations aid the decrease of q caused by the tide and helps the jump across the barrier dominates over the number of opposite cases, where a star prevents the jump from occurring.

In order to confirm this effects, the following experiment was performed. Considering the injected comets including stars and tides during the last 3 Gyr of our simulation, we can evaluate the efficiency of the constructive interference by studying the fraction of comets that are not injected any more, when one removes the stellar perturbations during

¹Note that stars may be instrumental for other injections too, though no single star made the comet perform the required jump.

the last orbit of the comets (during a quiescent period, obviously). Similarly, one may consider the injected comets during the first 2 Gyr in a simulation using the Galactic tides only and evaluate the destructive interference by studying the fraction of comets that are not injected any more, when stellar perturbations are added during the last orbit.

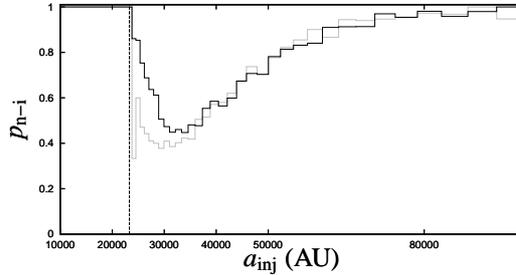


Figure 3: Fraction (p_{n-i}) of non-injected comets due to the removal of stellar perturbations (constructive interference) shown by the black line, and fraction of non-injected comets due to the addition of stellar perturbations (destructive interference) shown by the grey line. The vertical black line indicates the critical semi-major axis, below which there are no purely tidal injections.

Fig. 3 shows these two fractions versus the semi-major axis at injection. Since the tide is not able to inject comets below $a = a_{\text{crit}}$, the constructive interference is obviously at work below this threshold, while the destructive one is not defined. Between a_{crit} and 36 000 AU we note that the constructive interference is clearly larger than the destructive one. The largest difference is obtained for $a_{\text{inj}} \sim 25\,700$ AU, where the constructive interference amounts to nearly 75%, while the destructive one stays at 47%. We have here a clear illustration of the preponderance of constructive interference, which was theoretically predicted by Rickman et al. (2008) (9), and we thus confirm the assertion that this causes a synergy in comet injection that extends over an important range of semi-major axis.

3. Star detection by Hipparcos and Gaia

As a simplified approach we will judge the observability of stars and the access to relevant data on their positions and velocities by considering two space missions : The ESA *Hipparcos* mission (1989 – 1993), and the ESA *Gaia* mission, to be launched in 2012.

In quantitative terms, Hipparcos observed all the stars with visual magnitude $V < 7.5 - 9$ according to the direction of the stars, and had a limiting magnitude $V = 13$ (5). In our experiments, we will consider that Hipparcos observed all stars with $V < 8$ (independent of direction) and we use a linearly decreasing detection probability between $V = 8$ and $V = 13$. For Gaia, the magnitude criterion is $V < 20$, and we can assume the detection to be practically complete everywhere on the sky down to this limit.

For each injected comet in our simulations, we study all the stars that encountered the Oort Cloud during the last revolution of the comet, and for each star we compute its visual magnitude V . From the calculated V magnitude we determine whether the star would have been detected by Hipparcos, supposing that the comet is passing its perihelion at the present time, and similarly whether it would become detected by Gaia supposing this mission will be successful.

Fig. 4 is a clear indication of the incompleteness of the Hipparcos observations. The diagrams show, for an arbitrary instant chosen at random during the last 3 Gyr of our simulations, the stars which passed at less than 400 000 AU at times no more than 3 Myr before that instant. This time interval corresponds to the orbital period of comets with $a \sim 20\,000$ AU. For larger semi-major axes the relevant stars for injection could have passed further back in time.

For each star the closest encounter distance is plotted versus the time of closest encounter measured from the cometary perihelion time. In case we find the star to be detectable by Hipparcos, we mark it by a blue dot (left diagrams), and detectability by Gaia is marked by red dots (diagrams to the right). In each diagram we have also plotted these data for the real stars found by Dybczynski (2006) (3) as a representation of the best that could be done

with the Hipparcos data. We have also indicated at which distance a comet on a parabolic or elliptic orbit would have been as a function of time, if it reaches perihelion at time zero. The ‘elliptic’ curve corresponds to aphelion passage at the times in question.

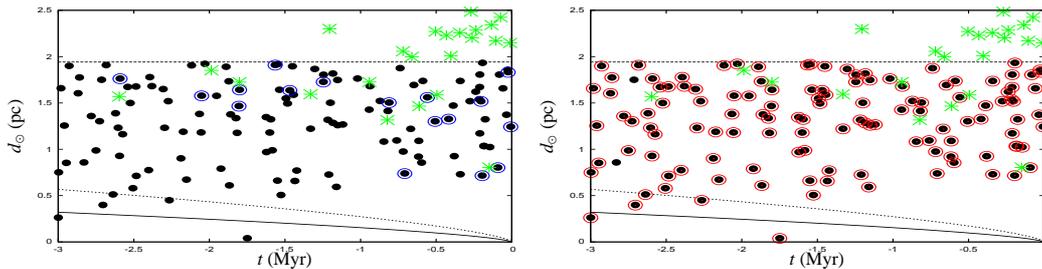


Figure 4: For an arbitrary instant we plot the encounter distance of stars versus the time of encounter counted from the perihelion passage of an injected comet ($t = 0$). The upper line indicates our maximum considered encounter distance of 400 000 AU. The two curves below indicate at which distance the comet would have been on a parabolic (dotted) or elliptic orbit (solid; the comet being at aphelion in this case). The black dots correspond to all the simulated stars passing during the 3 Myr time span. On the left column the blue dots show the stars detected by Hipparcos. The same is done with red dots on the right column for the stars detected by Gaia. On each plot, the green asterisks indicate the real stars identified using Hipparcos data by Dybczynski (2006) (3). This sample extends to larger encounter distances than those of our simulation.

In general we found that Hipparcos detects only 9% of the perturbing stars, whereas Gaia should detect 70% of these stars. Because the current stellar observations rely mainly on the Hipparcos catalogue, one should keep in mind that most of the Oort Cloud perturbers are being missed. If we instead focus on the stars that give the most important contributions to the decrease of the perihelion distance, the detectable percentages increase for both Gaia and Hipparcos.

Finally, we have performed the integration of the last orbital period of injected comets once more, taking into account only the stars detectable by Hipparcos or by Gaia. Fig. 5 shows the number of comets that remain injected versus the semi-major axis a_{inj} taking into account all the stars, only the Hipparcos stars and only the Gaia stars. We have also plotted the fraction of injected comets using each sub-sample of stars with respect to the case where all the stars are taken into account.

Using only the stars detectable by Hipparcos, we obtain a flux of injections that is less than half of the total flux, except near the maximum at $a_{\text{inj}} \sim 35\,000$ AU, where the Hipparcos stars and the tide are able to inject a little more than 60% of the total.

The calculations taking into account only the Gaia-detectable stars show that we have more than 80% of the total flux for $a_{\text{inj}} < 40\,000$ AU. Then, however, the flux decreases to less than 10% of the total for $a_{\text{inj}} \sim 100\,000$ AU. Nevertheless, since the Oort spike, *i.e.*, the maximum of the semi-major axis distribution of the ‘‘new’’ observed comets, is certainly situated mainly at $a < 40\,000$ AU, one can hope that, when the Gaia mission is over, it will be possible to simulate the last period of the observed comets much more reliably than one can do with the current data.

References

- [1] A. H. Delsemme. Galactic Tides Affect the Oort Cloud - an Observational Confirmation. *A&A*, 187:913–918, November 1987.

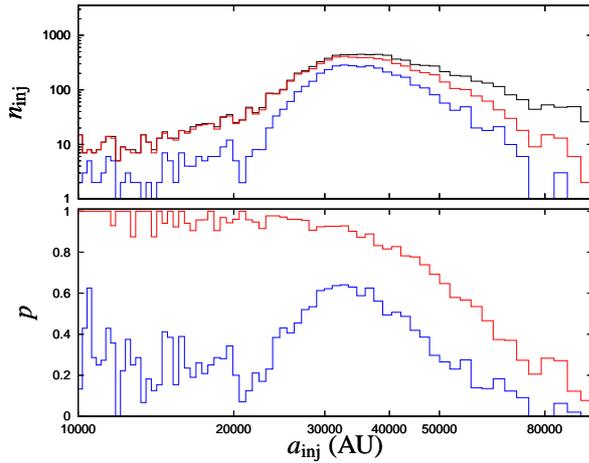


Figure 5: Top: number of injected quiescent comets versus the semi-major axis at injection taking into account all the stars (black line), only the Hipparcos stars (blue line) and only the Gaia stars (red line). Bottom: fraction of injected comets using each sub-sample with respect to the all stars sample.

- [2] M. Duncan, T. Quinn, and S. Tremaine. The formation and extent of the solar system comet cloud. *AJ*, 94:1330–1338, November 1987.
- [3] P. A. Dybczyński. Simulating observable comets. III. Real stellar perturbers of the Oort cloud and their output. *A&A*, 449:1233–1242, April 2006.
- [4] V. V. Emel’yanenko, D. J. Asher, and M. E. Bailey. The fundamental role of the Oort cloud in determining the flux of comets through the planetary system. *MNRAS*, 381:779–789, October 2007.
- [5] J. García-Sánchez, P. R. Weissman, R. A. Preston, D. L. Jones, J.-F. Lestrade, D. W. Latham, R. P. Stefanik, and J. M. Paredes. Stellar encounters with the solar system. *A&A*, 379:634–659, November 2001.
- [6] M. Królikowska. Non-Gravitational Effects in Long-Period Comets and the Size of the Oort Cloud. *Acta Astronomica*, 56:385–412, December 2006.
- [7] M. Królikowska and P.A. Dybczyński. . *MNRAS*, 404, 2010.
- [8] J. H. Oort. The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 11:91–110, January 1950.
- [9] H. Rickman, M. Fouchard, Ch. Froeschlé, and G. B. Valsecchi. Injection of Oort Cloud Comets: The Fundamental Role of Stellar Perturbations. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 102:111–132, 2008.
- [10] H. Rickman, Ch. Froeschlé, Cl. Froeschlé, and G. B. Valsecchi. Stellar perturbations on the scattered disk. *A&A*, 428:673–681, December 2004.
- [11] P. Wiegert and S. Tremaine. The Evolution of Long-Period Comets. *Icarus*, 137:84–121, January 1999.

La bibliothèque de l'IMCCE et ses outils de recherche documentaire

C. Baron, A. Albouy, D. Hestroffer, M. Gastineau, C. Luengo, A. Dias

Introduction

La bibliothèque de l'IMCCE a mis en place ces deux dernières années un ensemble d'outils pour aider les chercheurs et les doctorants de l'IMCCE dans leurs recherches documentaires. Elle est par ailleurs également ouverte à tous les personnels des différents laboratoires de l'Observatoire.

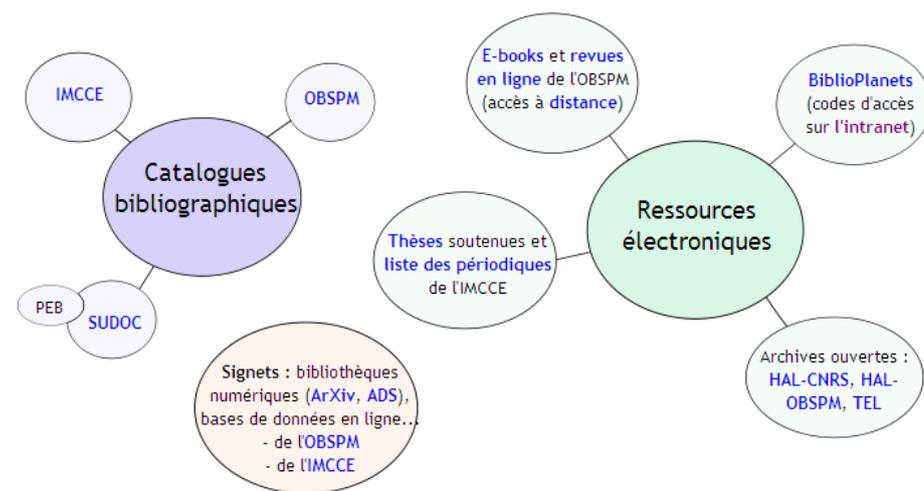


Fig. 1 : Les différents outils de recherche documentaire

1. Les catalogues bibliographiques

1.1 *Le catalogue de la bibliothèque*

Le logiciel de gestion de la bibliothèque (SIGB) est PMB, un logiciel libre. Il donne notamment accès au catalogue en ligne de la bibliothèque (OPAC). Ce catalogue, dans sa page d'accueil, vous propose :

- un mode de « recherche simple » pour les monographies, les périodiques et les thèses ;
- la répartition des collections par localisation (2^e étage, couloir, 5^e étage, réserve...) ;
- la liste des dernières acquisitions entrées au catalogue.

La « recherche simple » peut s'effectuer par mots du titre, auteur, sujet... Il est possible de combiner plusieurs de ces critères de recherche simultanément. En cliquant sur la puce à côté de la référence qui répond à votre requête, les données d'exemplaire s'affichent : cote, localisation et mention de disponibilité. Si votre référence est signalée comme disponible et que vous souhaitez l'emprunter, en cliquant sur « Emprunter ce document », vous accédez à une fenêtre d'authentification. Vous n'avez qu'à y renseigner vos identifiants et mot de passe habituels pour valider le prêt. Cette démarche a deux avantages : elle vous évite d'avoir à remplir une fiche fantôme et renseigne dans le catalogue les ouvrages empruntés ainsi que le nom de l'emprunteur et la date d'emprunt.

La « recherche multicritères » vous permettra d'affiner votre recherche, notamment lorsque vous souhaitez consulter un titre dans une édition particulière ou que vous possédez l'ISBN ou l'ISSN d'une publication.

Par ailleurs, si la ressource que vous souhaitez consulter est également disponible au format électronique, un lien matérialisé sous la forme d'une terre vous y renvoie directement.

1.2 *Le catalogue des bibliothèques de l'OBSPM*

Lorsque vous ne trouvez pas la référence recherchée dans le catalogue de l'IMCCE, vous pouvez vous reporter au catalogue des bibliothèques de l'OBSPM. Ce catalogue vous donne accès à un mode de recherche simple et à un mode de recherche combinée. Il répertorie les fonds disponibles dans les bibliothèques des sites de Paris et de Meudon ainsi que le fonds de la bibliothèque de l'IMCCE. La mention « exclu du prêt » portée à côté des données d'exemplaires des ouvrages de l'IMCCE ne s'applique pas aux chercheurs et doctorants de l'IMCCE et des laboratoires de l'Observatoire.

Enfin, si ce moteur de recherche est assez sensible, il admet cependant les troncatures dans les requêtes.

1.3 *Le catalogue du SUDOC (Système universitaire de la documentation)*

Lorsqu'une référence n'est ni signalée dans le catalogue de l'IMCCE ni dans le catalogue de l'Observatoire, il est possible de se reporter au SUDOC. Ce catalogue référence l'ensemble des fonds (monographies, périodiques, thèses...) disponibles dans toutes les bibliothèques universitaires et les bibliothèques de l'enseignement supérieur et de la recherche de France. La recherche en mode simple permet de choisir parmi un ensemble de critères intéressants : mots sujet, mots du titre, auteurs, collection... Et la recherche avancée ajoute comme avantage la possibilité de sélectionner le type de publication recherchée et l'établissement ou la zone géographique spécifiques.

Une fois la requête lancée, les réponses s'affichent. En sélectionnant la référence qui vous intéresse, vous accédez à la description bibliographique du document. En cliquant sur « Où trouver ce document », la liste des établissements possédant le document s'affichent. Ils vous renseignent notamment sur la cote du document et sa disponibilité pour le PEB (prêt entre bibliothèques). Lorsqu'un ouvrage n'est pas disponible dans les bibliothèques de l'IMCCE ou de l'Observatoire et qu'il est signalé comme disponible pour le PEB, vous pouvez transmettre votre demande à l'équipe de la bibliothèque qui se chargera de la relayer auprès du SUDOC.

2. Les ressources électroniques

2.1 *Les ressources en ligne du portail documentaire de l'OBSPM et de l'Intranet de l'IMCCE*

Depuis le portail documentaire de l'Observatoire, deux ressources importantes sont proposées :

- une liste d'e-books, tous accessibles depuis le site de l'IMCCE ;
- une liste de périodiques en ligne. Ces ressources sont signalées comme libres, et peuvent dans ce cas faire l'objet d'un embargo de quelques années, ou doivent préciser le nom de domaine de l'IMCCE.

Pour accéder à ces ressources à distance, vous devez vous connecter au Webmail de l'Observatoire et passer par le proxy.

Depuis l'Intranet de l'IMCCE, deux liens vous permettent d'accéder à :

- la liste des thèses et habilitations soutenues à l'IMCCE depuis 1990 et de les consulter au format PDF ;
- un tableau qui répertorie l'ensemble des périodiques actuellement reçus à la bibliothèque et précise dans quelle mesure leurs archives sont consultables en ligne via Biblioplanets, NASA ADS (Astrophysics Data System) ou d'autres sites d'archives.

2.2 *Biblioplanets*

Vous disposez également d'un accès à Biblioplanets, le portail d'information scientifique des unités CNRS en sciences de la terre et de l'univers. Ce portail permet de consulter un ensemble essentiel de bases de données ainsi que plus de 4 000 publications en texte intégral. Les mots de passe d'accès à ces ressources sont rappelés dans les pages bibliothèque de l'Intranet.

2.3 *Les archives ouvertes*

Les archives ouvertes reposent sur la constitution de collections permettant de sélectionner, de valoriser ou d'extraire la production d'un laboratoire ou d'une équipe. L'initiative menée par le CNRS dans ce domaine s'appuie sur la plateforme HAL (hyper articles en ligne) sur laquelle vous pouvez déposer vos publications et consulter l'ensemble des dépôts faits par discipline, auteur, laboratoire...

Au niveau de l'Observatoire, un sous-portail de HAL existe. Il s'agit de HAL-OBSPM. Vous y retrouverez notamment les dépôts faits par laboratoire (APC, GEPI, IMCCE, LERMA, LESIA, LUTH, SYRTE et USN) ou par sujet de recherche. Il est possible, via ce portail, de vous abonner à un fil RSS qui vous informera des derniers dépôts faits répondant aux critères d'intérêt et de périodicité que vous aurez fixés.

L'ouverture du portail HAL-UPMC est prévue le 1^{er} janvier 2011.

Par ailleurs, si vous cherchez à consulter ou à déposer une thèse en ligne, le site dédié est TEL. Ce site est également géré par le CNRS. Il dispose des mêmes protocoles de dépôt et des mêmes modes de recherche que HAL.

3. **Les signets**

Les signets sont des répertoires de sites utiles organisés thématiquement. L'Intranet de l'IMCCE et le portail documentaire de l'Observatoire vous donnent accès, par leurs sélections de signets, à un ensemble de :

- bases de données et sites d'archives ouvertes (Google Scholar, HAL, Scirus...);
- portails documentaires (Jubil : le portail documentaire de l'UPMC, LiNuM...);
- bibliothèques numériques et agrégateurs de presse (ArXiv, NASA ADS, NUMDAM, JSTOR, SpringerLink...).

Les signets de l'IMCCE sont répartis en quatre catégories : bases de données et archives ouvertes, fonds anciens numérisés, périodiques et abstracts et thèses et habilitations.

Les signets de l'Observatoire s'organisent comme suit : outils bibliographiques, bibliothèques, banques d'images, histoire de l'astronomie, culture scientifique, étude et formations, meetings et jobs, liens de l'Observatoire de Paris.

Conclusion

L'ensemble des ressources présentées ci-dessus ainsi que leurs liens sont accessibles via l'Intranet de l'IMCCE avec :

- un accès direct au catalogue de la bibliothèque ;
- une page de présentation de la bibliothèque comprenant notamment une aide visuelle à la recherche, les liens vers les trois principaux catalogues, des exemples de recherche dans ces catalogues, la liste des nouvelles acquisitions de la bibliothèque et un plan de la répartition des collections dans la salle de lecture du deuxième étage ;
- une page dédiée aux ressources en ligne avec un ensemble de signets classés thématiquement, les liens vers les ressources électroniques accessibles depuis l'IMCCE et le site de l'Observatoire et les sites institutionnels d'archives ouvertes.

L'équipe de la bibliothèque est à votre disposition pour tout renseignement, demande de PEB, proposition de nouvelles acquisitions... mais aussi pour vous aider dans vos recherches documentaires si vous le souhaitez !

Références

- [1] IMCCE. *Intranet* [en ligne]. Disponible sur : < <https://www.imcce.fr/intranet/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [2] IMCCE. *Catalogue en ligne* [en ligne]. Disponible sur : <https://www.imcce.fr/intranet/bibliotheque/pmb/opac_css/index.php>. (consulté le 30.11.2010).
- [3] IMCCE. *Présentation de la bibliothèque du laboratoire* [en ligne]. Disponible sur : <<https://www.imcce.fr/intranet/bibliotheque/>>. (consulté le 30.11.2010).
- [4] IMCCE. *Ressources en ligne* [en ligne]. Disponible sur : <<https://www.imcce.fr/intranet/bibliotheque/ressources.php>>. (consulté le 30.11.2010).
- [5] OBSPM. *Bibliothèque de l'Observatoire de Paris* [en ligne]. Disponible sur : < <http://www.bibli.obspm.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [6] ABES. *Catalogue SUDOC* [en ligne]. Disponible sur < <http://www.sudoc.abes.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [7] INIST/CNRS ; INSU/CNRS. *BiblioPlanets - Portail de l'information scientifique des unités CNRS en sciences de la terre et de l'univers* [en ligne]. Disponible sur < <http://biblioplanets.inist.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [8] CCSD/CNRS. *HAL : accueil* [en ligne]. Disponible sur < <http://hal.archives-ouvertes.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [9] CCSD/CNRS ; OBSPM. *HAL-OBSPM : accueil* [en ligne]. Disponible sur < <http://hal-obspm.ccsd.cnrs.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).
- [10] CCSD/CNRS. *TEL : accueil* [en ligne]. Disponible sur < <http://tel.archives-ouvertes.fr/> >. (consulté le 30.11.2010).

Calcul des circonstances locales des éclipses de Soleil à l'aide des profils lunaires

P. Rocher

Introduction

Le but de cette présentation est de décrire les méthodes et paramètres utilisés dans la prédiction des circonstances locales des éclipses à l'aide des profils lunaires et de quantifier les écarts dus à des variations des paramètres physiques afin d'étudier la possibilité de déterminer les variations du rayon solaire à l'aide des mesures des durées d'éclipses totales.

1. Calcul des circonstances générales des éclipses

Le calcul des circonstances générales des éclipses de Soleil consiste à prédire les instants des contacts des cônes d'ombre et de pénombre de la Lune et de l'axe de ces cônes avec la surface de l'ellipsoïde terrestre. C'est un problème purement géométrique dans lequel interviennent les positions apparentes des deux astres et des paramètres physiques.

Le calcul des positions apparentes des astres fait intervenir les éphémérides de la Lune et les éphémérides du barycentre Terre-Lune, les théories permettant le passage aux positions apparentes (précession, nutation, temps sidéral) ainsi qu'une modélisation des écarts futurs entre le temps universel coordonné et le temps terrestre.

Les paramètres physiques entrant dans le calcul des contacts sont le rayon équatorial lunaire, le rayon équatorial solaire, le rayon équatorial terrestre et l'aplatissement de l'ellipsoïde terrestre.

Les différents organismes produisant des prédictions d'éclipses n'utilisent pas les mêmes éphémérides et les mêmes paramètres dans ces calculs. Ce qui explique les légères différences que l'on observe entre les prédictions.

Tableau 1 : Paramètres utilisés pour la prédiction de l'éclipse du 11 juillet 2010

Sources	The Astronomical Almanac 2010	NASA Note 2010 F. Espenak J. Anderson	NASA Canon 2006 F. Espenak, J. Meeus, X. Jubier	Annuaire 2010 IMCCE P. Rocher
Éphémérides	DE405/LE405 DE200/LE200	DE200/LE200	VSOP87/ELP-2000	INPOP06
Correction centre de masse centre optique de la Lune à la distance moyenne. 384 400 km	Dlong = +0,5" Dlat = - 0,25"	Dlong = 0" Dlat = 0"	Dlong = 0" Dlat = 0"	Dlong = +0,5" Dlat = - 0,25"
k : rapport rayon lunaire sur rayon terrestre	0,272 507 6 (UAI 1982)	Pénombre : 0,272 507 6 ombre : 0,272 281	Partielle : 0,272 488 autres : 0,272 281	0,2725076 (UAI 1982)
Rayon Soleil à une ua	15'59,64" (UAI 1976)	?	?	15'59,64" (UAI 1976)
Ellipsoïde	?	?	?	GWS84
TT-UTC	66,0 s	66,2 s	66,3 s	66,184 s

Le tableau 1 donne un résumé des choix faits pour ces calculs. On remarquera que les prédictions de la Nasa utilisent deux valeurs distinctes de k pour les calculs des différents types d'éclipses, alors que l'*Astronomical Almanac* et l'IMCCE utilisent une valeur unique suite aux recommandations de l'UAI.

2. Calcul des circonstances locales sans tenir compte du limbe lunaire

Généralement, les prédictions des circonstances locales sont faites sans tenir compte du profil du limbe lunaire, on suppose donc le limbe lunaire circulaire. Les prédictions sont faites par itérations successives à l'aide de méthodes utilisant les éléments de Bessel. Ces éléments et ces méthodes sont fournis avec les prédictions dans

les différentes publications. Comme pour la prédiction des circonstances générales, les mêmes paramètres interviennent dans le calcul des circonstances locales, ce qui explique de nouveau les écarts constatés entre les différentes publications.

3. Calcul des circonstances locales en tenant compte du limbe lunaire

Le limbe apparent de la surface lunaire n'est pas parfaitement circulaire, son profil est parsemé de vallées et de montagnes. Cela se traduit par l'observation de points de Baily lors des premiers et derniers contacts intérieurs des éclipses totales. Ces points correspondent à la dernière et la première apparition de la lumière du limbe solaire dans la plus profonde des vallées du profil dans la direction des points de contacts.

Le calcul des instants et des positions des points de contacts se fait par dichotomie sur les positions équatoriales apparentes topocentriques des deux astres. Dans ce calcul, on fait intervenir un profil lunaire.

Les profils lunaires varient avec le temps, ils dépendent de la libration de la Lune et de la position de l'observateur.

3.1 Les profils lunaires de Watts

Ces profils ont été élaborés par C.B. Watts à l'U.S. Naval Observatory après plus de quinze ans de travail (1963), ils sont disponibles sous forme électronique au Centre de données stellaires de Strasbourg.

Chaque profil contient 1 800 points répartis tous les $0,2^\circ$ par rapport à la direction du pôle Nord de la Lune. On dispose de 7 371 profils obtenus par la combinaison de 91 profils allant de $+9^\circ$ à -9° en libration en longitude (tous les $0,2^\circ$) et 81 profils allant de $+8^\circ$ à -8° en libration en latitude (tous le $0,2^\circ$). L'erreur en altitude, dans le meilleur des cas, est de l'ordre de $0,02''$.

3.2 Corrections des profils de Watts

De nombreux auteurs ont utilisé ces profils pour analyser des occultations rasantes d'étoiles par la Lune. Leurs travaux, outre des améliorations des théories lunaires, ont mis en évidence des corrections à apporter aux différents profils.

- Une correction systématique provenant du fait que le pôle Nord de l'axe de rotation de la Lune utilisé par Watts est décalé de $0,214^\circ$ avec l'axe réel. L'origine de cette correction a été expliquée par D.K. Scott (1988).
- Une correction sur les écarts due à l'ellipticité du limbe choisie par Watts, les valeurs de cette seconde correction sont données par le tableau 2 (p est l'angle au pôle d'un point du profil).

Tableau 2 : Correction pour supprimer l'ellipticité dans les profils de Watts

Source	Correction d'ellipticité
Morrison (1979)	$-(0,09'' \pm 0,01'') \cos(2p - 146^\circ \pm 1^\circ)$
Morrison & Appleby (1981)	$-(0,09'' \pm 0,01'') \cos(2p - 146^\circ \pm 1^\circ)$
Rosseló & Jordi (1982)	$-(0,087'' \pm 0,007'') \cos(2p - 146^\circ \pm 4^\circ)$
Sôma (1885)	$-(0,128'' \pm 0,003'') \cos(2p - 135^\circ \pm 1^\circ)$
Rosseló & Jordi (1991)	$-(0,091'' \pm 0,003'') \cos(2p - 145^\circ \pm 4^\circ)$

- Une correction sur le rayon moyen des profils de Watts (pour une distance moyenne Terre-Lune de 384 400 km), les valeurs de cette troisième correction sont données par le tableau 3.

Tableau 3 : Rayon du profil de Watts

Source	Rayon lunaire
Van Flander (1970)	$1738,11 \pm 0,03$ km
Morrison (1979)	$1738,23 \pm 0,02$ km
Morrison & Appleby (1981)	$1738,05 \pm 0,02$ km
Rosseló & Jordi (1982)	$1738,07 \pm 0,02$ km
Newhall et al (1983)	1738,09 (DE102)
Sôma (1985)	$1738,107 \pm 0,004$ km
Rossello Jordi & Salazar (1991)	$1738,103 \pm 0,002$ km

3.3 Méthode utilisée pour le calcul des instants de contact

On se place au voisinage d'un contact, obtenu à l'aide du profil moyen, et l'on parcourt ce voisinage vers l'avant ou vers l'arrière en faisant varier le temps.

Pour chaque instant t et pour chaque point P_n du profil lunaire, on calcule les quantités suivantes : l'angle au pôle sélénocentrique P du point du profil et la distance d entre ce point et le centre de la Lune.

Comme les points du profil lunaire sont donnés par rapport au nord du limbe lunaire, on passe dans un premier temps du repère sélénographique nord au repère céleste nord, pour cela on utilise l'angle de position Π de l'extrémité nord de l'axe de rotation de la Lune fourni par les éphémérides physiques de la Lune, cet angle est compté positivement vers l'est à partir du pôle céleste.

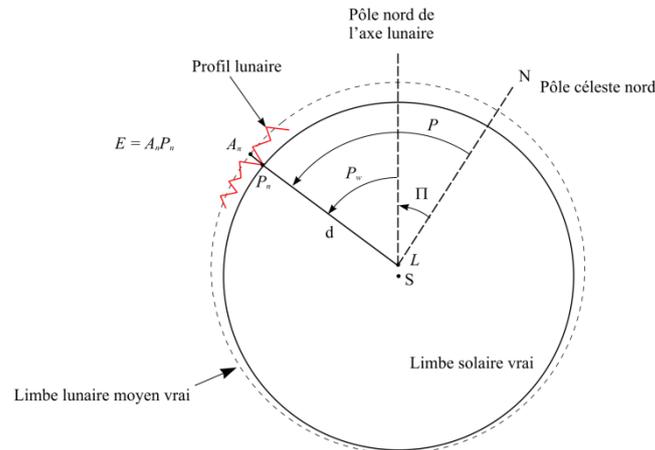


Fig. 1 : Calcul des contacts par dichotomie

Chaque point P_n du profil de Watts est donné par son angle P_w par rapport à la direction du pôle Nord de l'axe de rotation de la Lune (1 800 points répartis tous les $0,2^\circ$) et l'écart E en centième de secondes de degré qu'il présente par rapport au limbe lunaire moyen utilisé par Watts. La distance d entre le centre de la Lune et le point du limbe doit être mise à l'échelle en fonction du diamètre apparent moyen réel de la Lune et du diamètre moyen des profils de Watts.

Connaissant la position de chaque point P_n du limbe, on calcule l'angle au pôle du centre du Soleil et la distance entre P_n et le centre du Soleil. En fonction du contact à déterminer, on cherche le premier ou le dernier point P_n du limbe donc la distance au centre du Soleil est égale au rayon apparent topocentrique du Soleil.

L'usage des profils lunaires fait intervenir deux nouvelles théories : une théorie de la libration de la Lune et une théorie donnant les éphémérides physiques de la Lune.

3.4 Résultats

Nous avons testé les prédictions de l'éclipse totale du 11 juillet 2010 pour l'Atoll de Nihiru (Latitude : $16^\circ 39' 41,970''$ sud, longitude : $142^\circ 52' 25,381''$ ouest).

Pour les calculs des éléments de l'éclipse, nous avons utilisé les paramètres suivants :

- la parallaxe horizontale du Soleil à une unité astronomique = $8,794\ 143''$;
- le demi-diamètre solaire = $15' 59,63''$;
- le rapport du rayon lunaire sur le rayon équatorial terrestre : $k = 0,272\ 507\ 6$;
- le rayon équatorial terrestre = $6\ 378\ 136,60$ m ;
- le carré de l'ellipticité de l'ellipsoïde terrestre = $0,006\ 694\ 40$;
- la différence estimée entre le Temps terrestre (TT) et le Temps universel (UT) = $66,184$ s ;
- pour tenir compte des écarts entre le centre optique et le centre de masse de la Lune, les positions de la Lune ont été corrigées de $0,50''$ en longitude et de $-0,24''$ en latitude ;
- les prédictions des contacts prennent en compte le profil lunaire (profils de Watts) : corrections de Sôma (1985), rayon moyen du profil de Watts : $1\ 738,107 \pm 0,004$ km, correction due à l'ellipticité : $-(0,128'' \pm 0,003'') \cos 2(p - 135^\circ \pm 1^\circ)$;
- les éphémérides utilisées pour le calcul des positions du Soleil et de la Terre sont les éphémérides INPOP06 (A. Fienga et al., 2008) élaborées à l'IMCCE ;

- pour le calcul des positions apparentes, nous avons utilisé les théories suivantes : la théorie de la précession UAI 2000, la théorie de la nutation 2000A (2003), la formule du calcul du temps sidéral UAI 2000.

Remarque : les instants sont donnés en Temps universel et les longitudes sont comptées à partir du méridien de Greenwich.

3.5 Influence des paramètres du calcul

Le tableau 4 donne les valeurs des variations de durée de l'éclipse en fonction des variations des paramètres utilisés.

Tableau 4 : Variations de la durée de la phase totale en fonction des paramètres du calcul

Paramètres	Durée de la phase totale	Écart avec le calcul de base
Calcul sans profil de limbe	56,829 s	21,7 s
Calcul avec les paramètres de base Sôma (1985)	35,129 s	0 s
Variation de 5m à la surface terrestre	35,208 s	0,079 s
Variation de la correction de profil Rossello Jordi & Salazar (1991)	34,139 s	-0,99 s
Rayon solaire : 15' 59.64"	34,734 s	-0,395 s
Rayon solaire : 15' 59.66"	33,932 s	-1,197 s

Remarques :

L'usage de profils lunaires est indispensable (l'écart est de 21,7 s), surtout pour les lieux où l'éclipse est quasi rasante.

La modification des corrections des profils de Watts lorsque l'on passe des corrections de Sôma (1985) aux corrections de Rossello & al. (1991) produit une variation de la prédiction de la durée d'un ordre de grandeur identique à une variation de rayon solaire de 0,03".

Le graphique suivant nous montre que la durée de l'éclipse varie linéairement avec la valeur du rayon solaire tant que les contacts ont lieu avec les mêmes points de Baily, on observe des décrochements lorsque l'on change les points de Baily (début et fin de courbe).

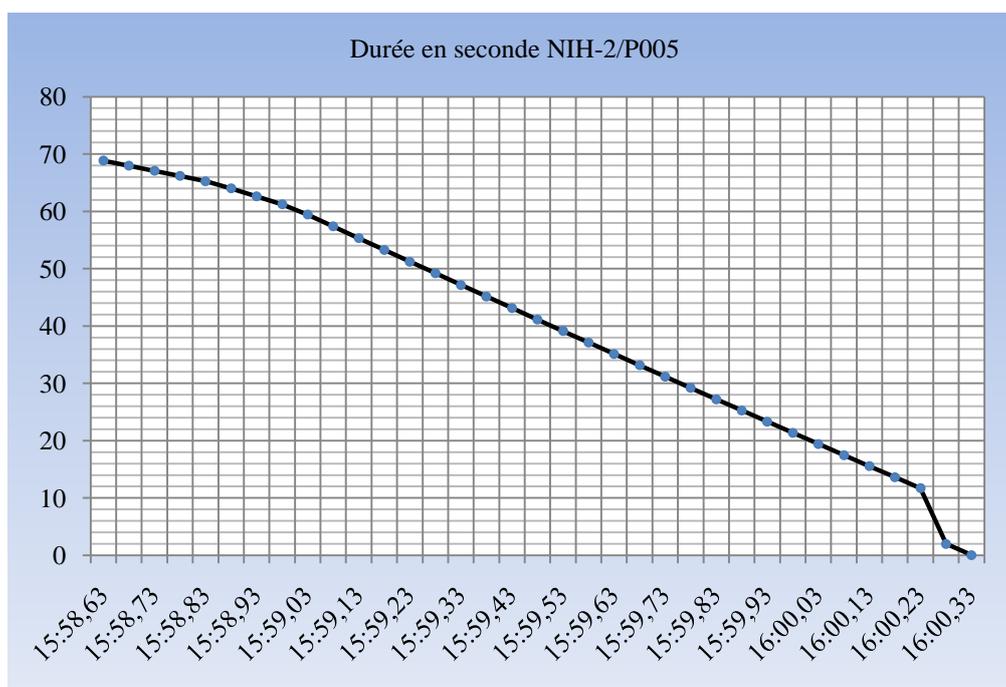


Fig. 2 : Variations de la durée de l'éclipse en fonction du rayon solaire

3.6 Comparaison avec l'observation

Le graphe suivant montre les écarts observés entre notre prédiction (C2, C3) et l'observation effectuée sur l'Atoll de Nihiru à l'aide d'un des douze photomètres utilisés dans la campagne de mesures en Polynésie organisée par J.Y. Prado avec l'aide des astronomes de l'IAP et de l'association d'astronomes amateurs ADAGIO.

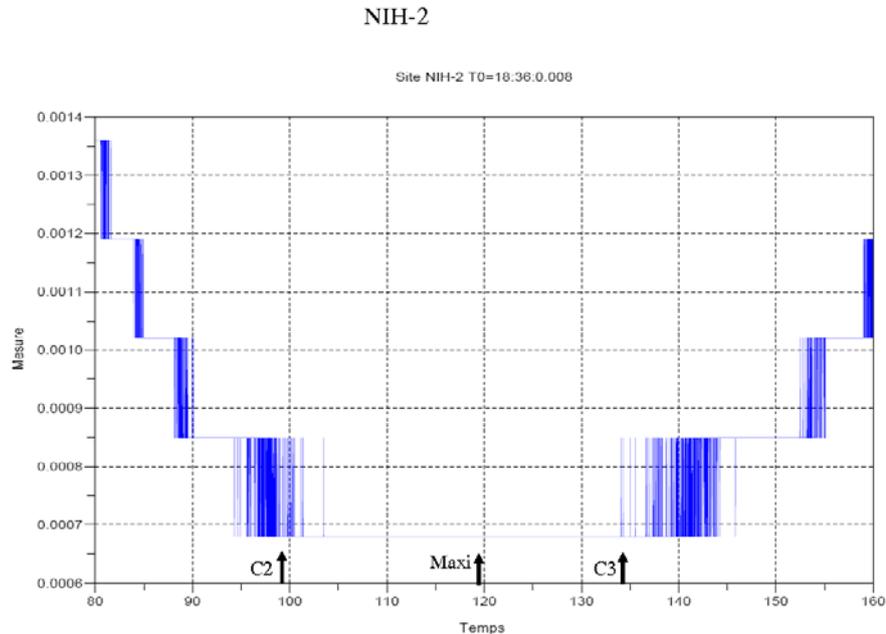


Fig. 3 : Écarts entre l'observation et la prédiction des contacts

3.7 Perspectives

Les erreurs sur les profils de Watts ne permettent pas de déterminer avec certitude les variations du rayon solaire à l'aide des mesures de durées d'éclipses. L'apport de l'altimétrie satellitaire effectuée par la sonde *Kaguya* devrait permettre de construire des profils lunaires plus précis et peut-être remédier aux incertitudes introduites par l'usage des profils de Watts.

Références

- [1] A. Fienga et al. : *INPOP06: A New Numerical Planetary Ephemeris*, *Astronomy and Astrophysics*, n° 1, 2008, vol. **477**, p. 315-327.
- [2] L. V. Morrison : An Analysis of Lunar Occultations in the Years 1943-1974 for Corrections to the Constants in Brown's Theory, the Right Ascension System of the FK4, and Watt's Lunar-Profile Datum, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1979, vol. **187**, p. 41-82.
- [3] L.V. Morrison and G.M. Appleby : Analysis of Lunar Occultations – III. Systematic Corrections to Watts' Limb-Profiles for the Moon, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1981, 196, p. 1013-1020.
- [4] X.X. Newhall, E.M. Standish, J.G. Williams : *DE 102 - A Numerically Integrated Ephemeris of the Moon and Planets Spanning Forty-Four Centuries*, *Astr. Astrophys. Bull.*, 1983, vol. **125**, p. 150.
- [5] G. Rosseló and C. Jordi : Corrections to Watts' Datum from Photoelectric Occultations, *The Moon and Planets*, 1982, vol. **27**, p. 131-134.
- [6] G. Rossello, C. Jordi and A. Salazar : Corrections to Watts' Charts Varying with Libration, *Astrophysics and Space Science*, n° 1-2, 1991, vol. **177**, p. 331-338.
- [7] David K. Scott : Position-Angle Discrepancy in Watt's Lunar Limb Charts – An Explanation, *The Astronomical Journal*, n° 5, 1998, vol. **95**, p. 1567-1568.
- [8] M. Sôma : Limb Profiles of the Moon Obtained from Grazing Occultation Observation, *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 1985, vol. **5**, p. 99-1999.
- [9] T.C. Van Flandern : Some Notes on the Use of the Watts Limb-Correction Charts, *Astron. J.* , 1970, vol. **75**, p. 744.
- [10] C.B. Watts : The Marginal Zone of the Moon, *Astron. Papers AM. Eph. Naut. Alm.*, 1963, **17**.

The participation of the IMCCE to the Gaia mission – Implementation of the solar system ephemerides and parameter estimation.

Pedro David, Daniel Hestroffer, Jérôme Berthier, Valéry Lainey, Marc Fouchard

Introduction

Gaia is frequently said to be a follow-up mission to Hipparcos because of its similar scientific objectives. With its two telescopes pointing in different directions Gaia will undertake a stereoscopic census of our galaxy in a survey mode. A considerable contribution to stellar physics is expected, some highlights are listed below,

Our Galaxy
the distance and velocity distributions of all stellar populations the spatial and dynamic structure of the disk and halo its formation history a detailed mapping of the Galactic dark-matter distribution a rigorous framework for stellar-structure and evolution theories a large-scale survey of extra-solar planets ($\sim 7,000$)
Beyond
definitive distance standards out to the LMC/SMC rapid reaction alerts for supernovae and burst sources ($\sim 20,000$) quasar detection, redshifts, microlensing structure ($\sim 500,000$) fundamental quantities to unprecedented accuracy : γ to $2 \cdot 10^{-6}$ ($2 \cdot 10^{-5}$ present)

TABLE 1 – Expected results for stellar physics (from [1])

But perhaps what is of greater interest to the IMCCE is that Gaia will also provide an overwhelming amount of data on the objects of our solar system. We expect the following :

For the asteroids etc. : the observed sample should be complet down to 20 mag for all moving objects
$\sim 250,000$ objets will be observe, the majority in the main belt Orbits will be improved by a factor of ~ 30 The direction of the axis of rotation, rotation period, shape parameter for a selection of objects Taxonomy and mineralogical composition versus heliocentric distance Diameters for ~ 1000 to 20%, masses for 150 to 10% Trojans of Mars, Earth, Venus and Centaurs Kuiper belt objects : 50 down to 20 mag (binarity, Plutinos)
“Near – Earth Objects”
Amors, Apollos, and Atens (3070, 3675, 610 currently known) ~ 1600 Earth-crossers >1 km predicted (1155 currently) Detection limit : 260 – 590 m at 1 AU depending on albedo

TABLE 2 – Expected results for small Solar system objects (from [1], [9])

Because a number of people now working at the IMCCE have also participated in the Hipparcos mission, and the fact that the IMCCE provides a public service for the computation of ephemerides (accessible on line see site <http://www.imcce.fr>), make the IMCCE a logical partner who can fully contribute to the Gaia mission ephemerides. Furthermore the above tables clearly show that the return on investement will be important for future scientific work at the IMCCE. Thus it is in the IMCCE’s interest to participate in the Gaia mission.

However, the work presented here is not a scientific project *per se*. It should be understood as being part of a much larger effort and as a service delivered to the astronomical community which will profit from the products of the Gaia mission. Needless to say that the participation in engineering aspects related to ESA’s international space missions add value to the astrophysics laboratories involved, promote recognition by others of these laboratories and help in establishing future contracts with ESA.

1. Computing the ephemerides

To identify moving objects in Gaia field of view a computation of an ephemeris for small objects belonging to our Solar System is required. Furthermore methods of orbit improvement and determination of selected Solar System parameters also need an ephemeris along with the partial derivatives of the equations of motion with respect to the desired parameters. The IMCCE is in charge of providing these computations to ESA.

The software for the ephemerides for small Solar system objects is to be delivered to ESA by the IMCCE, however, we have chosen not to limit our model to our Solar system only. Rather, a more natural choice is to develop a general model which can be applied to any planetary system. We have followed this option. The software will be such that the user must provide a description of the planetary system and specify for which objects of that system he/she wants to compute an ephemeris. This allows our software to be used in numerous situations of interest, for example extra-solar planetary systems.

The model implemented here is basically an N-body simulation. One must remember, however, that Gaia has limited processing time. Indeed, during nominal operations the Gaia scientific pipeline must run on a daily basis. At time intervals which are still to be determined (perhaps every six month), a second long term processing will run within a longer time span which will reprocess all cumulated data. Because execution time is a severe constraint a 2-body perturbed model can be used. What is meant by a 2-body perturbed model is rather than integrating all the equations of motions for the objects in the planetary system, for selected objects of the system, positions and velocities will be available by some other method, say a lookup table, a Chebyshev representation or some analytical formula which requires less computational effort e.g. a circular orbit. Formally we need to integrate a system of N ordinary differential equations which can be written as follows ([6] and [7]) :

$$F(t, \mathbf{x}, \mathbf{x}_j) = f_{N\text{-body}}(t, \mathbf{x}, \mathbf{x}_j) + f_{\text{non-grav.}}(t, |\mathbf{r}|) + f_{\text{pert.}}(t) \quad (1)$$

$$= f_{\text{grav.}}(t, \mathbf{x}, \mathbf{x}_j) + f_{\text{rel.corr.}}(t, |\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{r}_j|) + f_{\text{non-grav.}}(t, |\mathbf{r}|) + f_{\text{pert.}}(t) \quad (2)$$

Since we also want to improve the orbits and determine a number of parameters appearing in the equations, the variational equations with respect to these parameters can also be included in the computation. These take the form :

$$\dot{z} = \sum_{l=0, n} A_l z_k^{(l)} + f_{p_k} \quad (3)$$

In equation (1) the first term comprises all the usual accelerations due to gravitation. The second term are the so called non-gravitational forces which can act on a comet or asteroid ([4], [5]). Finally the last term should be understood as a perturbation term due to objects whose positions and velocities are not determined in a consistent manner, but are injected at each integration time step, using some other source, eg. a pre-calculated Chebyshev representation of the movement of a given object. The N-body term can be decomposed into the Newtonian force and the relativistic corrections as in (2). In our case, the PPN formalism has been implemented.

Apart from the Newtonian gravitational terms which are always included in the computation, all other forces can be omitted or included at will. The possible forces are listed in the Table 3 :

Force	default
Newtonian gravitation	included
relativistic correction PPN formalism	not included
non-gravitational forces for comets	not included
non-gravitational forces for asteroids	not included

TABLE 3 – Forces which can be included in the computations

Although the software supports a number of ways to include the perturbing force terms, for Gaia this is achieved through the use of Chebyshev polynomials. The Chebyshev representations for the planets and for the Moon are presently computed by INPOP08([2]) whereas in the case of known asteroids and for the natural satellites (with the exception of the Moon) by NOE ([3]). Note that for the Solar system planets and their natural satellites integration of the equations of motion are shunted since these can always be determined using their Chebyshev decomposition.

A total of 1912 perturbing asteroids will be available for the purpose of obtaining a more precise ephemeris when needed. However, all these perturbing bodies do not affect every Solar System Object equally and at all times. Thus the 117706 asteroids known to be perturbed by other ([8]) can be grouped into 4227 distinct “systems”. Currently we have not determined whether it is more convenient and/or more efficient to perform 117706 separate 2-body perturbed integrations or 4227 n-body perturbed solutions.

2. Orbit improvement/determination of Solar System parameters

To improve orbits and determine selected Solar System parameters we have implemented a least squares procedure. We distinguish between “local” parameters, those which are relative only to a given object, and “global” parameters, those which impact the planetary system as a whole. The following table lists the parameters which we will attempt to determine using the Gaia data only.

Local parameters	
initial conditions	$(x_0, y_0, z_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$ or (α_0, δ_0)
non-gravitational parameters for comets	(A_1, A_2, A_3)
non-gravitational parameters for asteroids	(A_4)
Global parameters	
PPN	β
gravitational constant, variation	\dot{G}/G
Gaia reference frame, rotation	$(\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5, \omega_6)$
masses of perturbing bodies, asteroids	m_i with $i \in \{1, 2, \dots, 1912\}$

TABLE 4 – The parameters which Gaia will attempt to determine.

As specified in the previous section, the ephemeris computation is required in order to compute the partial derivatives and the state vectors of the system of ordinary differential equations. Indeed, we must resolve the following system :

$$\mathbf{O} - \mathbf{C} = \mathbf{M} \mathbf{d}\mathbf{x} \quad (4)$$

The lefthand side of this equation represents the vector of computed minus the observed quantities ; for Gaia these are the positions on the celestial sphere (α, δ) . The matrix \mathbf{M} is composed of the partial derivatives with respect to the parameters, these are obtained after integrating the variational equations (3) along with the equations of motion simultaneously. Finally $\mathbf{d}\mathbf{x}$ is the vector of the necessary corrections.

Equation (4) can be broken down as follows,

$$\begin{pmatrix} \mathbf{d}\lambda_1 \\ \mathbf{d}\lambda_2 \\ \vdots \\ \mathbf{d}\lambda_i \\ \vdots \\ \mathbf{d}\lambda_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{B}_1 \\ 0 & \mathbf{A}_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{B}_2 \\ & & \ddots & & & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \mathbf{A}_i & 0 & 0 & \mathbf{B}_i \\ & & & & \ddots & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathbf{A}_N & \mathbf{B}_N \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{d}\mathbf{q}_1 \\ \mathbf{d}\mathbf{q}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{d}\mathbf{q}_i \\ \vdots \\ \mathbf{d}\mathbf{q}_N \\ \hline \mathbf{q}_g \end{pmatrix} \quad (5)$$

where matrix \mathbf{A}_i stands for the partial derivatives corresponding to local parameters for one body i , while matrix \mathbf{B}_i stands for the partial derivatives of body i corresponding to the global parameters common to all the N objects. There are further weighting factors omitted for sake of brevity.

The solution for the *global* parameters \mathbf{q}_g can be expressed as follows :

$$\mathbf{U}_n = \sum_i \mathbf{B}'_i \mathbf{B}_i - \mathbf{B}'_i \mathbf{A}_i (\mathbf{A}'_i \mathbf{A}_i)^{-1} \mathbf{A}'_i \mathbf{B}_i \quad (6)$$

$$\bar{\mathbf{q}}_g = \mathbf{U}_n^{-1} \cdot \sum_i \left[\mathbf{B}'_i - \mathbf{B}'_i \mathbf{A}_i (\mathbf{A}'_i \mathbf{A}_i)^{-1} \mathbf{A}'_i \right] \mathbf{d}\lambda_i \quad (7)$$

The solution for the *individual* parameters $\mathbf{d}\mathbf{q}_i$, which requires knowledge of the global parameters, is written as :

$$\bar{\mathbf{d}}\mathbf{q}_i = (\mathbf{A}'_i \mathbf{A}_i)^{-1} \mathbf{A}'_i \cdot [\mathbf{d}\lambda_i - \mathbf{B}_i \cdot \bar{\mathbf{q}}_g] \quad (8)$$

At the time of writing, we have tested this procedure on the planetary system composed of the 8 planets and the Moon along with the 6 asteroids, Ceres, Pallas, Vesta, Hygiea, Atala, Bettina. We have simulated the effect of errors in the observed data by introducing a $\pm 3\%$ variation in the initial conditions of the objects of this system and computed the full inversion. The resulting computation is resumed in the table below.

Object	$\ O - C\ $ Iteration 1	$\ O - C\ $ Iteration 2	$\ O - C\ $ Iteration 3	$\ O - C\ $ Iteration 4
Ceres	0.033697042224	2.055390563E-5	2.40902992E-11	1.52348812E-12
Pallas	0.020081475255	4.651810689E-5	2.25160208E-11	1.74548979E-12
Vesta	0.029680555782	4.702718487E-6	2.30811775E-11	1.53778376E-12
Hygiea	0.022148450285	3.499280071E-6	1.34847208E-11	1.11029238E-12
Atala	0.045780127045	1.734676233E-5	1.62231231E-11	1.21573065E-12
Bettina	0.045676895004	1.787100239E-5	1.68908997E-11	1.26452597E-12

TABLE 5 – The values of the norm $\|O - C\|$ for 4 iterations.

As can be seen from this table, after 4 iterations the program has converged to a solution, largely sufficient for our purpose. We have also checked that we have effectively found the starting values of the initial conditions, this validates the computations for this case.

3. Conclusions

The implementation of the Gaia software is still on going and progressing as expected. Although this work can not be considered as a purely scientific project, it is part of a larger ESA effort within the scope of the exploration of our space environment. The return on the investment is not negligible and the IMCCE should continue to show a deep interest in providing engineering services to ESA and DPAC when it is able. From a scientific point of view, participation in space missions provide an opportunity for researchers to have firsthand data to work with.

Références

- [1] *A Stereoscopic Census of our Galaxy*, November 2010 <http://www.rssd.esa.int/Gaia>.
- [2] A. FIENGA¹, J. LASKAR, T. MORLEY, H. MANCHE¹, P. KUCHYNKA¹, C. LE PONCIN-LAFITTE, F. BUDNIK, M. GASTINEAU, and L. SOMENZI¹, *INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : From asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions.*, 2010, in print *Astronomy and Astrophysics*, http://www.imcce.fr/inpop/inpop08_preprint.pdf.
- [3] V. LAINEY, L. DURIEZ, and A. VIENNE, *New accurate ephemerides for the Galilean satellites of Jupiter. I. Numerical integration of elaborated equations of motion*, 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 420, 1171.
- [4] D.K. YEOMANS, P.W. CHODAS, G. SITARSKI, S. SZUTOWICZ and M. KRÓLIKOWSKA, *Cometary Orbit Determination and Nongravitational Forces*, Comets II, 2004, The University of Arizona Space Science Series, ed. M.C. FESTOU, H.U. KELLER, H.A. WEAVER, The University of Arizona Press, 137–151.
- [5] S.R. CHESLEY, D. VOKROUHLICKÝ, S.J. OSTRO, L.A.M. BENNER, J.-L. MARGOT, R.L. MATSON, M.C. NOLAN, and M.K. SHEPARD, *Direct Estimation of Yarkovsky Accelerations on Near-Earth Asteroids*, 2008, LPI Contributions, 1405 :8330.
- [6] D. HESTROFFER, M. FOUCHARD, P. DAVID, on behalf DU457 *DDU457 Software Design Description*, 2009, GAIA-C4-SP-IMC-DJH-002-0
- [7] J. BERTHIER and P. DAVID *Sso auxiliary data*, GAIA-C4-SP-IMC-JBE-004, 2009
- [8] S. MOURET, private communication
- [9] F. MIGNARD, A. CELLINO, K. MUINONEN, P. TANGA, M. DELBÒ, A. DELL'ORO, M. GRANVIK, D. HESTROFFER, S. MOURET, W. THUILLOT, J. VIRTANEN, *The Gaia Mission : Expected Applications to Asteroid Science*, 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 101, 97–125.

Présentation du projet de mission GETEMME

V. Lainey, C. Le Poncin-Lafitte, N. Rambaux

Introduction

Découverts en 1877 par Asaph Hall, Phobos et Deimos sont les deux seuls satellites de Mars. La question de leur origine reste l'un des problèmes majeurs du système martien. Longtemps vus comme des astéroïdes capturés, ces corps sont aujourd'hui plutôt considérés comme s'étant formés *in situ* dans le voisinage de leur planète. Une mission sino-russe, Phobos Grunt, est d'ailleurs dédiée au satellite le plus proche de Mars, avec entre autres objectifs de nous éclairer un peu plus sur l'origine de Phobos via l'étude fouillée de sa surface. C'est dans ce contexte qu'est né le projet de mission GETEMME (Gravity, Einstein's Theory and Exploration of the Martian Moons' Environment) en juillet 2010.

1. Origine du projet

1.1 Une mission alliant physique fondamentale et planétologie

Le projet de mission GETEMME est né au sein de l'IMCCE et du SYRTE suite à plusieurs mois de réflexion sur la possibilité d'utiliser le mouvement des satellites naturels de planètes pour envisager une étude dynamique à la frontière entre physique fondamentale et planétologie. Assez rapidement, notre choix s'est porté sur les satellites de Mars, pour au moins deux raisons. La première a trait à la grande précision astrométrique avoisinant les 500 mètres des observations disponibles (et en premier lieu celles d'origine spatiale) de ces satellites. L'autre raison tient à la connaissance très avancée des perturbations présentes dans l'environnement martien, en particulier celles liées au champ gravitationnel de Mars (extrêmement bien contraint par le tracking des sondes spatiales).

1.2 L'appel d'offre de l'ESA

Fin juillet 2010, l'ESA lançait un appel d'offre pour une mission de classe M (medium class), soit un budget de l'ordre de 470 MEuros. D'un budget conséquent, mais inférieur à celui d'une mission de classe L (telle que Laplace), il a fallu penser le concept de base du projet de mission pour pouvoir rentrer dans cette somme. Nous nous sommes alors orientés vers le principe d'une sonde effectuant des tirs laser sur les deux lunes martiennes.

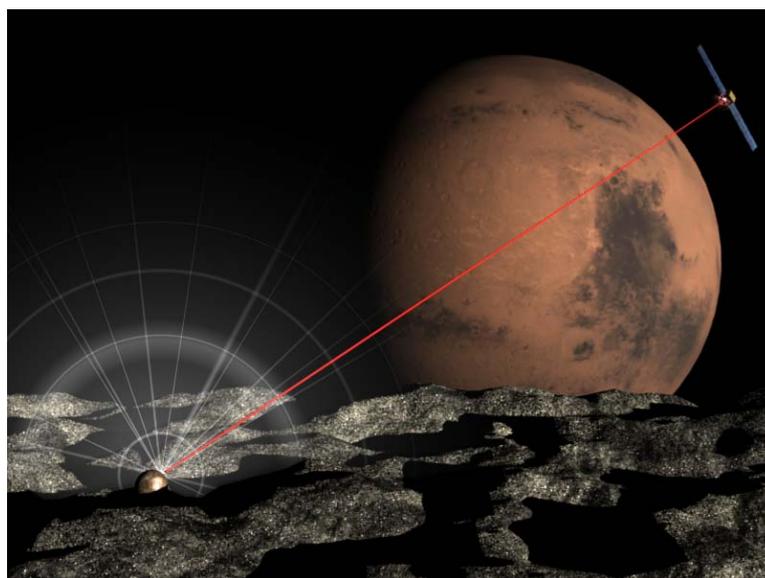


Fig. 1 : Vue d'artiste du projet GETEMME

2. Scénario de mission

2.1. La trajectoire

Le lancement de la mission sera effectué en janvier 2020 ou mars 2022 par un Soyouz-2-1b-Fregat. L'arrivée de la sonde dans le voisinage martien interviendra 650 jours plus tard. S'en suivront trois phases distinctes. La première phase verra la sonde passer sur une orbite circulaire semblable à celle de Deimos. Cette phase sera utilisée pour réaliser une cartographie complète du satellite, ainsi qu'à y déposer deux rétroreflecteurs. De façon similaire, la deuxième phase consistera à passer sur une orbite circulaire semblable à celle de Phobos, et à y déposer également deux rétroreflecteurs. Enfin la dernière phase consistera à passer sur une orbite « scientifique » finale (altitude 1 000 km, $e = 0.1$, $i =$ quelques degrés) d'où seront effectués les tirs lasers vers les deux lunes de Mars.

2.2. Les instruments

Etant donné le budget propre à une mission de classe M, le nombre d'instruments présents sur la sonde ne peut qu'être restreint. Les instruments essentiels retenus dans le cadre de cette première étude sont les suivants : 1- un laser de type BELA (éventuellement amélioré) ; 2- quatre rétroreflecteurs ; 3- deux caméras (petit et grand champ) ; 4- un accéléromètre (utile pour reconstruire parfaitement l'orbite de la sonde) ; 5- un spectromètre.

3. Quelques chiffres

3.1. Effets relativistes

Ne représentant qu'environ 10 % de la science attendue par GETEMME, la détermination et quantification précises de certains effets relativistes est pourtant un point fondamental de la mission. En observant le mouvement de la sonde et des lunes de Mars sur plusieurs années, nous pourrions obtenir une précision inégalée sur certains paramètres relativistes.

Table 1 : Quantification de quelques effets relativistes avec GETEMME

Effet	2 ans	4 ans	Précision actuelle
$\beta-1$	$1.7 \cdot 10^{-7}$	$5.3 \cdot 10^{-8}$	-
Lense-Thirring	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	10^{-1} (Terre, LAGEOS)
\dot{G}/G (en an^{-1})	$1.6 \cdot 10^{-15}$	$2.9 \cdot 10^{-16}$	$(4\pm 9) \cdot 10^{-13}$ (Lunar LR)

3.2. Effets planétologiques

Là encore, en observant le mouvement de la sonde et des lunes de Mars sur plusieurs années, nous pourrions également obtenir une précision inégalée sur de nombreux paramètres planétologiques caractérisant le système martien.

Table 2 : Quantification de quelques paramètres planétologiques avec GETEMME

Paramètre (Mars)	2 ans	4 ans	Précision actuelle
Variation annuelle du J_2	$9.2 \cdot 10^{-15}$	$5.8 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-10}$
Variation séculaire du J_2	$1.5 \cdot 10^{-17}$	$2.7 \cdot 10^{-18}$	-
k_2 (marée levée par le Soleil)	$2.0 \cdot 10^{-6}$	$9.9 \cdot 10^{-7}$	10^{-2}
k_2 (marée levée par Phobos)	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	-
k_2 (marée levée par Deimos)	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	-

Conclusion

C'est le 3 décembre à 11 h 57 (trois minutes avant l'heure limite) qu'a été rendue notre proposition de mission spatiale. En compétition avec plusieurs dizaines de missions concurrentes, nous espérons avoir la chance d'être parmi le petit nombre (probablement trois ou quatre) de projets sélectionnés pour une phase d'étude plus poussée. Réponse en février 2011...

Référence

[1] J. Oberst et al. : GETEMME : A Mission to Explore the Martian Satellites and the Fundamentals, *Proposal submitted to the ESA M-Class Open Call*, 2010.

Les observations astrométriques des satellites naturels et des planètes géantes

J.E. Arlot, V. Robert, R. Tajeddine, V. Lainey

Introduction

L'observation astrométrique des planètes géantes est quasiment impossible directement du fait de leur magnitude ainsi que de leur atmosphère (qui gêne la détermination de leur centre de masse). C'est en observant les satellites naturels des planètes que l'on obtient leurs positions astrométriques. Ainsi, l'étude astrométrique précise des satellites va servir, non seulement à bien connaître leur évolution dynamique mais aussi à pouvoir passer des positions des satellites à celles de la planète avec une grande précision. Pour cela, il existe divers types d'observation que l'on va détailler ci-dessous.

1. Les observations spatiales

Les sondes spatiales permettent d'obtenir des observations astrométriques grâce aux images réalisées par les caméras à bord (cf. fig.1 montrant une image de Dioné et Encelade obtenue par la Narrow Angle Camera de la sonde Cassini ; le champ est de $0,35^\circ$ et quelques étoiles de magnitude 9 permettent de réaliser la réduction astrométrique).



Fig. 1 : Dioné et Encelade observés par la sonde Cassini

Ces observations sont parmi les plus précises : la position des satellites est connue ainsi avec une précision de quelques kilomètres. Pour les satellites des planètes géantes, les sondes Pioneer, Voyager, Galileo, New Horizons et Cassini ont fourni ce type de données.

2. Les observations CCD au sol

2.1 *Les satellites lointains*

Les planètes géantes ont des satellites très divers que l'on observera avec des techniques différentes. La figure 2 montre un champ typique contenant le satellite lointain de Jupiter, Himalia. La réduction astrométrique par rattachement est simple à réaliser et la précision ne dépendra que de celle du catalogue d'étoiles utilisé. Les autres types de satellites ne peuvent pas être observés de cette façon, ce qui pose un problème pour pouvoir disposer d'un échantillonnage suffisant d'observations pour ajuster les modèles dynamiques.



Fig. 2 : Une observation du satellite Himalia de Jupiter (l'objet le plus brillant) sur fond d'étoiles dont certaines sont référencées dans le catalogue UCAC2

2.2 *Les satellites principaux*

Les gros satellites des planètes géantes sont très brillants (magnitude 5 pour les satellites de Jupiter) et l'observation va devenir particulièrement difficile : une image comme celle de la figure 2 montrera un contraste beaucoup trop grand entre les satellites et les étoiles du champ empêchant toute mesure astrométrique de précision. Ce type d'observation n'est pas bien adapté à ces satellites.

2.3 *Les satellites proches*

Les satellites proches des planètes géantes sont peu brillants et noyés dans le halo lumineux de la planète. La solution pour obtenir une observation utilisable est d'observer avec un filtre très étroit assombrissant la planète seule (filtre dans la raie d'absorption du méthane, absent des satellites). La figure 3 montre Jupiter observé à l'IRTF dans l'infrarouge. Jupiter est très assombri et le satellite Thébé apparaît à la gauche de la planète.



Fig. 3 : Jupiter et Thébé dans l'infrarouge (bande K)

3. Les observations photographiques anciennes

Une source précieuse d'observations se trouve dans les plaques photographiques anciennes. Ces dernières réalisées entre 1930 et 1990 sont de très bonne qualité. La figure 4 montre la zone centrale d'une plaque du système de Saturne. La planète a été assombrie à l'aide d'un cache adapté. Le problème rencontré à l'époque lors de la réduction de ce type de plaques est l'absence d'un nombre suffisant d'étoiles de catalogue. Ainsi, il a fallu étalonner l'instrument pour connaître l'orientation et l'échelle des clichés. Les distorsions de champ étaient ainsi difficiles à corriger correctement.

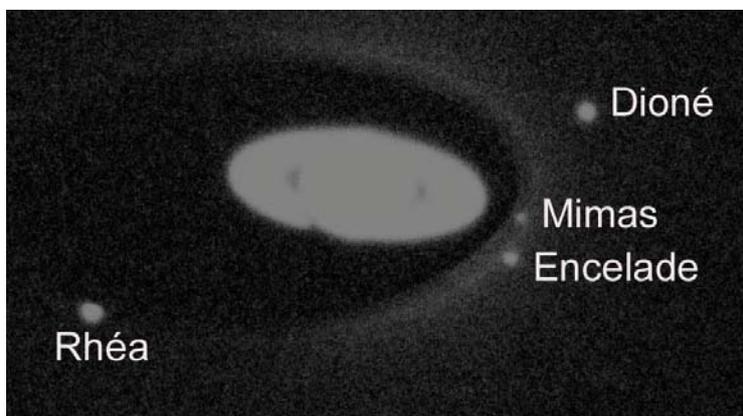


Fig. 4 : La numérisation d'une plaque photographique du système de Saturne (zone centrale)

Aujourd'hui, les catalogues tel l'UCAC2 de l'USNO comportent un grand nombre d'étoiles d'une grande précision astrométrique (mieux que 20 mas, là où on ne pouvait espérer mieux que 100 mas pour peu d'étoiles). Une nouvelle réduction permet un étalonnage pour chaque plaque. Nous avons testé une trentaine de plaques des satellites galiléens réalisées à Washington DC en 1967. Nous avons pu obtenir des positions RA et DEC là où on n'avait que des positions relatives, ce qui nous a permis de remonter à la position de la planète Jupiter. La table 1 donne les moyennes des (O-C) pour cette période selon diverses éphémérides de Jupiter. La dispersion des résidus est de l'ordre de 60 mas.

Table 1 : Observations de Jupiter par l'intermédiaire de ses satellites ; moyennes des (O-C) et rms en mas pour 80 observations réalisées en 1967

	VSOP82	DE200	DE421	INPOP06	INPOP08	INPOP10
(O-C) α	-22	-6	-3	-6	80	2
(O-C) δ	6	-8	46	38	79	31
rms α	75	86	59	59	100	58
rms δ	75	82	74	68	111	65

4. Les observations méridiennes

Depuis longtemps, les observations de passages au méridien ont permis d'effectuer des observations astrométriques d'objets brillants (planètes, astéroïdes et principaux satellites naturels). Des observations automatiques permettent d'obtenir très régulièrement des données, principalement à Flagstaff et à Bordeaux [1].

Table 2 : Observations d'Uranus par l'intermédiaire de ses satellites (Bx = Bordeaux ; Ff = Flagstaff) ; moyennes des (O-C) et rms en mas pour des observations réalisées entre 2000 et 2005

		VSOP82	DE200	DE421	INPOP06	INPOP08	INPOP10
(O-C) α	Bx	-131	-125	-55	-62	-120	-84
	Ff	-204	-202	-54	-64	-124	-80
(O-C) δ	Bx	-149	-148	-84	-62	-156	-138
	Ff	-130	-130	-53	-34	-123	-100
rms α	Bx	255	252	199	201	226	209
	Ff	265	264	156	160	192	167
rms δ	Bx	268	267	241	233	275	268
	Ff	184	185	142	135	181	167

Jusqu'à présent, les planètes géantes pouvaient être observées directement par ce type d'instrument mais les positions devaient être corrigées de l'effet de phase, ce qui entraînait une forte imprécision dans les positions RA et DEC. Grâce à la précision des éphémérides des satellites, on peut déduire des observations des satellites la position de la planète avec une plus grande précision. La table 2 donne des moyennes d'(O-C) pour des positions d'Uranus déduites de celles des observations des satellites d'Uranus. On peut y détecter une erreur systématique des éphémérides quel que soit le modèle utilisé.

5. Les phénomènes mutuels

L'observation des satellites principaux des planètes Jupiter et Saturne est difficile car ces objets sont très brillants et il est difficile de les rattacher à des étoiles en général beaucoup moins brillantes présentes dans le champ d'observation. Aussi, il est plus intéressant d'observer des phénomènes d'éclipse et d'occultation qui ne nécessitent que l'enregistrement d'une variation de flux lumineux reçu des satellites qui correspondra à une position géométrique astrométrique relative des satellites dans l'espace. Les éclipses par Jupiter sont très connues depuis Galilée mais leur observation est gênée par l'atmosphère de Jupiter. Les éclipses et occultations mutuelles fournissent des données astrométriques bien plus précises du fait de l'absence d'atmosphère sur les satellites. Ces phénomènes se produisent lors de l'équinoxe sur la planète car les satellites orbitent dans le plan équatorial de la planète (cf. figure 5) pour Jupiter, Saturne et Uranus.

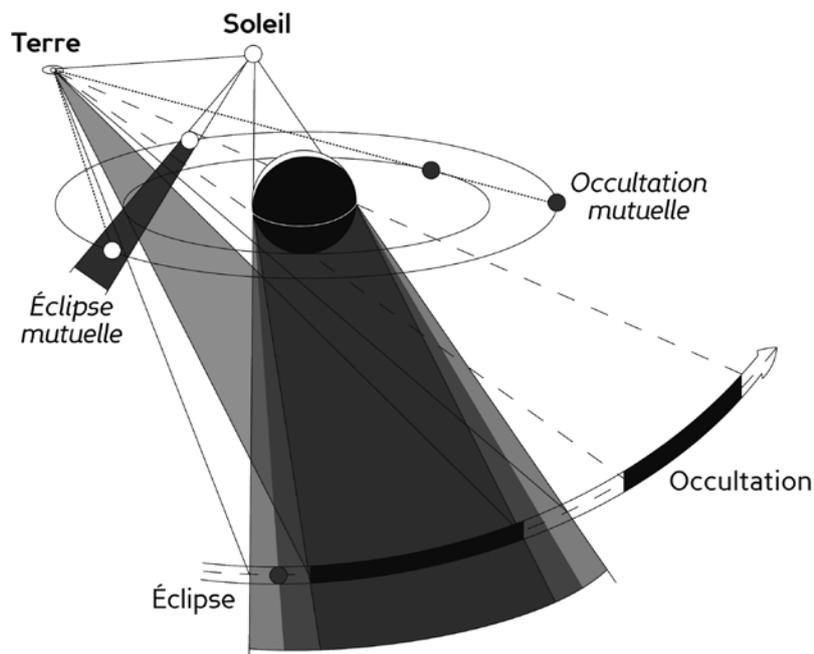


Fig. 5 : Configuration du système jovien lors des phénomènes mutuels

Les observations consistent en une courbe de lumière (cf. figure 6) dont l'inversion permet de déterminer divers paramètres physiques et astrométriques [2]. La table 3 donne le bilan des observations réalisées depuis 1973, date à partir de laquelle on a pu effectuer les prédictions de phénomènes grâce aux ordinateurs [3]. L'observation de ces phénomènes ne fournit pas de positions RA et DEC des satellites mais des positions relatives très précises comme on le voit sur la figure 8 en comparaison des autres types d'observation.

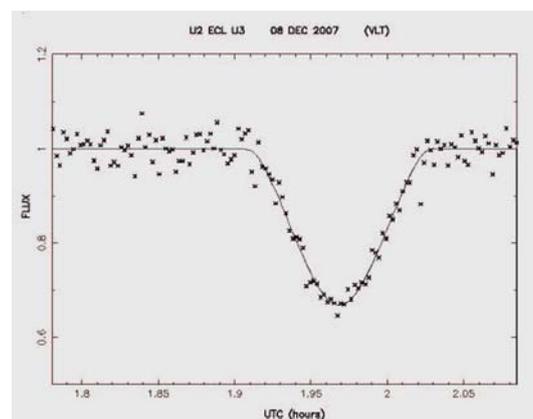


Fig. 6 : Courbe d'éclipse mutuelle des satellites d'Uranus

Ce type d'observation nécessite l'organisation d'un réseau d'observateurs bien réparti en longitude et en latitude sur toute la Terre. La figure 7 montre le réseau qui a fonctionné pour les dernières campagnes de 2003 [4] et 2009.

Table 3 : Bilan des campagnes d'observations de phénomènes mutuels

	Nombre d'observations	Nombre de sites d'observation	Nombre de phénomènes observés	Nombre de phénomènes observables
Jupiter				
1973	91	26	65	176
1979	18	7	9	60
1985	166	28	64	248
1991	374	56	111	221
1997	275	42	148	390
2003	361	42	116	360
2009	528	51	248	237
Saturne				
1980	14	6	13	213
1995	66	16	43	182
2009	31	19	17	131
Uranus				
2007	52	19	36	193

Conclusion

La garantie d'éphémérides de qualité aussi bien pour les planètes que pour leurs satellites repose sur la réalisation permanente d'observations astrométriques de divers types. Observations spatiales, au sol, directes ou indirectes sont essentielles. Les derniers résultats obtenus montrent que des dérives des éphémérides des planètes géantes se produisent et peuvent être corrigées grâce à des observations de bonne précision bien réparties dans le temps. L'arrivée de nouveaux catalogues d'étoiles est aussi très importante tant pour la réduction des observations actuelles que pour une nouvelle réduction d'observations anciennes apportant des données pour des périodes où les observations n'avaient pas une précision suffisante pour bien ajuster les paramètres des mouvements.

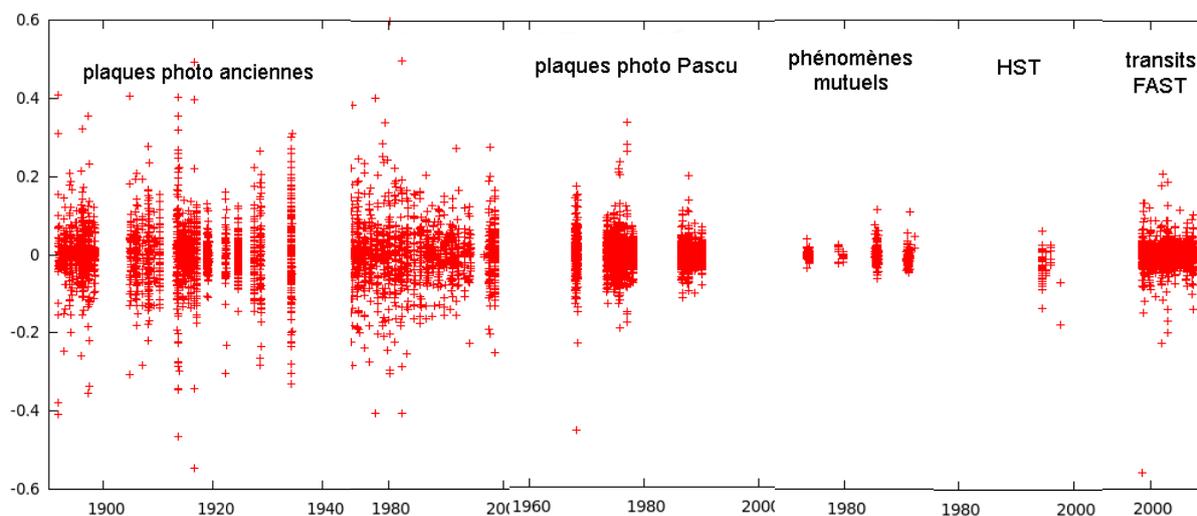


Fig. 8 : Résidus (O-C) des satellites galiléens de Jupiter pour l'éphéméride L2 : comparaison des différents types d'observation



Fig. 7 : Le réseau des observateurs de phénomènes mutuels. Il est nécessaire de disposer de stations d'observation susceptibles d'observer un phénomène à n'importe lequel des instants prévus

Par ailleurs, quelques améliorations sont encore nécessaires pour augmenter l'exactitude des observations, en particulier pour l'élimination des biais et une meilleure élimination statistique des erreurs : mieux échantillonner les images en pixels ($fwhm > 2.5$) ; bien évaluer la distance centre de masse-photocentre ; prendre en compte l'absorption du ciel pour les objets mobiles ; tenir compte de la magnitude de l'objet et du télescope utilisé pour augmenter le rapport S/N (*focale et ouverture*) ; choisir avec soin le catalogue d'étoiles pour la réduction (*corrections des erreurs de zone*) ; échantillonner les séries d'observation convenablement (*répartition au cours de l'opposition*).

Enfin, toutes les observations de satellites sont rassemblées dans une base de données [5] afin de rester disponibles pour les ajustements futurs. Les observations passées seront toujours essentielles, du moins tant qu'une sonde ne sera pas en orbite permanente dans chacun des systèmes des planètes géantes. En effet, la très haute précision pendant un temps d'observation très court ne permet pas d'ajuster les termes à très longue période du mouvement des satellites [6].

Références

- [1] J.-E. Arlot, G. Dourneau, J.F. Le Campion : An analysis of Bordeaux meridian transit circle observations of planets and satellites (1997-2007), *Astronomy & Astrophysics* **484**, 669, 2008.
- [2] J.-E. Arlot, C. Dumas, B. Sicardy : Observation of an eclipse of U-3 Titania by U-2 Umbriel on December 8, 2007 with ESO-VLT, *Astronomy & Astrophysics* **492**, 59, 2008.
- [3] J.-E. Arlot : Predictions of the mutual events of the Galilean satellites of Jupiter occurring in 2009-2010, *Astronomy & Astrophysics* **478**, 285, 2008.
- [4] J.-E. Arlot, W. Thuillot, C. Ruatti and 116 coauthors : The PHEMU03 catalogue of observations of the mutual phenomena of the Galilean satellites of Jupiter, *Astronomy & Astrophysics* **493**, 1171, 2009.
- [5] J.-E. Arlot, N.V. Emelyanov : The NSDB natural satellites astrometric database, *Astronomy & Astrophysics* **503**, 631, 2009.
- [6] J. Desmars, S. Arlot, J.-E. Arlot, V. Lainey, A. Vienne : Estimating the accuracy of satellite ephemerides using the bootstrap method, *Astronomy & Astrophysics* **499**, 321, 2009.

Le projet de réseau Gaia-FUN-SSO

W. Thuillot

Introduction

La prochaine mission Gaia réalisera une cartographie profonde de notre galaxie. Son lancement est prévu pour la fin de 2012 et elle opérera pendant 5 ans. Il ne s'agit pas d'un observatoire spatial en mesure de mener un programme pointant des objets spécifiques, mais d'un système d'observation par balayage continu. Au cours de sa mission, elle fournira, suivant une certaine loi de balayage, des observations astrométriques et photométriques de nombreux objets du Système solaire pour lesquels des observations complémentaires au sol apparaissent nécessaires en raison de ce mode particulier d'observation.

1. L'observation des objets du Système solaire par Gaia

Le satellite Gaia réalisera un grand « survey » astrométrique du ciel pendant cinq ans entre 2013 et 2017. Ses performances seront remarquables en termes de précision astrométrique, celle-ci pouvant atteindre la précision inégalable de 10 microsecondes de degrés pour des objets stellaires. La limite en magnitude sera de l'ordre de 20. Mais l'observation ne sera pas purement astrométrique puisqu'il réalisera aussi des mesures photométriques en bandes larges, des mesures spectroscopiques et notamment des mesures de vitesses radiales. Ces spécificités lui permettront d'explorer une très grande partie des objets astrophysiques de la Galaxie, plus d'un milliard, incluant donc des objets du Système solaire et des planètes extrasolaires [1] [2].

En ce qui concerne les objets du Système solaire, la limite en magnitude n'autorisera probablement pas Gaia à concurrencer très efficacement les programmes de surveillance au sol, notamment ceux, de nouvelle génération, qui s'appêtent à devenir opérationnels ces prochaines années (télescope Pan-STARRS) ou pendant la mission (télescope LSST). Cependant, un nombre non négligeable de petits objets seront observés, de l'ordre de 250 000, avec une précision inégalée et qui le restera probablement pour longtemps. En outre, il est probable que la détection d'objets particuliers surviendra dans la mesure où, d'une part, la couverture totale du ciel n'est pas instantanément assurée par les surveys au sol alors que le dénombrement des astéroïdes de diamètre inférieur à 1 km reste toujours en forte progression et, d'autre part, la situation de Gaia au point de Lagrange L2 (1,5 million de kilomètres de la Terre dans la direction opposée au Soleil) lui permettra de sonder des zones internes à l'orbite terrestre difficiles d'accès et d'y détecter certainement des astéroïdes y orbitant (les IEAs, ou Atiras).

Il faut noter par ailleurs que la complémentarité des observations sol est un sujet de réflexion pour les planétologues et suscite des propositions destinées à augmenter le retour scientifique de la mission. Un atelier avait notamment été organisé à Beaulieu-sur-Mer dès 2008 sur ce sujet [3] [4] qui reste à l'étude pendant cette période de préparation de la mission comme l'atteste notamment le programme du récent colloque ELSA de 2010 [5]. Dans ce domaine, un type particulier d'observation sol est envisagé, il s'agit des observations sur alerte destinées en particulier à valider des détections par Gaia de sources particulières et ne rentrant pas dans les catégories identifiées par le système d'analyse des mesures par la sonde. Il peut s'agir d'astéroïdes particuliers, astéroïdes géocroiseurs (NEAs), d'astéroïdes exhibant un comportement cométaire, il peut s'agir de nouvelles comètes ou de nouveaux satellites naturels éloignés de leur planète. Dans ce cas, le mode de balayage de la sonde ne permettant pas un retour immédiat sur l'objet, l'appel à un réseau sol apparaît nécessaire.

2. Le réseau Gaia-FUN-SSO

2.1 *Le rôle d'un réseau d'observation au sol*

Le système d'analyse des mesures astrométriques et photométriques de Gaia inclura la détection d'objets mobiles, certaines alertes émises par ce système, peut-être la principale partie, concerneront des objets géocroiseurs qui du fait de leur variation en magnitude ou de leur mouvement rapide risquent fort de ne plus être observables par Gaia dans les phases ultérieures de balayage du ciel. Le rôle du réseau sol pour les objets du Système solaire, réseau dénommé Gaia-FUN-SSO (pour Follow-Up Network for Solar System Objects), consistera alors à réagir rapidement pour valider cette détection grâce à de l'astrométrie CCD, et ainsi à fournir

des mesures complémentaires à celles de la sonde. Le réseau sol permettra de confirmer ou d'infirmer une détection d'objet mobile, et d'améliorer l'orbite d'un objet nouveau qui aura trop peu de mesures astrométriques afin de favoriser son identification dans une phase ultérieure de la mission, ou même tout simplement d'éviter de le perdre comme cela se produit dans certaines missions spatiales lorsque la synergie sol-espace n'est pas mise en œuvre de façon organisée.

2.2 La mise en place du réseau Gaia-FUN-SSO

Un réseau d'observation sur alerte pour la mission Gaia doit répondre à plusieurs critères :

- ce réseau doit représenter une bonne couverture en longitude et latitude afin qu'un site au moins puisse rapidement observer ;
- des alertes peuvent concerner souvent un objet proche de la Terre et l'effet de parallaxe sera donc important entre la détection depuis le point L2 où sera posté Gaia et le sol, les équipements au sol doivent alors permettre éventuellement d'explorer, suivant un protocole qui reste à définir, une zone de plusieurs degrés ;
- les spécificités des caméras et télescopes doivent permettre de fournir des positions astrométriques compatibles avec les besoins de détermination ou d'amélioration d'orbites (une taille de pixel si possible inférieure à 1 seconde de degré) ;
- l'organisation locale doit favoriser l'observation sur alerte : un observateur doit être en mesure d'intervenir rapidement et éventuellement de donner priorité à cette observation par rapport à un programme qui serait en cours.

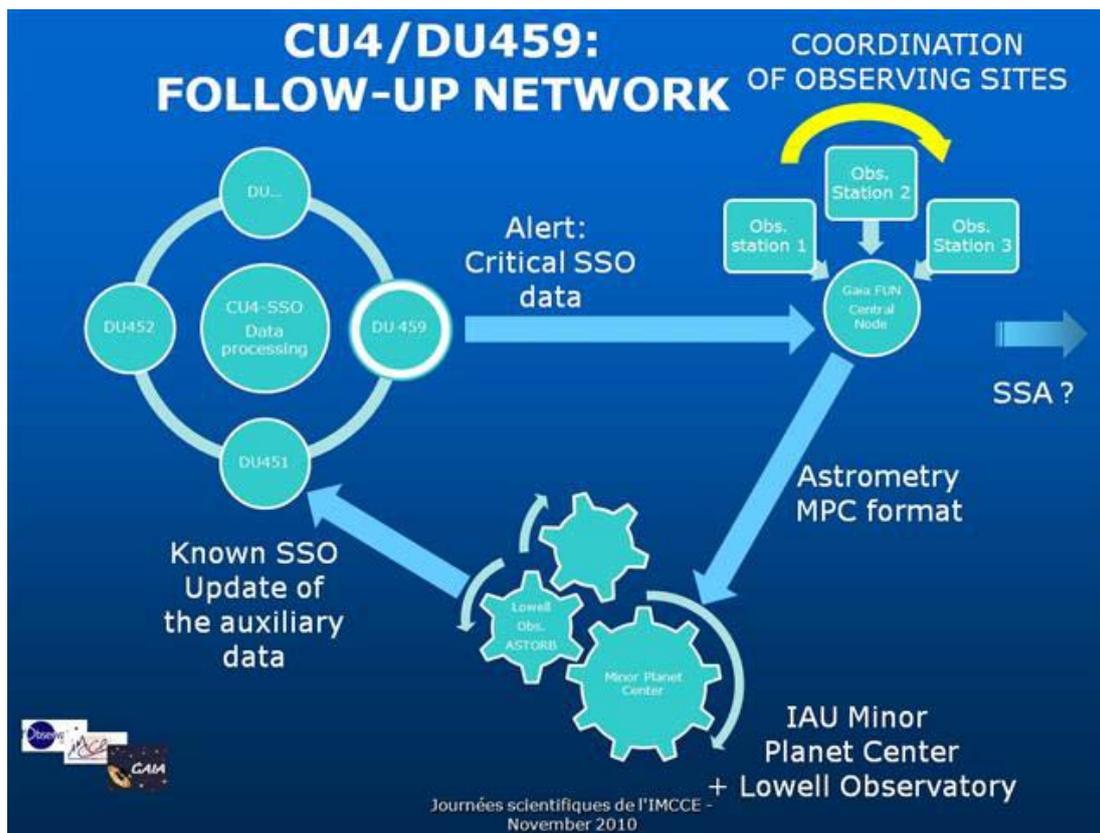


Fig. 1 : Chaîne de traitement d'une alerte concernant un objet du Système solaire

Compte tenu de ces principaux critères, le réseau Gaia-FUN-SSO sera en mesure de fournir un appui sol efficace à l'observation des objets du Système solaire par Gaia. Sur ces dernières années, plus de 25 sites d'observation ont été dans ce but contactés pour le constituer. Ces sites représentent un ensemble de plus de 37 télescopes, de diamètres divers allant jusqu'à 2,4 m.

La figure 1 montre le processus qu'il est prévu d'utiliser dans ce travail. Dans le cours des opérations d'observation par la sonde, le système de traitement de données de Gaia spécifique aux objets du Système solaire (CU4) sera amené à filtrer et classer les observations. Pour celles ne correspondant pas à un objet déjà identifié, ou correspondant à un objet spécifique, par exemple un astéroïde au comportement cométaire, une alerte est déclenchée et un ensemble de données brutes parviennent au nœud central du réseau interfacé avec le système Gaia via une « Division Unit » (DU459). Ces données brutes peuvent consister en un faisceau de nombreuses orbites probables qui seront interprétées pour une diffusion à travers le réseau d'une alerte utilisable par des observateurs : soit sous forme d'une éphéméride topocentrique, soit sous forme d'une zone de la sphère céleste à explorer. Les premières détections par un site seront utilisées par le nœud central pour fournir une éphéméride améliorée et coordonner les observations par les autres sites.

Après observation au sol, les données de position seront communiquées au Minor Planet Center. Elles seront de ce fait ensuite intégrées dans les mises à jour de la base de données d'éléments orbitaux Astorb par l'Observatoire Lowell, fichier qui sera régulièrement chargé par le système d'analyse Gaia pour fournir les données auxiliaires nécessaires à la phase d'identification des objets du Système solaire. Un autre destinataire des données observationnelles de NEAs par Gaia et son réseau sol pourra être le programme Space Situational Awareness de l'ESA (SSA) qui organise depuis quelques années les services concernant l'environnement spatial de la Terre.

Le passage en mode opérationnel du réseau Gaia-FUN-SSO doit se faire dans les deux années qui nous séparent du lancement de la sonde. C'est la raison pour laquelle nous avons organisé un atelier à Paris (Workshop Gaia-FUN-SSO du 29 novembre au 1 décembre 2010). Ce workshop a réuni 41 participants, en provenance de 14 pays et représentant environ 16 sites d'observation. Le programme a abordé la description du projet Gaia et son état de développement. Il a permis aux participants de mieux connaître la mission et ses objectifs scientifiques. Il a permis surtout aux participants du réseau Gaia-FUN-SSO de participer à plusieurs discussions, parties intégrantes du programme, destinées à identifier les besoins, et de bien appréhender la mise en œuvre active de ce réseau.

Conclusion

La mission Gaia, au cours de ses observations sur la période 2013-2017, produira des mesures astrométriques de qualité exceptionnelle des objets de la Galaxie et notamment de ceux du Système solaire. Le mode d'observation de Gaia étant basé sur un balayage systématique du ciel, il sera cependant impossible de pointer des objets particuliers. De ce fait, des objets nouvellement détectés par Gaia ou simplement mal connus nécessiteront des observations complémentaires au sol pour valider l'observation, éviter la perte de l'objet, vérifier un comportement particulier tel un dégazage ou simplement améliorer une orbite. Le réseau Gaia-FUN-SSO est constitué pour ce but. Nous prévoyons d'organiser plusieurs réunions de coordination dont la première s'est tenue à Paris du 29 novembre au 1 décembre 2010 et a permis de rentrer progressivement dans une phase opérationnelle pour devenir, nous l'espérons, un excellent exemple de synergie sol-espace.

Remerciements : les membres du comité local d'organisation du workshop Gaia-FUN-SSO J.-E. Arlot, A. Dias, M. Dufay, D. Hestroffer, I. Nicolas, A. Patu, C. Veneau, ainsi que Y. Gominet pour les travaux de graphisme, sont vivement remerciés pour leur concours efficace à cette organisation.

Références

- [1] P. Tanga, D. Hestroffer, M. Delbò, J. Frouard, S. Mouret, W. Thuillot : Gaia, an Unprecedented Observatory for Solar System Dynamics, *Planetary and Space Science*, 2008, vol. 56, issue 14, p. 1812-1818.
- [2] P. Tanga et F. Mignard : New Perspectives in Solar System Science: Gaia in the 2015 Context, *Proc. of the ELSA Conference: "Gaia: at the Frontiers of Astrometry"*, EAS Series, C. Turon, F. Arenou & F. Meynadier Eds., 2010 (à paraître).
- [3] P. Tanga, D. Hestroffer, M. Delbò, F. Mignard, W. Thuillot : Workshop "Earth-Based Support to the Gaia Solar System Science", http://www.oca.eu/tanga/GaiaEarthBased/#Workshop_Program, 2008.
- [4] W. Thuillot, P. Tanga et D. Hestroffer : Gaia and the Ground-Based Observations of the Solar System Objects, *SF2A-2009: Proc. of the Ann. Meeting of the French Soc. of Astron. and Astrophys., held 29 June - 4 July 2009 in Besançon, France. Eds.: M. Heydari-Malayeri, C. Reylé and R. Samadi*, 2009, p.83.
- [5] W. Thuillot, D. Hestroffer et P. Tanga : Complementary Ground-Based Observations for Solar System Applications, *Proc. of the ELSA Conference: "Gaia: at the Frontiers of Astrometry"*, EAS Series, Editors: C. Turon, F. Arenou & F. Meynadier Eds., 2010 (à paraître).

INDEX DES AUTEURS

A	
Albouy A.	113
Arlot J.-E.	39, 131
Atreya P.	21

B	
Bancelin D.	97, 137
Baron C.	113
Beauvalet L.	39
Berthier J.	13, 67, 123
Birlan M.	45

C	
Carry B.	13
Chenciner A.	103
Colas F.	21
Crovisier J.	21

D	
David P.	123
Deleflie F.	25
DeMeo F.	13
Descamps P.	35, 57
Desmars J.	137
D'Hoedt S.	85
Dias A.	35, 113
Dufey J.	85
Doressoundiram A.	13

F	
Féjoz J.	9
Fienga A.	51, 93
Fouchard M.	107
Fraysse H.	25
Froeschlé C.	107

G	
Gastineau M.	51, 93, 113

H	
Hestroffer D.	13, 97, 113, 123, 137

J	
Jorda L.	21

K	
Kuchynka P.	51

L	
Lainey V.	39, 123, 127, 131
Lanusse F.	13
Laskar J.	51, 93
Lemaître A.	85
Le Poncin-Lafitte C.	127
Luengo C.	113

M	
Manche H.	51, 93
Maquet L.	21
Morand V.	25

N	
Nicolas I.	63
Noyelles B.	85

P	
Popescu M.	71
Portmann C.	25

R	
Rambaux N.	127
Rickman H.	107
Robert V.	131
Robutel Ph.	17
Rocher P.	77, 117

S	
Sicardy B.	13

T	
Tajeddine R.	131
Thuillot W.	67, 97, 137

V	
Vachier F.	67
Vaduvescu O.	71
Vaillant S.	101
Valk S.	25
Valsecchi G.	107
Vienne A.	25, 83

W	
Wailliez S.	25
Wei Q.	89

Z	
Zhao L.	31

