

# INTRODUCTION

L'étude des comètes, de leur mouvement, leur origine, leur disparition, leur composition est un sujet riche, complexe et très utile. En effet, il est plus que probable que ces corps se soient formés il y a environ 4.5 milliards d'années et soient donc des résidus naturels de la création du Système Solaire. Connaître l'origine et l'évolution des comètes, véritables fossiles, devient indispensable pour les chercheurs dans leur quête du mode de formation de notre Système Solaire.

Comment décrire ces astres dont le comportement reste souvent imprévisible au gré de leur orbite quasi-parabolique, hyperbolique ou elliptique?

Sur la plus grande partie de leur orbite, les comètes ne sont que des noyaux solides, irréguliers, d'une taille pouvant atteindre quelques kilomètres et composés de gaz congelés, de poussières et de roches. En s'approchant du Soleil, leur apparence devient parfois somptueuse car leur noyau s'échauffe (les glaces se subliment et libèrent gaz et poussières) et s'entoure d'une nébulosité appelée chevelure ou coma. Le Soleil, par ses vents et la pression de son rayonnement, repousse leur chevelure en traînées lumineuses, les queues, opposées à la direction du Soleil, offrant ainsi aux comètes leur aspect spectaculaire. Cette queue peut se développer sur des dizaines ou des centaines de millions de kilomètres, le record étant attribué à la grande comète de 1843: 320 millions de kilomètres.

Au cours de son histoire, une comète peut connaître diverses évolutions le long de son orbite. Les passages proches du Soleil et le dégazage qui s'ensuit peuvent faire varier légèrement l'orbite de la comète. Mais le passage d'une comète au voisinage d'une grosse planète peut perturber de façon importante l'orbite de celle-ci et l'amener plus près du Soleil ou bien l'éjecter hors de notre Système Solaire.

De tels passages proches du Soleil ou d'une planète jovienne peuvent aussi avoir pour effet de fragmenter le noyau d'une comète, comme ce fut le cas pour les comètes Biéla et Shoemaker Levy 9.

De tout temps, les hommes se sont acharnés à comprendre la nature de ces astres chevelus, se lançant sur de fausses pistes durant de nombreux siècles car les techniques en leur

possession pour vérifier leurs résultats n'étaient pas assez performantes et la physique était régie par la théorie d'Aristote.

À partir du XVI<sup>e</sup> siècle, les progrès s'accumulent et trouvent leur essor grâce à Tycho Brahé, Edmond Halley et Isaac Newton, à tel point que la célèbre comète portera le nom de Sir Edmond.

Depuis, d'innombrables travaux se succèdent et les techniques ne cessent de se perfectionner, accélérant notre compréhension de l'univers qui nous entoure. Ainsi, il est possible d'approcher le noyau d'une comète grâce à une sonde et d'en étudier la forme et la composition, de suivre en direct la collision d'une chaîne de fragments cométaires avec Jupiter, enfin de découvrir de nouveaux corps au-delà de l'orbite de Neptune et justifier l'existence d'un réservoir de comètes aux portes de notre système planétaire.

C'est précisément dans ce domaine que se place ma recherche. Elle consiste à étudier un scénario particulier de rencontre entre une comète et une planète. Ce scénario devrait permettre ensuite de déduire une histoire possible des comètes à courte période observées aujourd'hui, et cela en nous fondant sur leur évolution au sein de notre Système Solaire.

Rappelons que, par définition, une famille de comètes associée à une planète est un groupe de comètes périodiques dont l'aphélie est voisin de l'orbite de la planète. Il faut donc supposer, comme première hypothèse de ce travail, que les comètes périodiques étudiées proviennent de la capture de comètes de période initiale plus longue ou de comètes non périodiques (paraboliques, hyperboliques) sous l'action de très grandes perturbations engendrées par une planète ou un objet massif.

Ce bouleversement catastrophique se réalise suivant un modèle particulier: une comète, lors d'un passage très proche d'une planète ou d'un corps massif, à l'un de ses sommets, voit sa trajectoire profondément modifiée. En effet, la comète est soumise à une accélération infiniment grande pendant un temps infiniment court. Sa vitesse héliocentrique subit alors une discontinuité, les positions restant inchangées pendant la rencontre assimilée à un choc (au sens de Poincaré). Le modèle consiste donc à donner une impulsion au vecteur vitesse héliocentrique sans changer sa direction, en sens inverse du mouvement, au périhélie (ou à l'aphélie) de l'orbite initiale devenant (ou restant) l'aphélie de l'orbite après la rencontre. Pour que ce scénario soit réalisable, il est indispensable que le point périhélie ou aphélie, où se produit la rencontre proche, soit dans le plan de la planète ou du corps massif.

Dans sa théorie sur les rencontres planétaires proches développée en 1976, l'Estonien Ernst Öpik a supposé que la particule attirée (une comète par exemple) était soumise au problème des deux corps particule-planète lors de la rencontre, alors que son mouvement n'était contrôlé que par le Soleil avant et après cette rencontre.

Ces hypothèses et l'étude géométrique d'une telle rencontre lui ont permis de déterminer les nouveaux éléments héliocentriques du corps après la rencontre, en particulier le demi-grand axe, l'excentricité et l'inclinaison. Plusieurs cas équiprobables se présentent dans l'analyse de l'évolution de l'inclinaison au cours de la rencontre: celle-ci peut devenir supérieure, inférieure ou égale à la valeur initiale.

Cette troisième possibilité est celle qu'il m'a été demandé d'étudier et de développer au cours de ma thèse, pour mettre en évidence une hypothèse de rencontre proche comète-planète avec invariance du plan orbital de la comète.

Une approche théorique de ce problème particulier, développée dans le chapitre 3, va me permettre de déterminer une équation fondamentale dont la résolution apportera des réponses aux nombreuses interrogations suivantes:

- quels sont les éléments métriques des orbites avant et après la rencontre?
- est-il possible d'estimer la distance héliocentrique de rencontre de la comète?
- les orbites initiales sont-elles directes? rétrogrades? inclinées ou non sur l'écliptique?
- peut-on définir un encadrement de l'inclinaison initiale en fonction de sa nature (ellipse, parabole, hyperbole) et cette valeur est-elle en accord avec les observations actuelles?

L'étude de telles rencontres soulève plusieurs questions:

- quelle relation peut-on établir entre comètes et astéroïdes?
- peut-on parler de familles de Saturne, Uranus, Neptune? et même de famille de Pluton?
- existe-t'il au-delà de l'orbite de Pluton des corps massifs dans les environs de 50-55 ua, 70-80 ua et de 90-110 ua?

Cette dernière question n'est pas "provoquante" puisque ces zones correspondent aux limites des demi-grands axes d'objets capteurs de comètes. Elles n'apparaissent pas dans la loi de Titius-Bode mais dans une loi exponentielle de la forme  $a_n = a_1(1.39)^n$  où  $a_1$  est le demi-grand axe de Mercure. D'autres objets astronomiques, comme les anneaux de poussières découverts par le satellite IRAS, apparaissent dans cette loi particulière qui tient compte de toutes les planètes.

Diverses origines pour les comètes découlent de mon scénario particulier, mettant ainsi en évidence l'existence des deux réservoirs supposés de comètes: la Ceinture de Kuiper et le Nuage de Oort.

Une application numérique de ce mode de rencontre choisi, effectuée sur les comètes à courte période connues actuellement, et les différents cas rencontrés lors de cette exploitation seront explicités dans les parties 4, 5 et 7 de mon exposé. Un aperçu des derniers travaux en liaison avec ma thèse, portant sur les deux réservoirs cités ci-dessus, sera donné au chapitre 6.

Une conséquence de ce travail permet d'établir un lien entre comètes éteintes et certains astéroïdes, ce qui sera abordé dans le chapitre 8.

Avant d'ouvrir la partie théorique, commençons par résumer dans les chapitres 1 et 2 toutes les étapes historiques importantes de la recherche cométaire, en particulier de l'étude dynamique de leur mouvement; ceci en nous appuyant sur les ouvrages de Brahic (1993),

Crovisier et Encrenaz (1995), Verdet (1990) et sur le numéro spécial de Ciel et Espace paru en juillet 1996 (les auteurs sont en particulier Jean-Pierre Verdet, Dominique Bockelée-Morvan et Thérèse Encrenaz).

## CHAPITRE 1: LÉGENDES ET FAITS RÉELS

La compréhension et l'analyse des événements survenant dans la vie des hommes ou leur environnement immédiat ont souvent aiguisé leur curiosité et leur soif d'apprendre, de progresser. Cette quête et cette recherche ont transformé puis modernisé nos techniques de façon à les rendre toujours plus performantes.

Parmi les nombreux sujets évoqués au fil des siècles, l'astronomie tient une place importante depuis plusieurs millénaires. De nombreuses théories ont été étudiées et notifiées par les Chinois, les Grecs, les Romains, les Égyptiens, les savants de la Renaissance puis les scientifiques du monde moderne. Un aperçu, qui ne peut qu'être rapide dans cet exposé, est proposé dans le premier paragraphe.

Au cours de notre histoire, une comète a joué un grand rôle dans l'évolution des théories physiques régissant notre univers. Il s'agit de la comète de Halley dont je parlerai dans un deuxième paragraphe.

Une autre partie sera consacrée à un phénomène découvert au XIX<sup>e</sup> siècle, pouvant se produire lors de l'évolution des comètes le long de leur orbite, la fragmentation. L'exemple récent le plus mémorable nous est fourni par la comète Shoemaker Levy 9 dont le noyau initial s'est brisé, à l'approche de Jupiter, en une vingtaine de fragments.

Enfin, le dernier thème de ce chapitre portera sur un autre mode de fragmentation donnant naissance aux météorites.

## 1. LES COMÈTES DANS L'HISTOIRE

Depuis la plus haute antiquité, les hommes ont toujours été fascinés par le ciel, la Lune, les étoiles fixes et errantes (les planètes), mais plus encore par ces corps chevelus dont le mouvement rapide au sein des étoiles avait un caractère fort surprenant. Comme trop souvent, un événement inexplicable ne peut qu'être effrayant et signe de mauvais augure.

Prenons l'exemple de la Rome Antique. Pline l'Ancien est persuadé que la comète de 48 avant notre ère est responsable de la guerre civile opposant César et Pompée. Ovide, moins pessimiste, voit dans la comète de septembre 44 avant notre ère l'âme de César assassiné durant les Ides de mars, détachée de son corps et s'envolant telle "une étoile brillante qui traîne dans un long espace sa chevelure enflammée". Enfin, parlons de l'empereur Vespasien qui, espiègle, s'exclame lorsqu'on lui annonce qu'apparaît une comète, présage de sa mort: "Elle menace le roi des Parthes puisqu'il est chevelu et que je suis chauve."

Au fil des ans, les terreurs demeurent et le passage d'une comète reste toujours un événement exceptionnel. L'apparition de la comète de Halley en 451 correspond à l'invasion de l'Europe par Attila et les Huns et la victoire des Romains et des Wisigoths sur ceux-ci, aux Champs Catalauniques.

En 1066, cette comète réapparaît et coïncide avec la mort d'Harold II, vaincu par Guillaume le Conquérant lors de la bataille de Hastings. Cette scène sera immortalisée par la tapisserie de Bayeux sur laquelle on remarque la présence de la comète, ce qui est inhabituel.

En 1301, le peintre florentin Giotto, frappé par une nouvelle apparition de la comète de Halley, la représente sur un de ses tableaux (l'Adoration des Mages) comme l'étoile de Bethléem, associant pour une fois un événement heureux à une comète. Longtemps, on a pensé que l'étoile de Bethléem correspondait à l'éclat de la comète de Halley, mais son passage en l'an 12 avant notre ère semble trop précoce. C'est pourquoi, on privilégie maintenant la conjonction de Saturne et Jupiter en l'an 7 avant notre ère.

En 1910 encore, comme me le racontait mon arrière-grand-mère, les Français eurent peur de la comète de Halley et furent persuadés que la Guerre des Balkans puis la Première Guerre Mondiale étaient dues au passage de celle-ci.

Ainsi, durant de nombreux siècles, les comètes seront considérées comme des annonciatrices de catastrophes ou de guerres. On ne peut finalement que se réjouir de cette croyance ancestrale car les passages de nombreuses comètes auraient été oubliés si des hommes superstitieux n'avaient pris la peine de les noter et d'en déduire un rapprochement avec des faits historiques importants.

Les premiers à dresser un inventaire assez détaillé des comètes qu'ils observaient furent les Chinois. En 1974, près de la ville de Changsha, sur le fleuve Bleu, fut retrouvé dans la

tombe du marquis de Dai, construite vers 168 avant notre ère, un ruban de soie long de 1 m 50, vieux de 2400 ans et décrivant la forme de plus de 29 comètes.

Les excellentes observations des Chinois, notées avec une extrême précision, forment un véritable trésor encore utilisé actuellement, source inestimable dans notre recherche de l'histoire ancienne de certaines comètes toujours visibles, telle la comète de Halley.

Il y a plus de deux millénaires, les Chinois avaient déjà noté que les queues des comètes étaient orientées dans la direction opposée au Soleil (il faudra attendre 1538 avec l'italien Girolamo Frascatoro et 1540 avec l'allemand Peter Apian pour que l'Occident le redécouvre) et que ces étoiles-balais, comme ils les appelaient, reflétaient la lumière du Soleil ainsi que le faisait la Lune.

Au début de notre ère, un problème important se posait: les comètes appartenaient-elles au monde des étoiles ou à l'atmosphère terrestre?

Jusqu'au XVI<sup>e</sup> siècle, les lois de la physique s'appuyaient sur la théorie d'Aristote développée au IV<sup>e</sup> siècle avant notre ère. Pour lui, la Terre, immobile, est le centre du monde, unique centre de tous les mouvements célestes. Quant à l'univers, il se scinde en deux parties:

- le monde terrestre, variable, qui s'étend de la Terre à l'orbe lunaire, monde des mouvements rectilignes (vers le haut pour les légers, l'air et le feu; vers le bas pour les graves, la terre et l'eau);
- le cosmos, situé au-delà de l'orbe lunaire, monde du cinquième élément, l'éther, invariable, monde du mouvement circulaire uniforme, seul mouvement possible pour les astres.

Comme l'aspect des comètes change continuellement et que leur mouvement n'est pas circulaire uniforme, elles ne peuvent donc pas être des astres et font partie du monde terrestre. Toujours selon Aristote, les comètes sont des "météores atmosphériques" qui montent de la Terre vers des régions supérieures de l'air et qui s'enflamment lorsqu'elles atteignent la zone du feu.

Seul Sénèque s'oppose à cette théorie et suggère de dresser un catalogue de toutes les comètes apparues précédemment afin de connaître leur marche et de savoir si leur retour est périodique. En particulier, il écrit: "Un âge viendra où ce qui est mystère pour nous sera mis au jour par le temps et les études accumulées des siècles.... Il naîtra quelque jour un homme qui démontrera dans quelle partie du ciel errent les comètes, pourquoi elles marchent si fort à l'écart des autres planètes, quelle est leur grandeur, leur nature."

Mais, il ne trouvera pas d'écho immédiatement.

Pour concrétiser en partie son intuition, il faudra attendre 1577 pour que Tycho Brahé réussisse à montrer que la comète visible cette année-là se situait bien au-delà de la Lune. De ce fait, les comètes ne sont plus des météores atmosphériques, mais de vrais astres dont il va falloir maintenant étudier le mouvement avec précision.

## 2. UN CAS PARTICULIER: LA COMÈTE DE HALLEY

À la lecture des lignes précédentes, un nom revient souvent, celui de la comète la plus populaire: Halley. Son appellation rend ainsi hommage à Sir Edmond Halley, astronome anglais qui a interrompu ses études à Oxford en 1676, à l'âge de vingt ans, pour partir sur l'île de Sainte-Hélène et dresser une carte du ciel austral, avant de s'intéresser à la comète de 1680, puis à celle de 1682 qui portera son nom. Il travaillera avec l'aide de Newton et s'appuiera sur sa théorie (loi en  $1/r^2$ ) pour décrire l'éventuelle trajectoire elliptique de période environ 76 ans de cette comète.

Quelques décennies seront encore nécessaires pour tenter de définir correctement son orbite et le passage de la comète au périhélie le 14 mars 1759, prévu "à la mi-avril, à un mois près", viendra brillamment confirmer les travaux entrepris par Halley et Isaac Newton. La comète reviendra ponctuellement en 1835, 1910 et 1986.

La trajectoire étant maintenant bien connue, les astronomes ont entrepris de rechercher dans les écrits passés des témoignages de ses passages. Ils en retrouvent la trace jusqu'en 239, voire 466 avant notre ère dans les chroniques chinoises, ainsi que dans les divers exemples déjà évoqués précédemment.

La comète de Halley offre un intérêt particulier pour les chercheurs en raison de sa longue périodicité. En effet, comme elle ne s'approche pas trop souvent du Soleil, elle reste active et permet une étude satisfaisante des gaz et des poussières qui s'en échappent. C'est pourquoi, cinq sondes ont été lancées et ont rencontré la comète lors de son passage au périhélie, en 1986, afin d'en étudier le noyau, étape importante de notre analyse des éléments initiaux du disque protoplanétaire.

Jusqu'en 1986, les astronomes n'avaient à leur portée que la théorie de Fred Whipple développée en 1950. Celui-ci pensait que les comètes étaient des corps dotés d'un noyau essentiellement composé de glaces d'eau et de différentes particules solides et les appelait "boules de neige sale".

La rencontre avec la comète de Halley a confirmé ce modèle mais a aussi offert de nouvelles découvertes.

En premier lieu, le noyau a été vu non pas sphérique mais avec une forme allongée et presque rectangulaire, de dimensions supérieures ( $8 \times 7 \times 15$  km) à ce qui était prévu. D'autre part, son albédo n'était pas de 0.1 à 0.3 mais de 0.04, coefficient inférieur à celui des matériaux les plus noirs connus sur Terre, ce qui impliquait que la boule de neige était très sale....

Les sondes ont aussi prouvé que le noyau contenait une grande quantité de grains carbonés

primitifs, c'est-à-dire riches en hydrogène, carbone, oxygène et azote, éléments les plus abondants de notre nébuleuse primitive.

L'analyse des molécules d'eau dans la chevelure a montré une prédominance faible du deutérium. L'hydrogène s'est enrichi d'un neutron dans le milieu interstellaire, avant que les molécules ne se soient retrouvées enfermées dans les glaces des cométoïdes qui ont formé le futur noyau de la comète. On a trouvé également des grains de matériaux présentant des anomalies isotopiques, ce qui avait déjà été relevé dans certaines météorites, les chondrites carbonées, qui seraient des éléments pré-solaires et auraient aussi composé ces cométoïdes primitifs.

Ainsi, l'étude approfondie de la comète de Halley a offert des résultats très surprenants, différents des conceptions établies jusqu'alors. Elle a montré une grande analogie entre comètes et matière interstellaire et a ouvert une nouvelle ère pour les chercheurs travaillant sur la formation des comètes.

La rencontre préparée entre la sonde européenne Rosetta et la comète Wirtanen, en 2012, viendra sûrement confirmer ces résultats et nous fournir les informations tant attendues sur la nébuleuse protoplanétaire qui a donné naissance à notre Système Solaire.

### 3. COMÈTES ET FRAGMENTATION

Au siècle dernier, en 1826 exactement, l'officier autrichien Wilhelm von Biéla découvre une nouvelle comète qui portera son nom. L'étude de sa trajectoire montre que cette comète avait déjà été observée en 1772 et 1805. Des calculs précisèrent que sa période de révolution autour du Soleil était de 6.7 ans. Un nouveau passage en 1832 est notifié mais il faudra attendre jusqu'en 1846 pour qu'elle réapparaisse ... en deux morceaux.

Pour la première fois, les astronomes ont observé la fragmentation d'un noyau de comète. Une nouvelle question fait alors surface: pourquoi la comète s'est-elle brisée?

Lors d'un passage proche de Jupiter, les forces de marées dues à cette planète ont sûrement agi sur le noyau pour le fragmenter. Ces forces sont un effet de la gravitation car la partie proche de la comète est attirée plus fortement que la partie éloignée, ce qui tend à étirer le corps. À ces forces s'opposent la gravité de la comète et sa cohésion. Le scientifique Edouard Roche a démontré au XIX<sup>e</sup> siècle que la fragmentation ne se produisait qu'à une certaine distance de la planète, appelée limite de Roche, qui dépend du rayon de la planète, de sa densité et de celle de la comète.

Toujours au siècle dernier, la comète Brooks 2, découverte le 7 juillet 1889, s'est montrée à nouveau aux yeux des astronomes un mois après avec cinq autres composantes. L'étude de son mouvement a mis en évidence un passage à environ 150 000 km de Jupiter en 1886. Elle a donc subi le même sort que la comète Biéla.

Récemment, on ne peut oublier la comète Shoemaker Levy 9 dont la vingtaine de fragments a heurté Jupiter en juillet 1994. Dès sa découverte, le 24 mars 1993, il avait été établi que cette comète offrait une multitude de fragments s'étalant sur 600 000 km. Là aussi, les calculs ont prouvé qu'un passage à 43 000 km de Jupiter était à l'origine de cette fragmentation.

La planète Jupiter n'est pas la seule responsable de l'explosion des noyaux cométaires. Le Soleil a lui-aussi sa part de responsabilité et plusieurs cas ont été répertoriés. Citons l'exemple de la grande comète de 1882 qui s'est fragmentée en passant à 750 000 km du Soleil, puis celui de Ikeya Seki qui s'est brisée en 1965 en s'approchant à 470 000 km de la photosphère solaire.

D'autres comètes ont subi ce sort en frôlant ou heurtant le disque solaire et constituent un groupe mis en évidence par le chercheur allemand Carl Kreutz. Cet ensemble de comètes présente des éléments orbitaux similaires bien que leurs périodes s'étendent de 700 à 1000 ans. Il est possible de définir une même ascendance pour ces corps et une candidate est d'ores et déjà proposée: le comète brillante de 1106 qui serait elle-même le principal fragment d'une autre comète mémorable aperçue et décrite par Aristote en 371 avant notre ère ainsi que par l'historien grec Ephore qui a précisé qu'elle s'était brisée à la fin de son apparition.

#### 4. COMÈTES ET MÉTÉORITES

Au cours de l'introduction de cet exposé, nous avons vu que les comètes, en parcourant leur orbite, s'échauffent en s'approchant du Soleil, périodiquement si cette orbite est elliptique. Nous avons également vu que cette approche génère l'apparition de la chevelure et de la queue de la comète. De tels phénomènes sont donc synonymes d'éjection de poussières qui vont rester dans le sillage du noyau cométaire et être les témoins du passage de la comète à son périhélie. Cet ensemble de poussières dont la taille peut varier de quelques dixièmes de millimètres à quelques centimètres, éléments solides provenant du noyau, va subsister près du Soleil et former ce que l'on appelle des essaims de météores.

Lorsque la Terre, au cours de sa révolution autour du Soleil, passe au travers de ces essaims, elle capture quelques unes de ces poussières qui se consomment au contact de l'atmosphère. Ainsi se forment les très célèbres étoiles filantes.

Il apparaît que lorsque l'essaim est jeune et donc encore compact, le nombre d'étoiles filantes est très important, alors que lorsqu'il vieillit, l'ensemble des poussières forme un anneau de plus en plus large qui suit l'orbite de la comète "mère".

L'essaim sera dit périodique si les pluies d'étoiles filantes se produisent avec une période identique à celle de la comète "mère".

De nombreux essaims sont associés à des comètes célèbres (voir en annexe 4).

Le premier à être identifié fut celui des Léonides, associé à la comète Temple Tuttle, qui doit son nom à la constellation du Lion dont il semble provenir. Citons également les exemples de l'essaim:

- des Giacobinides, associé à la comète Giacobini Zinner, qui a fourni en 1933 et 1946 des pluies avec parfois plus de 6000 étoiles filantes par heure;
- des Andromédides (ou Biélides), associé à la comète Biéla (je rappelle qu'elle s'est fragmentée entre 1832 et 1846), qui a engendré des pluies d'étoiles filantes spectaculaires le 27 novembre 1872 (23 000 par heure pendant 7 heures) et en 1885 (15 000 par heure);
- des Aquarides ou des Orionides semblant provenir respectivement de la constellation du Verseau ou d'Orion, qui sont tous deux issus de la célèbre comète de Halley.

Il arrive également que certains essaims de météores soient associés à des astéroïdes qui auraient pu avoir une activité cométaire dans le passé. Citons l'exemple de 2101 Adonis engendrant les Sagittarides ou de 3200 Phaeton responsable de l'apparition des Géminides.

Parmi les poussières éjectées des noyaux cométaires lors des passages aux environs du Soleil, il existe des particules dont la taille est supérieure à quelques centimètres et qui peuvent également traverser notre atmosphère. Ce sont les météorites.

Les plus primitives et donc les plus rares sont les chondrites carbonées composées d'une matière riche en carbone (3% de la masse) et en eau (jusqu'à 20% d'eau en cristallisation). Les plus connues de ces chondrites carbonées sont celles tombées à Orgueil en 1864 (Tarn et Garonne), à Allende en 1969 (Mexique) et à Murchison également en 1969 (Australie).

## CONCLUSION PARTIELLE

Ainsi, le parcours d'une comète dans notre Système Solaire s'avère difficile et parsemé d'embûches. Lorsqu'elle n'est pas capturée par une planète, éjectée hors du Système Solaire ou que sa trajectoire n'a pas été profondément bouleversée, elle peut se fragmenter et engendrer de nouveaux corps dont les orbites vont se modifier au cours du temps.

Il apparaît donc que l'étude du mouvement des comètes est une tâche ardue qu'ont entreprise depuis plusieurs siècles de nombreux chercheurs.

Tous leurs travaux ne peuvent être résumés; c'est pourquoi, le chapitre suivant ne proposera que quelques exemples importants.

Pour conclure cette partie de mon exposé, je vous propose un poème de Voltaire, écrit en 1738, portant sur les comètes:

*Comètes que l'on craint à l'égard du tonnerre,  
Cessez d'épouvanter les peuples de la Terre,  
Dans une ellipse immense achevez votre cours,  
Remontez, descendez près de l'astre des jours,  
Lancez vos feux, volez, et revenant sans cesse,  
Des mondes épuisés ranimez la vieillesse.*

## CHAPITRE 2: ÉTUDE DYNAMIQUE ANTÉRIEURE DES COMÈTES APPROCHE HISTORIQUE

Ainsi que nous venons de le lire dans le chapitre 1, les débuts de la recherche astronomique ont souvent été chaotiques et hasardeux, malgré des observations précises et anciennes, en raison du monopole de la théorie d'Aristote. La révolution engendrée par la découverte de Tycho Brahé qui montre enfin que les comètes sont des astres et non pas des météores atmosphériques, amène les scientifiques à se pencher sur la question de l'étude de leur mouvement.

Les résultats se suivent alors en constante progression du XVI<sup>e</sup> siècle à nos jours ainsi que je le résumerai dans les deux premiers paragraphes en consacrant une part importante à la période 1800-1900. En effet, ce siècle fut dénommé siècle des comètes à cause du nombre très important d'apparitions de comètes au cours de ces années.

Le XX<sup>e</sup> siècle n'est pas en reste puisque la modernisation des techniques, en particulier informatiques, a permis de modéliser de manière optimale les trajectoires des comètes et parfois d'en étudier l'histoire ou l'évolution éventuelle.

Parmi les nombreuses théories avancées, l'une d'elles développée par Ernst Öpik a retenu mon attention car je reprendrai dans mon étude certaines de ces caractéristiques. Je tâcherai donc de la présenter au mieux dans le troisième paragraphe de ce chapitre.

## 1. TRAVAUX DES SIÈCLES PRÉCÉDENTS

### 1.1. *TYCHO BRAHÉ*

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, la théorie de l'univers d'Aristote s'est imposée durant de nombreux siècles et les comètes ont longtemps été considérées comme des phénomènes météorologiques conduisant au plus grand désordre dans le ciel.

En 1577, l'astronome danois Tycho Brahé observe la grande comète apparue le 13 novembre. C'est le début du changement extraordinaire qui va survenir dans l'étude dynamique des comètes.

Chaque jour, il note la position de la comète par rapport aux étoiles et à l'écliptique afin d'en connaître le chemin. Ainsi, comparant ses résultats avec ceux d'autres observateurs, il prouve que la comète se déplace au-delà de la Lune, sur un cercle pense-t-il. De plus, il estime, dans son *Traité* de 1578, la distance Terre-comète à au moins 230 rayons terrestres. Ce résultat montre de façon indiscutable que les comètes sont des objets célestes dont l'étude va permettre de définir les trajectoires des astres et les raisons de leur mouvement. Cependant, Tycho Brahé rejette encore la théorie de Copernic, développée presque 40 ans plus tôt, selon laquelle la Terre ne serait pas le centre immobile du monde.

S'appuyant sur les observations de Tycho Brahé, qu'il a rencontré à Prague en 1600 et avec qui il a étudié en 1607 le nouveau passage de la comète de Halley, Képler va énoncer ses lois régissant le mouvement des astres, lois que suivent donc aussi les comètes.

### 1.2. *EDMOND HALLEY ET ISAAC NEWTON*

Le XVII<sup>e</sup> siècle offre sa première grande comète en 1618. Galilée a déjà construit sa lunette pour suivre plus précisément le déplacement des astres et disposer d'arcs de trajectoire plus longs. Il est en effet encore très difficile d'évaluer l'orbite d'une comète et de savoir si c'est un cercle, comme le pensait Tycho Brahé, ou une droite comme le suggérait Hevelius. Mais Galilée, malade, ne peut observer la comète de 1618, ce qui ne l'empêchera pas d'écrire en 1619 un "*Traité des comètes*".

La comète suivante n'apparaît qu'en 1664. Sa luminosité très importante et le perfec-

tionnement des instruments d'observation permettent aux astronomes de l'étudier durant plusieurs mois, de vérifier que sa trajectoire est courbe et de remarquer qu'elle est rétrograde, ce qui plonge le milieu scientifique dans la perplexité.

Dans une dissertation adressée à Louis XIV, l'astronome français Pierre Petit se demande si les trajectoires des comètes ne sont pas fermées et donc si celles-ci ne reviennent pas périodiquement. À la suite de cette hypothèse, le premier colloque sur les comètes a lieu à Paris l'année suivante, le 15 janvier 1665 exactement.

En 1680, nouvelle découverte d'une comète qui disparaît rapidement alors qu'un mois plus tard, une autre comète sortant du Soleil fait son apparition. Le pasteur George Samuel Doerffel affirme qu'il ne s'agit en fait que d'une seule comète dont la trajectoire est une parabole ayant pour foyer le Soleil.

Cependant, les véritables progrès ne se font qu'avec la comète de 1682, la future comète de Halley. Lorsque celle-ci devient visible, on commence à penser à une orbite elliptique et à l'idée que c'est le Soleil qui attire les planètes, peut-être les comètes, selon une force inversement proportionnelle au carré de la distance.

Halley se penche sur ce problème et essaye de trouver un lien entre ellipse et loi en  $1/r^2$ . Pour cela, il fait appel, en 1684, à Newton qui a déjà résolu en secret cette question depuis plusieurs années. La réponse tombe et indique qu'une orbite soumise à une force en  $1/r^2$  est bien une ellipse.

Cette théorie de Newton est exposée dans "Principia Mathematica" et permet de conclure qu'une comète suivant une trajectoire elliptique dont le Soleil occupe l'un des foyers, parcourt en quelques semaines l'arc proche du Soleil et met quelques décennies à s'éloigner en ralentissant, puis à se rapprocher en accélérant de notre étoile centrale.

En 1695, Halley essaye de confirmer cette hypothèse en recherchant dans les écrits antérieurs les témoignages de passage des comètes et il s'aperçoit que celles de 1607 et 1531 ont eu une trajectoire proche de la comète de 1682. S'il s'agit d'un seul et même corps, alors celui-ci aurait une période de 75 ou 76 ans et devrait revenir en 1758 ou 1759. L'incertitude vient du fait que la comète devrait être ralentie lors d'un passage proche de Jupiter, mais les calculs tentés par Halley et Newton pour estimer cet effet sont trop complexes et ne seront achevés qu'au siècle suivant.

Newton meurt en 1727 et Halley en 1742 sans avoir eu le bonheur de voir leur hypothèse vérifiée.

À l'approche du nouveau retour de la comète, vers 1758, les disciples de Newton et Halley refont leurs calculs en utilisant de nouvelles méthodes. À l'Observatoire de Paris, le mathématicien Clairaut, l'astronome Lalande et la calculatrice Hortense Lepaute se sont investis dans ce travail. Au bout de plusieurs mois, ils annoncent le retour de la comète pour la mi-avril 1759, à un mois près. Lorsqu'elle réapparaît, le 14 mars, c'est un succès éclatant pour tous et pour la recherche des orbites cométaires. La démonstration est ainsi

faite que les comètes, au même titre que les planètes, gravitent autour du Soleil, bien que leur excentricité soit supérieure.

### *1.3. D'ALEMBERT*

En 1773, dans le tome VI de ses *Opuscles Mathématiques*, d'Alembert essaye d'estimer les perturbations subies par une comète sous l'action d'une des planètes, par exemple Jupiter, lorsqu'elle s'en approche. Pour cela, il suppose que la comète peut être considérée comme satellite de Jupiter puisque la force perturbatrice due au Soleil est très petite comparée à la force centrale exercée par la planète.

De plus, d'Alembert explique que l'action de Saturne sur la comète est négligeable par rapport à l'action de Jupiter du fait que la position de la comète, au voisinage de Jupiter, rend là encore la force perturbatrice résultante très insuffisante.

Ainsi, l'étude du mouvement d'une comète se scinde en deux parties distinctes: calculs "usuels" lorsque la comète est éloignée d'une planète; utilisation de la méthode exposée ci-dessus lorsque la comète se situe dans un voisinage proche de la planète.

Cependant, d'Alembert est confronté au problème de la connaissance de la masse d'une comète. Il suppose qu'elle est nulle par rapport à celle de Jupiter mais il considère pourtant le cas où elle ne le serait pas, entraînant ainsi des perturbations sur le mouvement de Jupiter. Pour lui, le problème devient alors indéterminé et le seul moyen de se tirer de cette difficulté est de supposer que la masse de la comète est nulle, puis de lui donner ensuite différentes valeurs jusqu'à trouver celle qui répond le mieux aux phénomènes.

### *1.4. LAPLACE, LE VERRIER ET LA COMÈTE LEXELL*

Le principe de capture d'une comète à longue période devenant à courte période en passant près d'une planète semble s'être développé à l'époque de Laplace.

En effet, ce dernier pense que l'origine des comètes périodiques est une conséquence des perturbations occasionnées par les grosses planètes lors de passages proches. Pour vérifier et confirmer ses travaux, il suit, avec l'aide de Burkhardt, l'approche de la comète Lexell près de Jupiter en 1767 et 1779.

Cette comète n'a jamais été observée avant 1770. L'attraction de Jupiter diminue, en 1767, sa distance périhélie de telle sorte qu'elle devient visible en 1770. À cette date, sa distance périhélie a pour valeur 0.674 ua et sa période est d'environ 5.5 ans. En 1779,

nouvelles perturbations dues à Jupiter et l'orbite se transforme, reprenant sa distance périhélie quasi-initiale. La comète Lexell redevient invisible aux yeux des observateurs terrestres.

Dans son "Mémoire sur la théorie de la comète périodique de 1770", paru dans les Annales de l'Observatoire de Paris (tome III), Le Verrier reprend l'étude des perturbations de la comète. Il montre que les observations de 1770 ne pouvaient pas déterminer entièrement les éléments de la comète, mais que ceux-ci pouvaient être exprimés en fonction d'une indéterminée variant entre des limites encore assez étendues. Plusieurs valeurs sont donc envisageables et certaines d'entre elles tendent à prouver que la comète aurait pu avoir une orbite parabolique ou même hyperbolique.

### 1.5. LE XIX<sup>E</sup> SIÈCLE

Les efforts entamés au cours des années précédentes se poursuivent encore avec l'aide de la comète de Halley. La découverte d'Uranus par William Herschel, le 13 mars 1781, permet d'affiner la trajectoire de la comète. G. de Pontécoulant prévoit son passage au périhélie pour le 13 novembre 1835. Lorsque celui-ci survient, le 16 novembre, chacun peut se féliciter des progrès obtenus en mécanique céleste.

L'orbite de la comète se précise à nouveau avec la découverte de Neptune par Johann Galle, le 23 septembre 1846, après qu'Urbain Le Verrier eut donné sa position probable ce même mois. Là encore, seulement trois jours séparent le passage au périhélie de la comète, en 1910, des prévisions fournies par le travail de Crommelin.

Ainsi, la comète de Halley a permis de faire des progrès remarquables en mécanique céleste jusqu'à l'aube de notre siècle. Mais d'autres comètes périodiques, bien que moins spectaculaires lors de leurs apparitions, ont été étudiées et ont confirmé les travaux déjà entrepris. Citons les exemples des comètes Encke, découverte en 1786 par Méchain, Messier, revue en 1795, 1805 et 1818 par Pons, Biéla, citée précédemment, ou Faye découverte en 1843.

Le XIX<sup>e</sup> siècle peut être appelé siècle des comètes puisque vingt comètes ont été visibles à l'oeil nu, la plus brillante étant Donati.

Plusieurs hommes ont participé à cette quête de comètes: Charles Messier (18 comètes entre 1759 et 1801), Pierre Méchain (10 comètes entre 1781 et 1802), Jean-Louis Pons (37 comètes entre 1800 et 1830) et, au début des années 1800, Borrelly et Giacobini (11 comètes chacun), Temple (17 comètes) et Barnard (19 comètes).

Le XIX<sup>e</sup> siècle voit également l'apparition d'un nouveau mode d'observation des comètes:

l'étude de leur spectre. Le premier est enregistré par William Huggins sur la comète 1881 III Tebbutt. Ce style d'étude est important car, à l'époque, les trajectoires des comètes sont bien connues, alors que leur origine et leur nature sont encore des mystères. Cette nouvelle technique va donc tenter de les percer.

La détermination précise de l'origine des comètes constitue un sujet d'importance, source de controverses. En effet, cette étude a de nombreuses répercussions dans plusieurs domaines comme la formation du système planétaire, l'origine de l'eau sur les planètes du même type que la nôtre, l'apparition des cratères sur les planètes telluriques et certains satellites des planètes extérieures, ... Ainsi, dès le début du siècle, la question est ouverte et le débat s'engage.

En 1813, Laplace se demande si les comètes ne sont pas issues d'un nuage interstellaire dans lequel, lors d'un passage du Système Solaire au travers de celui-ci, elles auraient été capturées par le Soleil. En 1814, Lagrange estime que les comètes proviennent plutôt des éruptions volcaniques sur les planètes géantes ou sur les satellites de Jupiter.

Ces idées seront reprises beaucoup plus tard mais ne pourront être acceptées en raison de trop nombreuses objections.

Le fait qu'il y ait un nombre important de comètes à courte période (inférieure à 200 ans) est assez difficile à expliquer. En 1850, Stephen Alexander a avancé l'hypothèse de la fragmentation de comètes géantes qui auraient engendré en particulier les comètes de la famille de Jupiter, c'est-à-dire celles de période inférieure à 20 ans. Son argumentation est basée sur la comparaison de certains éléments des comètes connues à cette époque. Son étude d'un groupe de sept comètes montre qu'elles ont des demi-grands axes, des noeuds ascendants et descendants, ainsi que des inclinaisons voisins et donc qu'elles pourraient toutes provenir d'un même grand corps initial, voire de deux, ayant subi les perturbations de Jupiter. L'observation récente (1846) de la fragmentation de la comète Biéla ne peut qu'appuyer ce résultat.

En 1851, Alexander poursuit ce même type d'étude en comparant cette fois-ci les éléments des comètes et des astéroïdes à sa disposition avec l'idée de leur trouver une origine commune. Cette théorie est ensuite reprise par Kirwood en 1888 (cité par Callandreau en 1903) qui rejette le principe de capture d'une orbite parabolique sous l'action des grosses planètes. Il voit dans les comètes de la famille de Jupiter des astéroïdes ayant subi plus que les autres les perturbations de cette planète. Callandreau, en 1903 justement, essaiera de déterminer les points communs existant entre comètes à courte période connues à l'époque (il y en a seulement 31) et astéroïdes. L'unique différence qu'il trouvera réside dans la valeur de la distance périhélie qui est plus petite pour les comètes. Il conclura que seule une étude spectroscopique permettra de faire la différence entre ces deux types de corps.

Toujours dans le même ordre d'idées, le Russe Bredichin, en 1889, estime que la désagrégation qui produit les météores peut aussi donner naissance à des comètes lorsqu'elles s'approchent suffisamment des grosses planètes. Reproduisons ici les remarques établies par Borrelly en 1910: "Monsieur Bredichin, dont les travaux font autorité en cette matière, pense qu'une comète parabolique, pourra avoir, aux environs de son passage au périhélie,

successivement plusieurs émissions de noyaux; une partie décrira des hyperboles, l'autre des ellipses. Les corps détachés pourront être assez grands pour former de véritables comètes nouvelles, entre autres des comètes elliptiques. Il admet comme possible et même probable que toutes les comètes périodiques sont engendrées de cette manière.”

Par la suite, l'américain Newton, en 1893, établit qu'il est possible qu'une comète originellement parabolique puisse se transformer, en une seule rencontre avec une grosse planète, en une comète elliptique avec une période plus petite que celle de la planète. En considérant l'entrée de  $10^9$  comètes dans une sphère autour du Soleil, de rayon égal à celui de l'orbite de Jupiter supposée circulaire, il donne la répartition du nombre de comètes transformées selon la valeur de leur période. Il remarque de plus que la majorité des comètes capturées ont une orbite directe.

En 1889, Tisserand, dont les travaux seront poursuivis par Callandreau en 1892, étudie aussi ce phénomène de capture d'une comète lors d'un passage près d'une grosse planète avec l'éventualité d'une fragmentation. Il considère que la comète arrivant de l'infini dans le Système Solaire avec une vitesse sensiblement parabolique, se trouve donc freinée ou accélérée. Dans le deuxième cas, l'orbite devient elliptique et la comète est capturée sous l'action de la planète. Si par la suite, la comète repasse près de la planète, ou même près d'une autre planète, le phénomène peut se reproduire: l'orbite de la comète peut être rendue plus petite ou redevenir infinie.

Sa théorie s'appuie sur le Problème restreint des Trois Corps car la masse de la comète est considérée comme nulle et, de plus, l'action de la planète est supposée prépondérante lorsque la comète est dans son voisinage.

Tisserand met également en place, en 1896, son fameux critère permettant de décider si les éléments de deux comètes, que l'on suppose identiques bien qu'elles aient été perturbées par une planète, peuvent ou ne peuvent pas correspondre à une même comète. À cet effet, à chaque comète est associée une quantité (la quantité de Tisserand) calculée à l'aide des éléments de la comète.

On peut remarquer que les scénarios de rencontre utilisés par tous ces scientifiques reposent sur les mêmes hypothèses et simplifications. Le XIX<sup>e</sup> siècle fut donc riche en recherches diverses et a posé les bases solides sur lesquelles les astronomes contemporains peuvent maintenant s'appuyer pour réaliser leurs travaux.

## 2. TRAVAUX ACTUELS

Comme nous venons de le voir, le XIX<sup>e</sup> siècle a connu une grande effervescence dans l'étude des comètes en améliorant la découverte et l'observation de ces corps tout en posant les premiers jalons de la recherche de leur nature et de leur origine.

Les travaux restaient cependant très théoriques et dans la plupart des cas, les orbites initiales envisagées (avant une capture par Jupiter exclusivement) étaient paraboliques.

Le XX<sup>e</sup> siècle apportera enfin des réponses à quelques questions posées parfois depuis longtemps grâce aux progrès fulgurants des techniques modernes. Par exemple, l'idée de Lagrange, selon laquelle les comètes proviendraient d'éruptions volcaniques sur les planètes géantes ou leurs satellites, sera reprise par Vsekhsvyatskii et Guliev (1981) puis écartée par de nombreux autres auteurs. La puissance des ordinateurs permet maintenant d'intégrer numériquement l'évolution orbitale des comètes et d'en déduire leurs variations au sein de notre Système Solaire. Par exemple, j'utiliserai souvent dans mon travail les catalogues de Carusi et al. (1985 et 1997) et Belyaev et al. (1986) traduisant ces variations.

De même, certains articles (ceux de Quinn et al., 1990, et de Tancredi et Rickman, 1992, ne sont que deux exemples) utilisent ces techniques bien que l'étude théorique des comètes garde une place importante dans la littérature scientifique.

Le XX<sup>e</sup> siècle voit également se développer de nombreuses théories qui vont être vérifiées par les observations et les missions spatiales:

- la théorie de Whipple portant sur la composition chimique des comètes confirmée et approfondie par les sondes lancées à cet effet auprès de la comète de Halley (voir le chapitre 1);
- la chute d'une comète sur une planète observée en direct avec Shoemaker Levy 9 en juillet 1994 (voir le chapitre 1);
- l'hypothétique existence d'un réservoir plan de comètes au-delà de l'orbite de Neptune, restes du disque protoplanétaire initial, est confirmée et relevée également autour d'étoiles proches comme  $\beta$ -Pictoris (la Ceinture de Kuiper: voir le chapitre 6); son premier élément fut découvert en 1992 par Jewitt et Luu.

Ainsi que l'explique Bailey (1992), notre compréhension des comètes a subi une vraie révolution. Dix ans environ avant son article, on pensait que le Nuage de Oort (réservoir sphérique de comètes mis théoriquement en évidence par Jan Hendrick Oort en 1950: voir le chapitre 6) était stable depuis les débuts du Système Solaire avec une structure peu diffuse et une masse totale de l'ordre de quelques masses terrestres  $M_{\oplus}$ . Maintenant, il est accepté que sa partie extérieure est instable sous l'effet d'influences externes, qu'il a une partie interne de structure complexe et dense et que sa masse totale peut atteindre

au-moins  $20M_{\oplus}$ .

De même, les noyaux cométaires considérés précédemment comme petits et membres insignifiants du Système Solaire sont maintenant reconnus comme ayant un albédo faible, une taille plus importante et une masse beaucoup plus grande que ce qui avait été estimé.

Le problème de l'origine des comètes et du nombre important de celles qui sont de courte période reste une question ouverte et certaines théories envisagées au siècle dernier perdurent. Citons l'hypothèse développée par Bobrovnikoff (1929) et Everhart (1972) d'un flux quasi-parabolique de comètes capturées sous l'action de Jupiter ou de la fragmentation d'une unique comète mère géante, par exemple du type de Chiron, proposée par Bobrovnikoff (1931).

Toujours selon Everhart, seul 0.7% de ces nouvelles orbites évolueraient suffisamment pour devenir observables et appartenir à la famille de Jupiter. Ce constat implique que le flux quasi-parabolique ne peut pas à lui seul expliquer le nombre important de comètes à courte période.

En 1973, Joss essaye d'explicitier le nombre de ce type de comètes en s'appuyant sur les théories de Oort (1950) et de Everhart (1972) mais ne peut apporter de conclusion chiffrée. Il est vrai que cela semble bien sûr fort complexe. C'est pourquoi, au fil des ans, les chercheurs concentreront leurs efforts dans la recherche et l'estimation d'une probabilité de capture des comètes, quelle que soit leur origine, par le Système Solaire. En 1990, Bailey et Stagg travaillent dans ce sens, reprenant l'idée que les comètes à courte période proviendraient d'un flux quasi-parabolique issu du Nuage de Oort. Dans leur article, ils estiment que la probabilité de capture décroît lorsque l'inclinaison de l'orbite cométaire, elle, augmente. En 1990 toujours, Quinn et al. démontrent que l'hypothèse du flux quasi-parabolique n'est pas en accord avec les données actuelles. Ils privilégient la Ceinture de Kuiper comme source des comètes à courte période, principalement celles de la famille de Jupiter. Un excellent résumé de toutes ces différentes théories est disponible dans l'article de Dyson (1992).

Revenons en 1973 où Vaghi écrit dans son article: "Jusqu'à un passé très récent, il était largement admis que la source principale des comètes à courte période était le Nuage de Oort, les orbites considérées étant quasi-paraboliques. Une capture directe avec Jupiter était envisagée et l'approximation au problème restreint des trois corps, Soleil-Jupiter-comète, était utilisée dans les calculs. Plus tard, les caractéristiques dynamiques des comètes à courte période (distribution des excentricités et des constantes de Tisserand) ont montré que l'hypothèse parabolique n'était pas fiable."

Il considère alors l'hypothèse émise par Kazimirchak-Polonskaya en 1967, reprise par Everhart en 1977, selon laquelle une capture serait associée à un processus faisant intervenir toutes les planètes géantes en transférant les comètes d'une planète à l'autre (en commençant par Neptune) jusqu'à une capture finale par Jupiter. Son étude est particulièrement basée sur les différentes évolutions possibles d'une comète en fonction de la valeur de la quantité de Tisserand qui lui est associée. Ce travail sera également développé par Kresak en 1982 et cette idée sera retenue par Rickman, en 1992, qui estimera en outre que les comètes observables ont une durée de vie de 10 000 ans. Levison et Duncan (1994) définissent la durée de vie moyenne des comètes à  $4.6 \times 10^5$  ans grâce à leurs intégrations.

Dans les années suivantes apparaissent les premiers résultats des intégrations numériques de comètes fictives puis des comètes à courte période observées. Les méthodes sont diverses mais offrent un aperçu des éventuelles origines et évolutions de ces comètes. Parmi les travaux portant sur les comètes observées, nommons à nouveau ceux de Carusi et al. (1985 et 1997) et de Belyaev et al. (1986).

En 1980, Froeschlé et Rickman reprennent le principe de captures successives et portent leur attention plus spécialement sur les comètes ayant leur aphélie situé entre 4 et 13 ua. Ils intègrent le mouvement de ces comètes fictives, situées sur des orbites intermédiaires, étapes préliminaires avant toute capture par Jupiter.

Un lien étroit est toujours maintenu entre comètes fictives et comètes observées. En effet, afin d'étudier au mieux l'évolution à long terme de la comète Chiron, Oikawa et Everhart intègrent en 1979 le mouvement de 60 comètes fictives dont les éléments sont très proches de ceux de Chiron. Ils confirment ainsi que des rencontres avec Saturne et Uranus sont possibles.

Dans la même optique, Carusi et al. (1981) étudient la comète Oterma avant sa rencontre avec Jupiter en 1937, ainsi qu'un ensemble de 79 autres comètes fictives sur des orbites similaires. Ils montrent en particulier que ces 80 comètes ont été temporairement satellites de Jupiter.

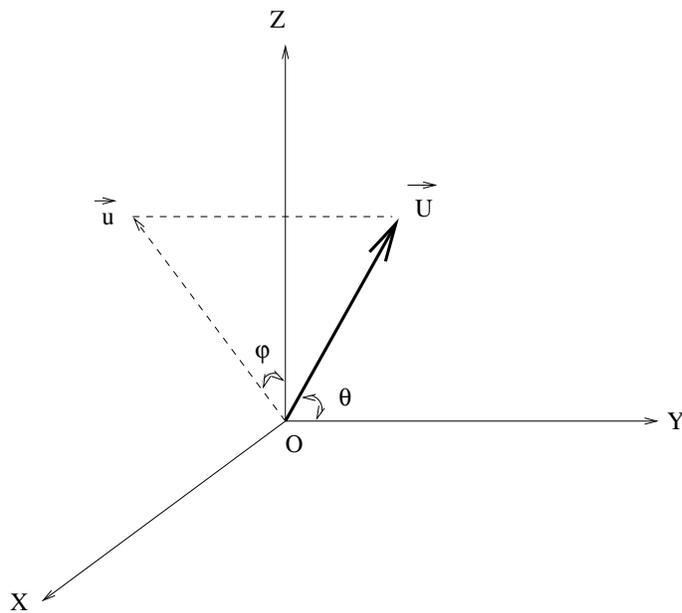
L'utilisation de plus en plus aisée de l'intégration numérique va également permettre de définir les limites des études purement théoriques des problèmes de rencontre comète-planète et de mettre en évidence les variations résultantes. Citons en particulier l'article de Valsecchi et Manara (1996) qui s'appuie sur la théorie d'Öpik présentée dans le paragraphe suivant.

De nombreux autres travaux pourraient être évoqués ici; ils seront largement cités tout au long de cette étude.

### 3. UN CAS PARTICULIER: LA MÉTHODE D'ÖPIK

En 1976, Öpik a étudié le problème de la rencontre d'une particule avec une planète (sa trajectoire est circulaire) à l'aide d'un formalisme particulier dont je m'inspirerai en partie: les orbites héliocentriques sont supposées constantes et képlériennes entre chaque rencontre, alors que, pendant une rencontre, la particule est soumise au problème des deux corps particule-planète. Explicitons au cours des lignes suivantes cette méthode.

Soit le système dynamique formé par le Soleil, une planète d'orbite circulaire de rayon  $R=1$  et une particule placée sur une orbite quelconque croisant la planète et ayant pour éléments connus  $a$  (demi-grand axe),  $e$  (excentricité),  $i$  (inclinaison),  $\omega$  (argument du périhélie) et  $\Omega$  (longitude du noeud ascendant).



(OX) est orienté dans la direction opposée au Soleil;

(OY) est orienté dans la direction du mouvement de la planète;

(OZ) est aligné avec le vecteur moment angulaire de la planète;

$\vec{U}$  est le vecteur vitesse de la particule relative à la planète; sa direction est donnée par les angles  $\theta$  et  $\varphi$ ;

$\vec{u}$  est le projeté du vecteur  $\vec{U}$  dans le plan (XOZ).

Soit  $T = 1/a + 2\sqrt{a(1-e^2)} \cos i$ , la quantité de Tisserand.

$U$  module du vecteur  $\vec{U}$  vérifie  $U = \sqrt{3 - T}$ .

En effet,  $U^2 = \|\vec{v} - \vec{V}\|^2 = v^2 + V^2 - 2vV \cos i$ , où  $\vec{v}$  et  $\vec{V}$  sont respectivement les vitesses héliocentriques de la particule et de la planète.

Deux égalités sont utiles à cette étape:

$$v^2 = \mu(2/r - 1/a) = 2/r - 1/a \text{ et } \sqrt{\mu p} = \sqrt{p} = rv$$

car Öpik pose  $\mu = 1$ .

On en déduit donc:

$$U^2 = \frac{2}{r} - \frac{1}{a} + \frac{2}{R} - \frac{1}{A} - 2\frac{\sqrt{p}}{r} \frac{\sqrt{P}}{R} \cos i$$

La planète étant supposée circulaire,  $R = A = P = 1$ .

$$U^2 = \frac{2}{r} - \frac{1}{a} + 1 - 2\frac{\sqrt{p}}{r} \cos i$$

Au moment de la rencontre,  $r = R = 1$  et de ce fait:

$$U^2 = 2 + 1 - 1/a - 2\sqrt{a(1 - e^2)} \cos i = 3 - T$$

d'où  $U = \sqrt{3 - T}$ .

Les angles  $\theta$  et  $\varphi$  sont définis de la façon suivante:

$$\theta = \cos^{-1} \frac{(1 - U^2 - 1/a)}{2U}$$

avec  $0 \leq \theta \leq \pi$

$$\varphi = \tan^{-1} \left( \pm \sqrt{\frac{2a - 1}{a^2(1 - e^2)} - 1} \frac{1}{\sin i} \right)$$

avec  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$

Le vecteur  $\vec{U}$  possède trois composantes qui peuvent s'exprimer en fonction des éléments héliocentriques de la particule:

$$\begin{cases} U_X &= U \sin \theta \sin \varphi &= (2 - \frac{1}{a} - a(1 - e^2))^{1/2} \\ U_Y &= U \cos \theta &= \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i - 1 \\ U_Z &= U \sin \theta \cos \varphi &= \sqrt{a(1 - e^2)} \sin i \end{cases}$$

Ainsi, connaître les composantes du vecteur vitesse relative  $\vec{U}$  permet d'estimer les éléments orbitaux  $a$ ,  $e$  et  $i$ , et réciproquement.

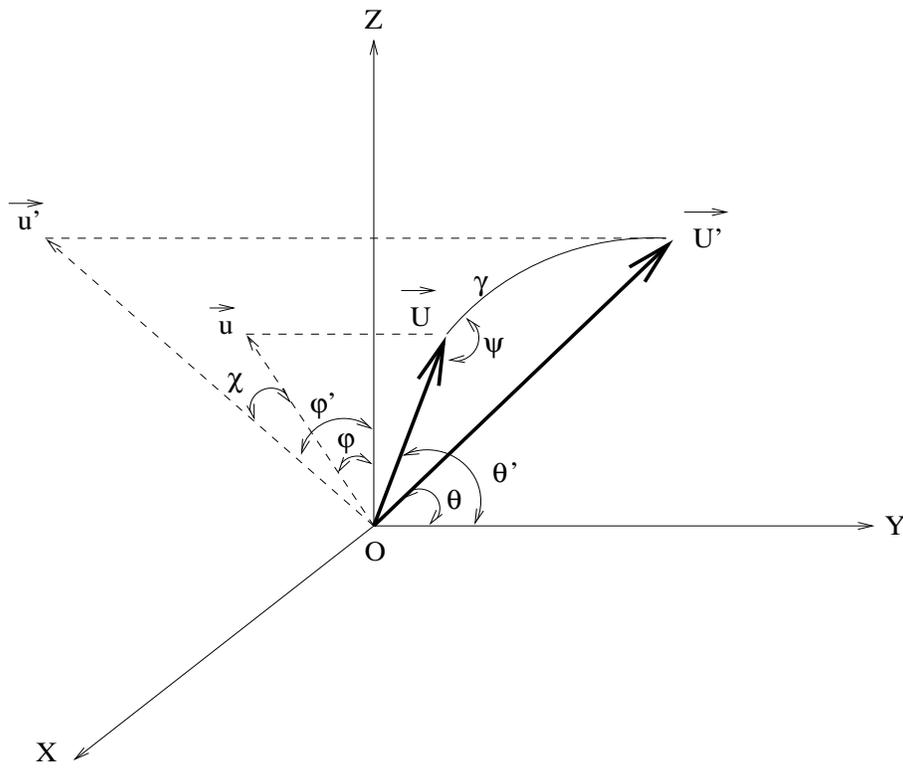
Après la rencontre avec la planète, le vecteur  $\vec{U}$  a tourné d'un angle  $\gamma$  dans la direction de  $\psi$ , où  $\psi$ , compté dans le sens des aiguilles d'une montre, est l'angle formé à partir du méridien contenant  $\vec{U}$ .

$\theta'$  et  $\varphi'$  sont les angles définissant le nouveau vecteur vitesse relative  $\vec{U}'$ .

Ils s'expriment:

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \gamma + \sin \theta \sin \gamma \cos \psi$$

$$\tan \varphi' = \frac{\tan \varphi - \tan \chi}{1 + \tan \varphi \tan \chi}$$



Le calcul des angles  $\theta'$  et  $\varphi'$  et l'hypothèse  $\|\vec{U}\| = \text{constante}$  permettent de connaître le vecteur  $\vec{U}'$  et son module, donc ses composantes, et, par suite, les nouveaux éléments orbitaux  $a'$ ,  $e'$  et  $i'$  après la rencontre.

Le travail d'Öpik se poursuit par la comparaison des demi-grands axes  $a$  et  $a'$ , des excentricités  $e$  et  $e'$  et des inclinaisons  $i$  et  $i'$  à l'aide de ce modèle géométrique. Je m'attacherai plus à étudier la variation des inclinaisons, ce point étant important dans mon exposé.

Afin d'étudier les variations de l'inclinaison, il est utile de considérer la valeur  $\Delta i = \tan i' - \tan i$  où :

$$\tan i = \frac{U_Z}{1 + U_Y} = \frac{\cos \varphi \sin \theta}{1/U + \cos \theta}$$

$$\tan i' = \frac{\cos \varphi \sin \theta \cos \gamma - \cos \varphi \cos \theta \sin \gamma \cos \psi + \sin \varphi \sin \gamma \sin \psi}{1/U + \cos \theta \cos \gamma + \sin \theta \sin \gamma \cos \psi}$$

Trois cas principaux sont envisageables :

$$\Delta i > 0 \quad \text{donc} \quad i' > i$$

$$\Delta i = 0 \quad \text{donc} \quad i' = i$$

$\Delta i < 0$

$$0 < \tan i' < \tan i \quad \text{donc} \quad i' < i$$

$$\tan i' = 0 \quad \text{donc} \quad i' = 0$$

$$0 > \tan i' > -\tan i \quad \text{donc} \quad i' < i \quad \text{avec échange des noeuds}$$

$$\tan i' = -\tan i \quad \text{donc} \quad i' = i \quad \text{avec échange des noeuds}$$

$$\tan i' < -\tan i \quad \text{donc} \quad i' > i \quad \text{avec échange des noeuds}$$

Parmi les cas jugés particulièrement intéressants et explicités avec précision par Carusi et Valsecchi en 1990 ( $i = i'$  et  $i' = 0$ ), je retiendrai qu'il est possible que le plan orbital de la particule soit invariant, hypothèse essentielle dans mon scénario de rencontre proche entre une comète et une planète.

Si  $\Delta i = 0$ , alors la différence  $\tan i' - \tan i$  peut s'exprimer, en reprenant les expressions de  $\tan i$  et  $\tan i'$  définies ci-dessus, de la façon suivante:

$$A \cos \psi + B \sin \psi + C = 0$$

avec

$$\begin{cases} A &= -\cos \varphi \sin \gamma (1 + \frac{1}{U} \cos \theta) \\ B &= \sin \varphi \sin \gamma (\frac{1}{U} + \cos \theta) \\ C &= \frac{1}{U} \cos \varphi \sin \theta (\cos \gamma - 1) \end{cases}$$

La transformation de cette égalité conduit à l'équation du second degré en  $\cos \psi$ :

$$(A^2 + B^2)(\cos \psi)^2 + 2AC \cos \psi + C^2 - B^2 = 0$$

qui admet pour solutions:

$$\cos \psi_1 = \frac{-AC + B\sqrt{A^2 + B^2 - C^2}}{A^2 + B^2} \quad \text{et} \quad \cos \psi_2 = \frac{-AC - B\sqrt{A^2 + B^2 - C^2}}{A^2 + B^2}$$

Ainsi, il existe deux orbites possibles répondant à la même contrainte initiale,  $\Delta i = 0$ , comme nous le verrons dans le chapitre 5 consacré aux comparaisons des différentes méthodes (celle d'Öpik, l'intégration numérique et celle présentée dans ce travail).

## CONCLUSION PARTIELLE

Que de progrès réalisés depuis la découverte fondamentale de Tycho Brahé en 1577!

Les comètes, enfin associées à des astres, attisent de plus en plus l'intérêt des scientifiques qui espèrent découvrir tous leurs secrets. Les premiers pas sont importants grâce au perfectionnement des instruments d'observation dès la deuxième moitié du XVII<sup>e</sup> siècle. Ils permettent d'assurer que la trajectoire des comètes est courbe et même elliptique comme le prouve Halley. Celui-ci annoncera de plus le retour de la célèbre comète qui porte maintenant son nom, retour confirmé 70 ans après par Clairaut, Lalande et Hortense Lepaute.

L'étude du mouvement des comètes a pris son essor et ne cessera plus de s'approfondir, se perfectionner. Citons les travaux de d'Alembert, Laplace, Le Verrier pour le XVIII<sup>e</sup> siècle, de Newton, Tisserand, Callandreau pour le XIX<sup>e</sup> siècle et de Belyaev, Everhart, Öpik et tant d'autres pour notre siècle.

Les différentes études, théoriques ou basées sur l'intégration numérique, s'affrontent et se complètent, permettant de progresser et de comprendre l'évolution orbitale de ces corps.

Les observations et les missions spatiales toujours plus performantes confirment la théorie de Whipple concernant la composition chimique des comètes ou celle d'Oort et Kuiper supposant la présence d'un réservoir de comètes aux confins de notre Système Solaire.

Ainsi, la recherche, encore en perpétuelle évolution, commence à apporter des réponses précises à toutes nos interrogations et à repousser toujours plus loin les limites de notre compréhension.

J'ose espérer que personne ne s'enfuiera comme ces étudiants à la vue de la partie théorique qui débute dès la page suivante...!!!

### CHAPITRE 3: DESCRIPTION THÉORIQUE DE MON ÉTUDE

Cette partie historique qui vient d'être abordée permet de situer le cadre de mon étude. La recherche du mouvement orbital des comètes s'est donc affinée au fil des siècles jusqu'à offrir aujourd'hui, grâce aux moyens très performants de l'informatique, des trajectoires toujours plus précises. Il apparaît cependant que cette recherche reste complexe car la trajectoire d'une comète peut être sujette à de nombreuses perturbations dues à des passages proches du Soleil ou de planètes, comme par exemple Jupiter.

Un problème subsiste encore et porte sur l'origine de toutes ces comètes à courte période que nous avons la chance de pouvoir observer. Plusieurs travaux et simulations ont déjà été entrepris depuis la fin du siècle dernier. La transformation d'une orbite à longue période en une orbite à courte période au voisinage d'une grosse planète semble maintenant bien acceptée et les modélisations de ces rencontres proches, scénarios catastrophiques, sont nombreuses. Cependant, dans la plupart des travaux réalisés précédemment (Newton, 1893, Edelman, 1991, ne sont que deux exemples), les auteurs ont considéré que la capture de la comète par le Système Solaire ne se faisait qu'en une seule rencontre et ont même parfois imposé à l'orbite initiale d'être parabolique. Dans mon étude, je ne me restreins pas à ces deux hypothèses puisque toutes sortes d'orbites peuvent être envisageables et la capture d'une comète par le Système Solaire peut survenir après plusieurs rencontres successives avec les planètes joviennes ainsi que le souligne Vaghi (1973).

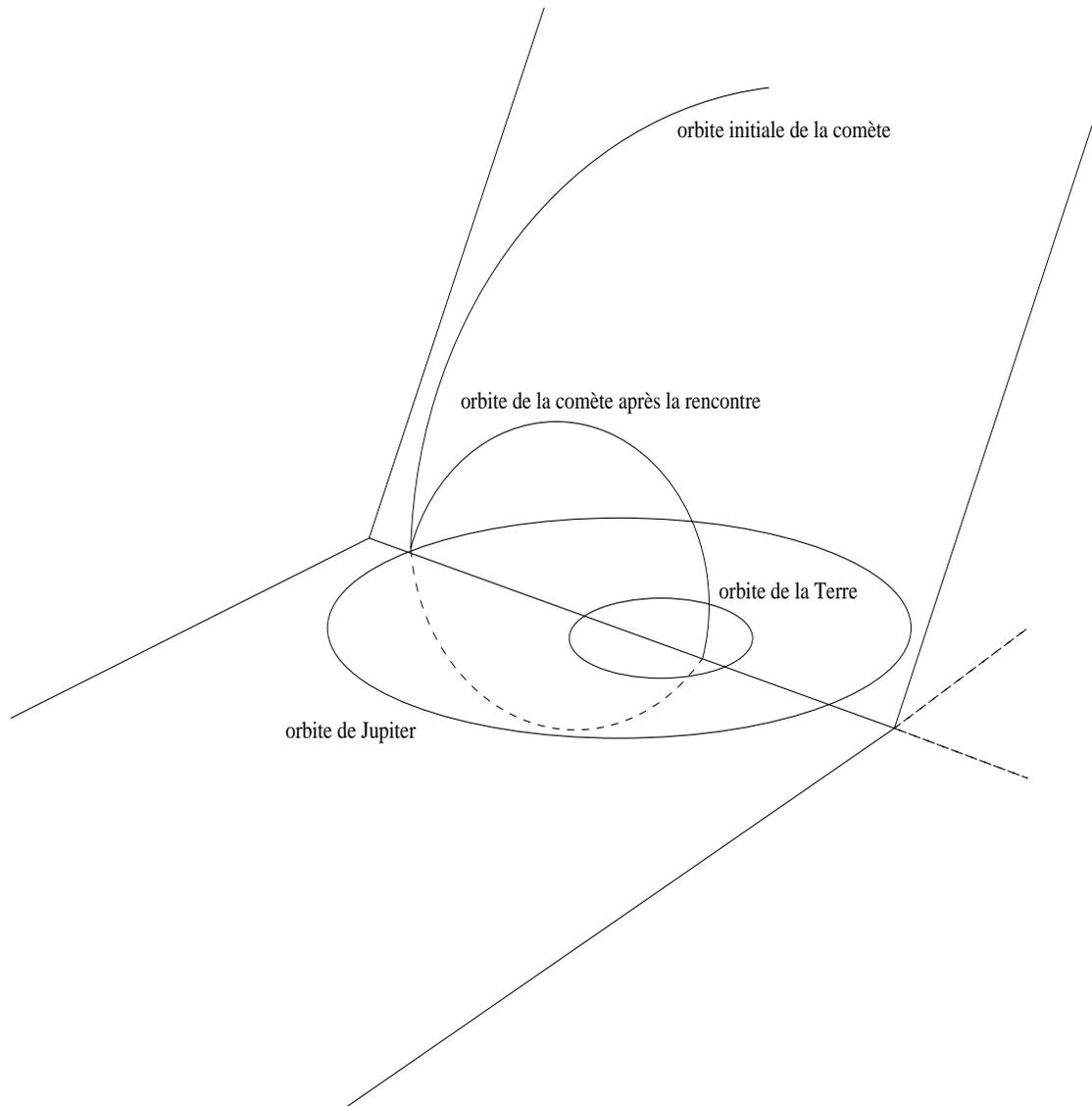
Comme je l'ai dit dans le chapitre précédent, la théorie d'Öpik a attiré mon attention puisque certaines des hypothèses avancées par cet auteur correspondent aux miennes (réduction au problème des deux corps planétocentrique au moment de la rencontre; conservation du plan orbital de la comète durant la rencontre).

Ainsi, dans les trois premiers paragraphes de ce chapitre, je décrirai les caractéristiques de mon modèle particulier de rencontre proche, comète-planète, amenant à une équation très utile pour redéfinir l'évolution antérieure, voire l'origine, hypothétiques de ces corps.

Les quatre derniers paragraphes très théoriques me fourniront des indications quant aux valeurs possibles de la distance de rencontre à l'aide d'un encadrement de cette distance et aux orbites initiales. Étaient-elles directes? rétrogrades? inclinées ou non sur l'écliptique? La valeur de l'inclinaison est-elle fonction de la nature de l'orbite initiale?

Tant de questions qui peuvent offrir une première description des orbites des comètes avant les observations actuelles.

# EXEMPLE DE RENCONTRE ENTRE UNE COMÈTE ET JUPITER



## 1. NOTATIONS

Tout au long de mon étude, les valeurs des éléments orbitaux seront toujours instantanées et définies dans un repère héliocentrique. Toutes les quantités primées se référeront à la planète responsable de la rencontre proche avec une comète, voire de la capture de celle-ci par le Système Solaire. Les quantités non primées se rapporteront à la comète étudiée. De plus, les valeurs évaluées juste avant la rencontre seront indexées par  $i = 1$ , juste après la rencontre par  $i = 2$  et les valeurs actuelles par  $i = obs$ . Il peut bien évidemment y avoir plusieurs rencontres proches successives avec la même planète ou avec des planètes différentes. Dans ces conditions, il suffira de faire varier les indices en respectant la notation  $i = 1$  pour la première des rencontres.

- $\mu$  est la constante de gravitation;
- $\vec{v}$  est le vecteur vitesse,  $v$  son module;
- $\vec{r}$  est le rayon vecteur,  $r$  son module;
- $e$  est l'excentricité;
- $a$  est le demi-grand axe;
- $p$  est le paramètre de l'orbite conique;
- $q$  est la distance périhélie;
- $Q$  est la distance aphélie;
- $I$  est l'inclinaison rapportée au plan orbital de la planète;
- $\omega$  est l'argument de la latitude du périhélie;
- $\Omega$  est la longitude du noeud ascendant;
- $E$  est l'anomalie excentrique;
- $f$  est l'anomalie vraie;
- $L$  est la longitude écliptique du périhélie;
- $B$  est la latitude écliptique du périhélie.

Dans la plupart des travaux déjà effectués sur les comètes à courte période (moins de 200 ans), il est d'usage de nommer comètes de la famille de Jupiter, celles dont l'aphélie se situe près de l'orbite de Jupiter et dont la période n'excède pas 13 ans (ou 20 ans selon les auteurs), et comètes du type de Halley toutes les autres.

Afin de simplifier la classification et l'appellation des comètes que j'ai à étudier ici, je nommerai "groupe de la famille de Jupiter" (respectivement Saturne, Uranus et Neptune) l'ensemble de toutes les comètes ayant leur point aphélie situé près de l'orbite de Jupiter (respectivement Saturne, Uranus et Neptune).

Il est utile de noter que les forces non-gravitationnelles dues au dégazage lors d'un passage

proche du Soleil ont peu d'effets sur les comètes ayant une distance périhélie supérieure à 2 ua. De ce fait, je négligerai ces forces dans l'exposé de mon étude portant sur l'origine et l'évolution des comètes observées actuellement.

## 2. EXPOSÉ DE LA MÉTHODE

### Rencontre aux sommets des orbites

Le scénario de rencontre d'une comète et d'une planète, avec éventuellement capture de la comète par le Système Solaire sous l'action de la planète, scénario que je considère ici, est soumis aux conditions suivantes: si une comète (qui peut parfois être géante) ayant une orbite conique  $O_1$  rencontre à l'un de ses sommets une planète extérieure, elle se fragmente en raison du choc si elle dépasse la limite de Roche et génère une ou plusieurs petites comètes avec une orbite elliptique  $O_2$ .

Ce sommet initial devient un des sommets de l'orbite capturée par le Système Solaire.

Le catalogue de Belyaev et al. (1986) offre un tableau (table 14 page 372) donnant le nom des comètes dont la rencontre avec Jupiter a fourni les plus grands changements d'énergie. Il s'avère que, dans chaque cas, la rencontre a eu lieu près du périhélie de l'orbite initiale qui est devenu l'aphélie de l'orbite actuelle, scénario en tout point semblable au cadre de mon étude.

Pour appuyer ce point essentiel de mon travail, donnons plusieurs autres références d'articles proposant ce type d'hypothèse.

Everhart (1972), puis Delsemme (1973) assurent que 90% des comètes capturées par Jupiter l'ont été à leur périhélie, entre 4 et 6 ua, et avaient une inclinaison comprise entre  $0^\circ$  et  $9^\circ$ . Froeschlé et Rickman (1980) estiment qu'il est plus que probable qu'une étape intermédiaire dans tout procédé de capture par Jupiter mette en évidence des orbites cométaires à courte période ayant leur périhélie situé près de la planète. Pour eux, l'argument le plus fort est dû au fait que les intégrations numériques des mouvements des comètes de la famille de Jupiter donnent toujours des orbites de ce style.

En 1983, Tomanov précise que la plus grande probabilité de capture des comètes à longue période, qui deviennent comètes à courte période, est obtenue lorsque la rencontre se fait près du périhélie initial des comètes.

Tancredi et al. (1990) écrivent que la plupart des comètes à courte période observées ont fait l'expérience d'une rencontre proche avec Jupiter (la distance minimale avec la planète est inférieure à 0.5 ua) pendant les derniers 400 ans. Ces rencontres correspondent souvent aux captures d'objets à partir d'orbites de périodes plus longues et de distances périhélie plus grandes. Ils notent qu'il y a beaucoup d'exemples de transitions d'orbites tangentes

au périhélie à celle de Jupiter en orbites tangentes à l'aphélie à celle de la planète. Enfin, Carusi et Valsecchi (1992) expliquent que pour faire démarrer le procédé de capture en plusieurs étapes, qui permettra éventuellement à certaines comètes de devenir membres de la famille de Jupiter, il faut que les comètes aient leur périhélie initial à la limite du système planétaire. Leur capture par Neptune est extrêmement limitée à moins que l'inclinaison orbitale ne soit très faible. Tomanov (1980) a lui aussi souligné qu'il y avait un déficit de comètes de demi-grand axe compris entre 20 et 30 ua en raison de la faible probabilité de leur capture.

### Conservation de l'inclinaison de la comète

Même s'il y a discontinuité pendant la rencontre de tous les éléments orbitaux de la comète durant un très court laps de temps, je suppose que le plan orbital de la comète reste inchangé.

Ainsi que je l'ai déjà mentionné dans le chapitre précédent, cette supposition repose sur l'un des cas présentés dans la méthode d'Öpik, cas équiprobable à tous ceux étudiés, et est mentionnée par Vaghi (1973) qui écrit que l'inclinaison ne subit que de très petites variations lors des perturbations planétaires. Everhart (1972) suppose lui-aussi dans son travail que l'inclinaison reste inchangée au cours du processus de capture. Notons enfin que, d'après les catalogues d'intégration numérique des mouvements des comètes (Carusi et al., 1985 et 1997, Belyaev et al., 1986), nombreuses sont celles qui présentent au cours de leur évolution une variation de leur inclinaison inférieure à  $2^\circ$ .

Enfin, dans leur article (1990), Quinn et al. étudient les perturbations planétaires et l'origine des comètes à courte période en intégrant un échantillon d'orbites cométaires soumises à l'action du Soleil et des planètes géantes. Ils montrent ainsi que "la majorité des comètes à courte période, celles avec une période orbitale inférieure à 20 ans (la famille de Jupiter), ne peut provenir d'orbites isotropiques avec un périhélie près de celle de Jupiter, c'est-à-dire du Nuage de Oort, mais plutôt d'un disque situé dans la partie externe du Système Solaire. En effet, une source d'orbites d'inclinaison faible, croisant celle de Neptune, fournit une distribution de comètes observables appartenant à la famille de Jupiter qui est en accord avec les données actuelles en tout point". Ceci induit donc la conclusion suivante: il n'y a pas de variations très importantes de l'inclinaison des comètes durant leur évolution au sein du Système Solaire, ce qui conforte mon hypothèse.

### Problème des deux corps comète-planète lors de la rencontre

De même, je reprends dans mon travail une autre hypothèse proposée par Öpik concernant l'orbite de la comète. Pendant les rencontres, l'étude du mouvement de la comète se réduit au problème des deux corps planétocentrique comète-planète. En outre, Greenberg et al. (1988) affirment et démontrent, en comparant plusieurs théories de rencontres planétaires proches, que le problème des deux corps peut très convenablement approximer les rencontres comète-planète, même dans le cas de faibles vitesses et de rencontres lointaines. De ce fait, si l'on considère le vecteur vitesse  $\vec{U}$  de la comète dans le repère planétocentrique, il apparaît que le module  $U$  de celui-ci reste inchangé durant la rencontre puisque, je le rappelle, le problème du "choc" au sens de Poincaré (quasi-collision de deux corps se

produisant pendant un temps très court) envisagé ici se réduit au problème des deux corps planète-comète.

Dans son tome III des *Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste* (1899), Poincaré expose sa théorie sur les solutions périodiques de deuxième espèce et définit en particulier sa notion de choc, utilisée dans ce travail, de la façon suivante:

“Supposons que deux corps dont l’un a une masse infiniment petite (une planète et une comète), d’abord très éloignés l’un de l’autre, décrivent tous deux une ellipse képlérienne. Il pourra arriver que ces deux ellipses se rencontrent ou passent très près l’une de l’autre et cela de manière qu’à un certain moment, la distance des deux corps devienne très petite. À ce moment, l’action perturbatrice de la planète pourra devenir sensible et l’orbite du corps de masse nulle subira des perturbations importantes. Puis, les corps, s’étant de nouveau éloignés, décriront encore des ellipses képlériennes mais celle du corps de masse nulle différera beaucoup de l’ancienne.

Je désignerai sous le nom de choc ce phénomène, bien qu’il ne s’agisse pas d’un choc au sens propre du mot puisque les deux corps ne viennent pas au contact l’un de l’autre. Le temps très court du choc se réduit à un instant.

Considérons maintenant la vitesse relative du corps de masse infiniment petite par rapport à celle de la planète. Cette vitesse devra être la même en grandeur avant et après le choc mais elle pourra différer en direction.”

La vitesse planétocentrique  $U$  est définie de la façon suivante:

$$\frac{U^2}{2} = \frac{\mu'}{\Delta} - \frac{\mu'}{2A}$$

où  $\Delta$  est la distance planétocentrique de la comète,  $A$  le demi-grand axe planétocentrique de la comète et  $\mu'$  la constante de gravitation relative à la planète.

Les hypothèses de la rencontre (quasi-collision des deux corps pendant un temps infiniment court) permettent de remarquer que  $\Delta_1 = \Delta_2$ .

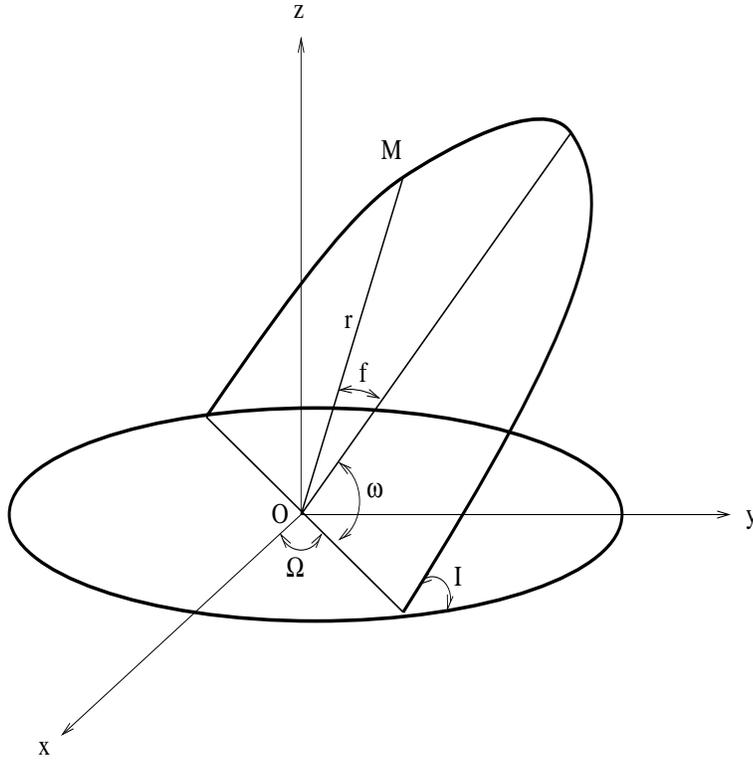
Puisque  $\mu'/2A$  est la constante de l’intégrale de l’énergie relative au problème des deux corps, l’égalité  $U_1 = U_2$  est justifiée.

## 2.1. CONSERVATION DU PLAN ORBITAL DE LA COMÈTE

Le modèle de rencontre (ou de choc au sens de Poincaré) défini ici induit que les positions sont inchangées puisque la quasi-collision se produit pendant un temps infiniment court. Ainsi, si l’on se place dans un repère héliocentrique  $(O, x, y, z)$  et si les positions de la

comète avant et après la rencontre sont notées par  $M_1(x_1, y_1, z_1)$  et  $M_2(x_2, y_2, z_2)$ , on peut écrire:

$$\overrightarrow{OM_1} = \overrightarrow{OM_2}.$$



De plus, pour qu'il y ait rencontre au sommet dans le plan de la planète, il faut que  $\sin b_1$  et  $\sin b_2$  soient proches de 0, où  $b_1$  et  $b_2$  sont les latitudes héliocentriques de la comète par rapport à la planète avant et après la rencontre. Sachant que  $\sin b = \sin I \sin(\omega_p + f_p)$  où  $\omega_p$  est l'argument de latitude du périhélie et  $f_p$  l'anomalie vraie (qui vaut 0 ou  $\pi$  selon que la rencontre a lieu au périhélie ou à l'aphélie) de l'orbite définie par rapport à la planète, cela induit que soit  $\sin I_1$  et  $\sin I_2$  sont proches de 0, soit  $\sin(\omega_{p1} + f_{p1})$  et  $\sin(\omega_{p2} + f_{p2})$  sont proches de 0.

En prenant en compte les éléments osculateurs héliocentriques de la comète, il est possible d'écrire les coordonnées  $(x, y, z)$  de la manière suivante:

$$\begin{cases} x = r [\cos(f_p + \omega_p) \cos \Omega_p - \sin(f_p + \omega_p) \sin \Omega_p \cos I] \\ y = r [\cos(f_p + \omega_p) \sin \Omega_p + \sin(f_p + \omega_p) \cos \Omega_p \cos I] \\ z = r [\sin(f_p + \omega_p) \sin I] \end{cases}$$

Afin de simplifier les écritures, omettons par la suite les indices  $p$  et n'oublions pas que les hypothèses de la rencontre permettent d'écrire  $r_1 = r_2$ .

Premier cas:  $\sin I_1 \simeq 0$  et  $\sin I_2 \simeq 0$

Il est donc possible d'affirmer que  $\cos I_1 \simeq \pm 1$  et  $\cos I_2 \simeq \pm 1$ , ce qui va se traduire de la façon suivante pour les positions  $M_1$  et  $M_2$ :

$$\begin{cases} \cos(f_1 + \omega_1) \cos \Omega_1 \pm \sin(f_1 + \omega_1) \sin \Omega_1 \simeq \cos(f_2 + \omega_2) \cos \Omega_2 \pm \sin(f_2 + \omega_2) \sin \Omega_2 \\ \cos(f_1 + \omega_1) \sin \Omega_1 \pm \sin(f_1 + \omega_1) \cos \Omega_1 \simeq \cos(f_2 + \omega_2) \sin \Omega_2 \pm \sin(f_2 + \omega_2) \cos \Omega_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \cos(f_1 + \omega_1 \pm \Omega_1) \simeq \cos(f_2 + \omega_2 \pm \Omega_2) \\ \sin(f_1 + \omega_1 \pm \Omega_1) \simeq \sin(f_2 + \omega_2 \pm \Omega_2) \end{cases}$$

Ce qui implique:

$$\omega_1 \simeq \omega_2 + (f_2 - f_1) \pm (\Omega_2 - \Omega_1) \pmod{\pi}$$

D'après le scénario de rencontre envisagé dans ce travail, il est possible d'écrire que  $f_2 \simeq f_1 \pmod{\pi}$  et  $\Omega_2 \simeq \Omega_1 \pmod{\pi}$ . Ainsi, on obtient:

$$\omega_1 \simeq \omega_2 \pmod{\pi}$$

Deuxième cas:  $\sin(\omega_1 + f_1) \simeq 0$  et  $\sin(\omega_2 + f_2) \simeq 0$

Ces deux hypothèses permettent d'écrire  $\cos(\omega_1 + f_1) \simeq \pm 1$  et  $\cos(\omega_2 + f_2) \simeq \pm 1$ . Pour les positions  $M_1$  et  $M_2$ , cela se traduit par:

$$\begin{cases} \pm \cos \Omega_1 \simeq \pm \cos \Omega_2 \\ \pm \sin \Omega_1 \simeq \pm \sin \Omega_2 \end{cases}$$

Ce qui peut encore s'écrire:

$$\Omega_1 \simeq \Omega_2 \pmod{\pi}$$

L'expression de  $z$  permet d'avoir la relation suivante:

$$\sin(f_1 + \omega_1) \sin I_1 = \sin(f_2 + \omega_2) \sin I_2$$

Le modèle de rencontre induit que  $f_1 + \omega_1 \simeq f_2 + \omega_2 \pmod{2\pi}$ .

Ceci permet d'en déduire  $\sin(f_1 + \omega_1) \simeq \sin(f_2 + \omega_2)$ .

Finalement, l'expression transformée de  $z$  implique:

$$\frac{\sin I_1}{\sin I_2} = \frac{\sin(f_2 + \omega_2)}{\sin(f_1 + \omega_1)} \simeq 1$$

d'où

$$\sin I_1 \simeq \sin I_2$$

ou encore

$$I_1 \simeq I_2 \quad \text{et} \quad I_1 \simeq \pi - I_2$$

Ainsi, dans les deux cas, il apparaît que le plan orbital héliocentrique de la comète par rapport à la planète peut rester inchangé durant la rencontre, ce qui sous-entend que la conclusion est encore la même pour le plan relatif à l'écliptique.

## 2.2. CRITÈRE DE TISSERAND

Reprenons l'égalité  $U_1 = U_2$ .

Le module  $U_i$  de la vitesse est défini par  $U_i = \|\vec{v}_i - \vec{v}'_i\|$  où  $\vec{v}_i$  et  $\vec{v}'_i$  sont les vitesses dans le repère héliocentrique.

$$\text{Donc, } U_i^2 = \|\vec{v}_i - \vec{v}'_i\|^2 = v_i^2 + v_i'^2 - 2\vec{v}_i \cdot \vec{v}'_i.$$

Le vecteur vitesse  $\vec{v}$  est défini par  $\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_\theta$  où  $\vec{v}_r$  est la vitesse radiale et  $\vec{v}_\theta$  est la vitesse transverse.

Dans le cas de la comète,  $\vec{v}_r = \vec{0}$  car la rencontre a lieu à l'un des sommets de l'orbite, d'où  $\vec{v} = \vec{v}_\theta$ .

$$\vec{v}_i \cdot \vec{v}'_i = \vec{v}_{\theta_i} \cdot (\vec{v}_{r'_i} + \vec{v}_{\theta'_i}) = \vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{r'_i} + \vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{\theta'_i}$$

La définition du choc au sens de Poincaré utilisée ici induit que la rencontre proche se faisant pendant un temps extrêmement court, le vecteur  $\vec{r}_i$  tend vers le vecteur  $\vec{r}'_i$ . Il est donc possible d'écrire puisque la comète se trouve à l'un de ses sommets:

$$\vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{r'_i} = \vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{r_i} = 0$$

$$\text{et } \vec{v}_i \cdot \vec{v}'_i = \vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{\theta'_i}$$

Ces simplifications me permettent alors d'écrire:

$$\vec{v}_i \cdot \vec{v}'_i = \vec{v}_{\theta_i} \cdot \vec{v}_{\theta'_i} = v_{\theta_i} v_{\theta'_i} \cos I_i$$

En tenant compte de ces dernières transformations, je simplifierai les notations et écritures des formules en posant:  $\vec{v}_i \cdot \vec{v}'_i = v_i v'_i \cos I_i$ .

Il est maintenant possible d'écrire  $U_i^2 = v_i^2 + v_i'^2 - 2v_i v'_i \cos I_i$ .

Rappelons ici deux égalités classiques:  $v^2 = \mu(2/r - 1/a)$  et  $\sqrt{\mu p} = rv$  aux sommets des orbites.

En remplaçant celles-ci dans l'expression de  $U_i^2$ , j'obtiens:

$$U_i^2 = \mu\left(\frac{2}{r_i} - \frac{1}{a_i}\right) + \mu\left(\frac{2}{r'_i} - \frac{1}{a'_i}\right) - 2\frac{\sqrt{\mu p_i}}{r_i} \frac{\sqrt{\mu p'_i}}{r'_i} \cos I_i$$

De plus,  $U_1^2 = U_2^2$  devient, en simplifiant par  $\mu$  dans les deux membres:

$$\frac{2}{r_1} - \frac{1}{a_1} + \frac{2}{r'_1} - \frac{1}{a'_1} - 2\frac{\sqrt{p_1}}{r_1} \frac{\sqrt{p'_1}}{r'_1} \cos I_1 = \frac{2}{r_2} - \frac{1}{a_2} + \frac{2}{r'_2} - \frac{1}{a'_2} - 2\frac{\sqrt{p_2}}{r_2} \frac{\sqrt{p'_2}}{r'_2} \cos I_2$$

Le choc se produisant pendant un temps très court et la comète n'ayant aucun effet sur la planète, je peux écrire:

$$\begin{cases} r'_1 & = & r'_2 & = & r' \\ r_1 & = & r_2 & = & r \\ a'_1 & = & a'_2 & = & a' \\ p'_1 & = & p'_2 & = & p' \end{cases}$$

La dernière grande égalité devient donc:

$$\frac{1}{a_1} + 2\frac{\sqrt{p_1}}{r_1} \frac{\sqrt{p'_1}}{r'_1} \cos I_1 = \frac{1}{a_2} + 2\frac{\sqrt{p_2}}{r_2} \frac{\sqrt{p'_2}}{r'_2} \cos I_2$$

En posant  $\alpha = 1/a + 2(\sqrt{p}\sqrt{p'}/rr')$   $\cos I$ , valeur appelée quantité de Tisserand, il est possible d'écrire:

$$\boxed{\alpha_1 = \alpha_2}$$

Remarquons que dans la cas d'une planète d'orbite circulaire de rayon  $r' = a' = r = 1$ , il est possible d'écrire:

$$\alpha = \frac{1}{a} + 2\sqrt{p} \cos I = \frac{1}{a} + 2\sqrt{a(1 - e^2)} \cos I$$

Cette expression correspond bien à celle définie par Öpik et notée dans le chapitre 2.

Rappelons enfin que pour Vaghi, dans le cas du problème restreint des trois corps Soleil-planète-comète, la quantité de Tisserand est un invariant associé à la comète qui reste inchangé en cas de perturbations planétaires et peut être utilisé comme un paramètre de

classification et d'évolution de l'orbite. De plus, il estime que l'on peut prédire la destinée d'une comète juste en considérant sa quantité de Tisserand et réciproquement, retourner en arrière vers l'orbite initiale à partir de la connaissance de ses éléments actuels.

### 2.3. MISE EN ÉQUATIONS DU PROBLÈME

Posons

$$X = r\alpha = \frac{r}{a} + 2\frac{\sqrt{p}\sqrt{p'}}{r'} \cos I$$

et transformons cette égalité sans oublier les hypothèses du scénario de rencontre proche:

$$\begin{cases} r = r_1 = r_2 = r' \\ \cos I_{obs} = \cos I_2 = \varepsilon \cos I_1 \end{cases}$$

Dans la grande majorité des cas  $\varepsilon = 1$  et pour très peu de comètes seulement  $\varepsilon = -1$ . C'est pourquoi, traitons indépendamment ces deux possibilités.

$\varepsilon = 1$

$$X = \frac{r}{a} + 2\frac{\sqrt{p}\sqrt{p'}}{\sqrt{r}\sqrt{r'}} \cos I = \frac{r}{a} + 2\sqrt{\frac{p}{r}}\sqrt{\frac{p'}{r'}} \cos I$$

Les valeurs  $x$  et  $u'$  sont définies par  $x = \sqrt{p/r}$  et  $u' = \sqrt{p'/r'}$ .

Notons que pour les planètes d'orbite circulaire,  $e' = 0$  donc  $p' = a' = r'$  et  $u' = 1$ .

Je ré-utilise maintenant les égalités  $v^2 = \mu(2/r - 1/a)$  et  $\sqrt{\mu p} = rv$ .

$$\begin{aligned} v^2 = \mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right) &\implies \frac{\mu p}{r^2} = \mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right) \implies \frac{p}{r^2} = \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \\ &\implies \frac{p}{r} = 2 - \frac{r}{a} \implies x = \sqrt{\frac{p}{r}} = \sqrt{2 - \frac{r}{a}} \end{aligned}$$

En remplaçant dans l'expression de  $X$ , j'obtiens:  $X = 2 - x^2 + 2xu' \cos I$  et donc:

$$\boxed{x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0}$$

Sachant que  $X_1 = X_2$  puisque  $\alpha_1 = \alpha_2$ , il est donc évident d'écrire:

$$\begin{cases} x_1^2 - 2x_1u' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0 \\ x_2^2 - 2x_2u' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0 \end{cases}$$

Ainsi, les variables  $x_1$  et  $x_2$  sont toutes deux solutions de la même équation:

$$x^2 - 2xu' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$$

$$\underline{\varepsilon = -1}$$

Reprenons l'équation  $x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0$ .

Cette fois-ci, l'égalité  $X_1 = X_2$  fournit deux équations distinctes puisque  $\cos I_2 = -\cos I_1$ :

$$\begin{cases} x_1^2 - 2x_1u' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0 \\ x_2^2 + 2x_2u' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0 \end{cases}$$

Les variables  $x_1$  et  $x_2$  sont donc solutions de deux équations différentes.

En résumé, il est possible de remarquer que les deux cas envisagés ci-dessus fournissent tous deux la même équation  $x^2 - 2xu' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$  dont les solutions sont  $x_1$  et  $\varepsilon x_2$  avec  $\varepsilon = \pm 1$ .

#### 2.4. RECHERCHE DES ÉLÉMENTS DES ORBITES $O_1$ ET $O_2$

Là encore, plusieurs cas sont à prendre en compte. Soit la rencontre se fait au périhélie de l'orbite initiale qui devient l'aphélie de la nouvelle orbite, soit la rencontre se fait à l'aphélie de l'orbite qui reste inchangé.

Mais avant d'effectuer ces calculs, il faut se poser le problème de l'estimation de  $r$ , distance de rencontre de la comète supposée proche de la distance aphélie actuelle et située dans l'intervalle  $[q'; Q']$  ou au voisinage de  $q'$  ou de  $Q'$ . L'évolution des orbites après la rencontre a bien évidemment changé cette distance et il faut donc essayer de retrouver une valeur plausible.

Selon les caractéristiques des orbites actuelles, plusieurs possibilités sont envisageables (calcul de moyenne, valeurs actuelles des distances aphélie ou périhélie) et montrent, comme nous le verrons par la suite dans les applications numériques, qu'il existe toujours une distance  $r$  de rencontre.

Se pose également le problème du calcul de  $\alpha_2$ , quantité de Tisserand, et donc de  $X_2$ . Pour toutes les comètes situées près de l'orbite d'Uranus et au-delà, les éléments orbitaux sont relativement stables. De ce fait, la valeur de  $\alpha$  reste elle-aussi assez stable et il est donc possible d'estimer  $\alpha_2$  à l'aide des valeurs actuelles fournies par les observations ou celle du dernier  $\alpha_3$  calculé lorsqu'il y a plusieurs rencontres consécutives.

En ce qui concerne Jupiter, les quantités de Tisserand sont approximativement égales aux constantes de Jacobi (c'est le cas d'un mouvement planétaire circulaire) puisque l'excentricité de Jupiter, égale à 0.048, est très petite. Dans le cas de Saturne, il se pourrait pourtant que la quantité de Tisserand soit affectée par Jupiter et présente de grandes variations. Mais, une étude réalisée à partir du catalogue de Carusi (1985) montre qu'il n'en est rien et que cette quantité reste relativement stable. Ainsi, dans ces deux cas encore,  $\alpha_2$  peut s'exprimer grâce aux données actuelles ou au dernier  $\alpha_3$  calculé.

Rajoutons de plus trois remarques puisées dans différents articles notifiant la quasi-stabilité de la quantité de Tisserand.

Kresak, en 1982, écrit que "les rencontres planétaires peuvent transporter les comètes d'un espace de phase à un autre seulement le long de trajectoires particulières qui dépendent de la planète rencontrée et qui sont contraintes par la conservation approximative de la quantité de Tisserand relative à la planète avec laquelle la comète a interagit". Ceci rejoint l'une des hypothèses établies par Vaghi (1973) et mon modèle de capture.

D'autre part, Carusi et Valsecchi en 1985 expliquent que "sur des échelles de temps comparables à l'évolution orbitale des comètes périodiques, les variations de la constante de Jacobi,  $J$ , dues à l'excentricité de la planète contrôlant la comète sont très petites". Ceci signifie donc que les caractéristiques inhérentes à la constante de Jacobi peuvent se retrouver pour la quantité de Tisserand.

Enfin, en 1994, Levison et Duncan intègrent le mouvement de toutes les comètes à courte période sur une échelle de temps d'environ  $10^7$  ans. Ils remarquent que la quantité de Tisserand, pour la majorité des comètes de la famille de Jupiter, ne présente pas de variations substantielles, en particulier lors des rencontres proches avec la planète.

### Rencontre au périhélie qui devient l'aphélie

Rappelons que

$$\begin{aligned} r/a_1 &= 1 - e_1 \cos E_1 = 1 - e_1 \text{ au périhélie} \\ r/a_2 &= 1 - e_2 \cos E_2 = 1 + e_2 \text{ à l'aphélie} \end{aligned}$$

Connaissant  $x_1 = \sqrt{2 - r/a_1}$  et  $x_2 = \sqrt{2 - r/a_2}$ , je peux calculer  $r/a_1$  et  $r/a_2$ , puis  $a_1$  et  $a_2$  et enfin:

$$\begin{array}{lll} e_1 = 1 - r/a_1 & q_1 = r & Q_1 = a_1(1 + e_1) \text{ pour une ellipse} \\ & & = \infty \text{ dans le cas contraire} \\ e_2 = r/a_2 - 1 & q_2 = a_2(1 - e_2) & Q_2 = r \end{array}$$

### Rencontre à l'aphélie avec conservation de celui-ci

Dans ce cas,  $r/a_1 = 1 + e_1$  et  $r/a_2 = 1 + e_2$  du fait que l'on est toujours à l'aphélie.

Une fois encore, je calcule  $r/a_1$  et  $r/a_2$ , puis  $a_1$  et  $a_2$  ainsi que:

$$\begin{array}{lll} e_1 = r/a_1 - 1 & q_1 = a_1(1 - e_1) & Q_1 = r \\ e_2 = r/a_2 - 1 & q_2 = a_2(1 - e_2) & Q_2 = r \end{array}$$

Une étude plus générale engendre bien entendu deux autres cas: la rencontre s'effectue soit au périhélie avec conservation de celui-ci, soit à l'aphélie qui devient le périhélie de la nouvelle orbite.

Ces hypothèses permettent donc de déterminer les éléments de la façon suivante:

### Rencontre au périhélie avec conservation de celui-ci

On peut écrire  $r/a_1 = 1 - e_1$  et  $r/a_2 = 1 - e_2$  du fait que l'on est toujours au périhélie.

Je calcule  $r/a_1$  et  $r/a_2$ , puis  $a_1$  et  $a_2$  ainsi que:

$$\begin{array}{lll} e_1 = 1 - r/a_1 & q_1 = r & Q_1 = a_1(1 + e_1) \text{ pour une ellipse} \\ & & = \infty \text{ dans le cas contraire} \\ e_2 = 1 - r/a_2 & q_2 = r & Q_2 = a_2(1 + e_2) \text{ pour une ellipse} \\ & & = \infty \text{ dans le cas contraire} \end{array}$$

### Rencontre à l'aphélie qui devient le périhélie

Pour finir, on a  $r/a_1 = 1 + e_1$  et  $r/a_2 = 1 - e_2$ .

Je calcule  $r/a_1$  et  $r/a_2$ , puis  $a_1$  et  $a_2$  ainsi que:

$$\begin{array}{lll} e_1 = r/a_1 - 1 & q_1 = a_1(1 - e_1) & Q_1 = r \\ e_2 = 1 - r/a_2 & q_2 = r & Q_2 = a_2(1 + e_2) \text{ pour une ellipse} \\ & & = \infty \text{ dans le cas contraire} \end{array}$$

Ces calculs permettent donc de définir une orbite initiale éventuelle de toutes les comètes observées actuellement. Il apparaît dans la grande majorité des cas que la nouvelle distance aphélie  $Q_1$  est proche de l'orbite d'une autre planète plus éloignée du Soleil. Le scénario défini ci-dessus se répète donc et fournit alors, à l'aide de la même équation que je rappelle ici  $x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0$ , une nouvelle orbite plus ancienne. Les éléments initiaux ne sont plus  $a_{obs}$ ,  $e_{obs}$ , ..., mais les derniers éléments trouvés, indexés par  $i = 1$ .

Cette procédure peut bien évidemment se répéter plusieurs fois au cours de l'évolution d'une comète.

Une telle description montre que le modèle de rencontre que je considère et son application reposent sur une étude théorique des orbites cométaires.

### 3. ENCADREMENT DE LA DISTANCE DE RENCONTRE

La recherche de l'encadrement de la distance de rencontre  $r$  peut se faire à l'aide de l'équation  $x^2 - 2xu' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$  définie ci-dessus. En effet, pour que cette équation puisse admettre des solutions et par la suite fournir les valeurs de  $x_1$  et  $\varepsilon x_2$ , il faut que son discriminant soit positif. Cette condition essentielle va donc être le point de départ de mon raisonnement.

L'équation  $x^2 - 2xu' \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$  admet pour discriminant réduit:

$$\delta_1 = u'^2 (\cos I_1)^2 - X_2 + 2$$

La condition  $\delta_1 > 0$  se traduit de la façon suivante (n'oublions pas que  $r = r'$  et que  $\cos I_2 = \varepsilon \cos I_1 = \varepsilon \cos I$ ):

$$\begin{aligned} X_2 - 2 - u'^2 (\cos I_1)^2 &< 0 \\ \frac{r}{a} + 2\sqrt{\frac{p}{r}}\sqrt{\frac{p'}{r'}} \cos I_2 - 2 - \frac{p'}{r'} (\cos I_1)^2 &< 0 \\ \frac{r}{a} + 2\varepsilon \frac{\sqrt{p}\sqrt{p'}}{r} \cos I - 2 - \frac{p'}{r} (\cos I)^2 &< 0 \end{aligned}$$

En multipliant cette dernière inégalité par  $ar$ , on obtient:

#### 3.1. PREMIER CAS: $a > 0$

$$r^2 + 2\varepsilon a \sqrt{p}\sqrt{p'} \cos I - 2ar - ap' (\cos I)^2 < 0$$

ou encore

$$r^2 - 2ar + a\sqrt{p'} \cos I (2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) < 0$$

L'encadrement de  $r$  résulte directement de l'étude de l'inégalité que je viens de définir, donc, dans ce but, considérons maintenant l'équation:

$$r^2 - 2ar + a\sqrt{p'} \cos I (2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) = 0 \tag{1}$$

Le discriminant réduit relatif à l'équation (1) est le suivant:

$$\begin{aligned}\delta_2 &= a^2 - a\sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) \\ &= a[a - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I)]\end{aligned}$$

Pour que le discriminant soit positif, il faut vérifier que:

$$a - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) > 0$$

Sachant que  $p = a(1 - e^2)$  et en supposant que  $e \neq 1$ , il est facile d'écrire:

$$\frac{p}{1 - e^2} - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) > 0$$

Les deux conditions  $a > 0$  et  $e \neq 1$  impliquent que l'orbite finale considérée (les deux valeurs apparaissent dans l'expression de  $X_2$  donc correspondent à l'orbite après la rencontre) est une ellipse, donc que  $e < 1$  et  $1 - e^2 > 0$ . Notons cependant que par hypothèse  $X_1 = X_2$ , ce qui implique que le raisonnement précédent aurait pu être réalisé avec les éléments initiaux  $a_1$  et  $e_1$ . Ainsi, la conclusion établie ci-dessus peut s'appliquer également à l'orbite initiale.

$$p - 2\varepsilon\sqrt{p}(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 > 0$$

En posant  $P = \sqrt{p}$ , l'inégalité se transforme ainsi:

$$P^2 - 2\varepsilon P(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 > 0$$

La dernière étape de ce raisonnement est donc d'étudier cette inégalité et de constater qu'elle est toujours vérifiée. Pour cela, définissons l'équation (2):

$$P^2 - 2\varepsilon P(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 = 0 \quad (2)$$

et calculons son discriminant réduit.

$$\begin{aligned}\delta_3 &= [\varepsilon(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I]^2 - p'(1 - e^2)(\cos I)^2 \\ &= p'(1 - e^2)^2(\cos I)^2 - p'(1 - e^2)(\cos I)^2 \\ &= p'(1 - e^2)(\cos I)^2(1 - e^2 - 1) \\ &= -e^2 p'(1 - e^2)(\cos I)^2\end{aligned}$$

Puisque  $1 - e^2 > 0$ , le discriminant  $\delta_3$  est négatif et, par suite, le signe du polynôme défini par l'équation (2) correspond au signe du coefficient de  $P^2$ , c'est-à-dire qu'il est toujours positif.

De ce fait, l'inégalité en  $P^2$  est toujours vérifiée et donc:

- $a - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) > 0$  est toujours vrai;
- de même,  $\delta_2 > 0$  est aussi toujours vrai.

Tous les calculs ont ainsi été effectués pour définir de manière formelle un encadrement de la distance de rencontre  $r$ :

$$a - \sqrt{\delta_2} < r < a + \sqrt{\delta_2}$$

### 3.2. DEUXIÈME CAS: $a < 0$

#### 3.2.1. Encadrement de $r$

Cette hypothèse implique que l'orbite finale est une hyperbole, donc que  $e > 1$  et  $1 - e^2 < 0$ . Mais, ce type d'orbite ne correspond pas à l'hypothèse formulée au début du chapitre: l'orbite  $O_2$  est elliptique. Cependant, dans le paragraphe précédent, j'ai expliqué que la condition portant sur l'orbite finale pouvait aussi être valable pour l'orbite initiale puisque  $X_1 = X_2$ , ce qui ne change rien à l'étude suivante.

$$r^2 + 2\varepsilon a \sqrt{p} \sqrt{p'} \cos I - 2ar - ap'(\cos I)^2 > 0$$

ou encore

$$r^2 - 2ar + a\sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) > 0$$

Cette dernière inégalité prouve qu'un encadrement de  $r$  ne peut pas être établi. En effet, il n'est possible d'obtenir qu'une valeur supérieure ou bien une valeur inférieure de cette distance de rencontre  $r$ .

Considérons à nouveau l'équation (1):

$$r^2 - 2ar + a\sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) = 0$$

Le discriminant réduit relatif à cette équation est toujours le même:

$$\delta_2 = a[a - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I)]$$

Les limites supérieure et inférieure de  $r$  ne seront obtenues que si le discriminant  $\delta_2$  est positif. On aura alors:

$$r < a - \sqrt{\delta_2} \quad \text{ou} \quad r > a + \sqrt{\delta_2}$$

Sachant que  $a$  est un nombre négatif, l'expression  $a - \sqrt{\delta_2}$  l'est aussi et, de ce fait, la condition  $r < a - \sqrt{\delta_2}$  n'a aucun sens puisque la distance de rencontre  $r$  est bien évidemment positive.

Ainsi, dans le cas d'une hyperbole, il n'est possible de définir qu'une limite inférieure de la distance  $r$ .

Etablissons maintenant quelles sont les conditions pour lesquelles le discriminant  $\delta_2$  est positif.

Sachant que  $a$  est un nombre négatif, il faut vérifier que:

$$a - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) < 0$$

Reprenons  $p = a(1 - e^2)$  et n'oublions pas que  $1 - e^2 < 0$ . Cela permet d'écrire:

$$\frac{p}{1 - e^2} - \sqrt{p'} \cos I(2\varepsilon\sqrt{p} - \sqrt{p'} \cos I) < 0$$

$$p - 2\varepsilon\sqrt{p}(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 > 0$$

En posant encore  $P = \sqrt{p}$ , l'inégalité se transforme de la façon suivante:

$$P^2 - 2\varepsilon P(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 > 0$$

Redéfinissons l'équation (2):

$$P^2 - 2\varepsilon P(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 = 0$$

et reprenons son discriminant:

$$\delta_3 = -e^2 p'(1 - e^2)(\cos I)^2$$

Puisque  $1 - e^2 < 0$ , le discriminant  $\delta_3$  est positif.

Ainsi, l'inégalité  $P^2 - 2\varepsilon P(1 - e^2)\sqrt{p'} \cos I + p'(1 - e^2)(\cos I)^2 > 0$  est vérifiée pour:

$$\sqrt{p} < (1 - e^2)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I - \sqrt{\delta_3} \quad \text{ou} \quad \sqrt{p} > (1 - e^2)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I + \sqrt{\delta_3} \quad (3)$$

En fonction de ces conditions portant sur  $p$ , il est possible d'écrire:

$$r > a + \sqrt{\delta_2}$$

### 3.2.2. Étude des conditions particulières (3)

Pourquoi l'inégalité  $\sqrt{p} < (1 - e^2)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I - \sqrt{\delta_3}$  est-elle impossible?

Rappelons l'expression du discriminant  $\delta_3$ :

$$\delta_3 = -e^2 p' (1 - e^2) (\cos I)^2$$

et exprimons sa racine carrée:

$$\begin{aligned} \sqrt{\delta_3} &= \sqrt{|-e^2 p' (1 - e^2) (\cos I)^2|} \\ &= \sqrt{e^2 p' |1 - e^2| (\cos I)^2} \\ &= \sqrt{e^2 p' (e^2 - 1) (\cos I)^2} \text{ puisque } 1 - e^2 < 0 \\ &= e \sqrt{p'} \sqrt{e^2 - 1} |\cos I| \end{aligned}$$

La condition portant sur  $\sqrt{p}$  se traduit donc de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \sqrt{p} &< (1 - e^2)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I - e\sqrt{p'}\sqrt{e^2 - 1} |\cos I| \\ \sqrt{p} &< -(e^2 - 1)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I - e\sqrt{p'}\sqrt{e^2 - 1}\varepsilon_1 \cos I \text{ avec } \varepsilon_1 = \pm 1 \\ \sqrt{p} &< \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I (-\varepsilon\sqrt{e^2 - 1} - e\varepsilon_1) \end{aligned}$$

Premier cas:  $\varepsilon = 1$

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I (-\sqrt{e^2 - 1} - e\varepsilon_1)$$

Si  $\cos I > 0$ , alors  $\varepsilon_1 = 1$ .

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I (-\sqrt{e^2 - 1} - e)$$

Si  $\cos I < 0$ , alors  $\varepsilon_1 = -1$ .

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I (-\sqrt{e^2 - 1} + e)$$

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I \frac{e^2 - e^2 + 1}{e + \sqrt{e^2 - 1}}$$

$$\sqrt{p} < \frac{\sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I}{e + \sqrt{e^2 - 1}}$$

Deuxième cas:  $\varepsilon = -1$

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I (\sqrt{e^2 - 1} - e\varepsilon_1)$$

Si  $\cos I > 0$ , alors  $\varepsilon_1 = 1$ .

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I (\sqrt{e^2 - 1} - e)$$

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I \frac{e^2 - 1 - e^2}{\sqrt{e^2 - 1} + e}$$

$$\sqrt{p} < -\frac{\sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I}{\sqrt{e^2 - 1} + e}$$

Si  $\cos I < 0$ , alors  $\varepsilon_1 = -1$ .

$$\sqrt{p} < \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I (\sqrt{e^2 - 1} + e)$$

Dans tous les cas de figure,  $\sqrt{p}$  est majorée par une expression négative, ce qui est bien évidemment impossible. De ce fait, la seule condition plausible pour  $\sqrt{p}$  reste la minoration de cette valeur que nous allons maintenant étudier.

Étude de  $\sqrt{p} > (1 - e^2)\varepsilon\sqrt{p'} \cos I + \sqrt{\delta_3}$

L'expression de  $\sqrt{\delta_3}$  étant toujours la même, il est aisé d'obtenir l'inégalité suivante:

$$\sqrt{p} > \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I (-\varepsilon\sqrt{e^2 - 1} + e\varepsilon_1) \text{ avec } \varepsilon_1 = \pm 1$$

Premier cas:  $\varepsilon = 1$

$$\sqrt{p} > \sqrt{e^2 - 1} \sqrt{p'} \cos I (-\sqrt{e^2 - 1} + e\varepsilon_1)$$

Si  $\cos I > 0$ , alors  $\varepsilon_1 = 1$ .

$$\begin{aligned}\sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I(-\sqrt{e^2 - 1} + e) \\ \sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I \frac{e^2 - e'^2 + 1}{e + \sqrt{e^2 - 1}} \\ \sqrt{p} &> \frac{\sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I}{e + \sqrt{e^2 - 1}}\end{aligned}$$

Si  $\cos I < 0$ , alors  $\varepsilon_1 = -1$ .

$$\begin{aligned}\sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I(-\sqrt{e^2 - 1} - e) \\ \sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'}(-\cos I)(\sqrt{e^2 - 1} + e)\end{aligned}$$

Deuxième cas:  $\varepsilon = -1$

$$\sqrt{p} > \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I(\sqrt{e^2 - 1} + e\varepsilon_1)$$

Si  $\cos I > 0$ , alors  $\varepsilon_1 = 1$ .

$$\sqrt{p} > \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I(\sqrt{e^2 - 1} + e)$$

Si  $\cos I < 0$ , alors  $\varepsilon_1 = -1$ .

$$\begin{aligned}\sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} \cos I(\sqrt{e^2 - 1} - e) \\ \sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'}(-\cos I)(e - \sqrt{e^2 - 1}) \\ \sqrt{p} &> \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'}(-\cos I) \frac{e^2 - e'^2 + 1}{e + \sqrt{e^2 - 1}} \\ \sqrt{p} &> \frac{\sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'}(-\cos I)}{e + \sqrt{e^2 - 1}}\end{aligned}$$

Les transformations précédentes se résument aux deux formules suivantes:

$$\sqrt{p} > \sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} |\cos I| (\sqrt{e^2 - 1} + e)$$

$$\sqrt{p} > \frac{\sqrt{e^2 - 1}\sqrt{p'} |\cos I|}{e + \sqrt{e^2 - 1}}$$

En supposant que  $1 < e < 2$  puisque la plus grande excentricité observée est de 1.057, il est aisé de montrer que:

$$1 < e + \sqrt{e^2 - 1} < 2 + \sqrt{3}$$

N'oublions pas que  $p = a(1 - e^2) = (-a)(e^2 - 1)$ .

Ainsi, les inégalités encadrées ci-dessus se transforment de la façon suivante:

$$\sqrt{(-a)} > \frac{\sqrt{p'} |\cos I|}{e + \sqrt{e^2 - 1}} > \frac{\sqrt{p'} |\cos I|}{2 + \sqrt{3}}$$

et

$$\sqrt{(-a)} > \sqrt{p'} |\cos I| (e + \sqrt{e^2 - 1}) > \sqrt{p'} |\cos I|$$

Rappelons que ces deux inégalités sont liées à une orbite hyperbolique, ce qui sous-entend que le demi-grand axe  $a$  est très grand et, par voie de conséquence, que les deux conditions sont toujours vérifiées.

### 3.3. ÉTUDE DU CAS OU L'EXCENTRICITÉ EST ÉGALE À 1

#### 3.3.1. Étude similaire pour une orbite parabolique

Cette hypothèse  $e = 1$  implique forcément que l'orbite finale est parabolique. Ceci sous-entend donc que  $a = \infty$  et que  $p = 2q$ . Là encore, cette condition portant sur l'orbite finale peut être attribuée à l'orbite initiale afin de respecter le scénario de rencontre que j'étudie ici.

Reprenons donc le raisonnement.

$$\delta_1 = u'^2 (\cos I_1)^2 - X_2 + 2 > 0$$

$$X_2 - 2 - u'^2 (\cos I_1)^2 < 0$$

$$\frac{r}{a} + 2\sqrt{\frac{p}{r}}\sqrt{\frac{p'}{r'}} \cos I_2 - 2 - \frac{p'}{r'} (\cos I_1)^2 < 0$$

$$2\varepsilon \frac{\sqrt{2q}\sqrt{p'}}{r} \cos I - 2 - \frac{p'}{r} (\cos I)^2 < 0$$

En multipliant cette dernière inégalité par  $r$ , on obtient:

$$2\sqrt{2}\varepsilon\sqrt{q}\sqrt{p'}\cos I - 2r - p'(\cos I)^2 < 0$$

$$r > \sqrt{2}\varepsilon\sqrt{q}\sqrt{p'}\cos I - \frac{1}{2}p'(\cos I)^2$$

En transformant cette dernière inégalité, on obtient:

$$r > \sqrt{p'}\cos I(\sqrt{2}\varepsilon\sqrt{q} - \frac{1}{2}\sqrt{p'}\cos I)$$

De même que dans le cas hyperbolique, il n'est possible d'obtenir qu'une limite inférieure de la distance de rencontre  $r$ .

### 3.3.2. Autre type de raisonnement

Edelman (1991) a proposé dans son article un mode de calcul de la distance héliocentrique de rencontre d'une comète en supposant que celle-ci avait une orbite initiale parabolique et avait été capturée par le Système Solaire, sous l'action d'une grosse planète, en une seule rencontre.

Reproduisons ici son développement qui s'applique dans cette partie du raisonnement où l'orbite initiale (ou finale) est supposée parabolique.

Reprenons l'expression de  $X_1$  tout en sachant que  $a_1 = \infty$  et  $e_1 = 1$ .

$$X_1 = r_1\alpha_1 = r_1\left(\frac{1}{a_1} + 2\frac{\sqrt{p_1}}{r_1}\frac{\sqrt{p'}}{r'}\cos I_1\right)$$

Puisque la rencontre se produit avec une planète jovienne dont l'excentricité est faible ( $r' \simeq a' \simeq p'$ ), il est possible de définir  $\tilde{X}_1$ , valeur très proche de  $X_1$ , par:

$$\tilde{X}_1 = p'\alpha_1 = p'\left(\frac{1}{a_1} + 2\frac{\sqrt{p_1}}{r_1}\frac{\sqrt{p'}}{r'}\cos I_1\right)$$

De plus, les hypothèses de la rencontre,  $r_1 = r' = r$  et  $\cos f_1 = 1$  (rencontre au périhélie), permettent de transformer l'expression de  $\tilde{X}_1$  de la façon suivante:

$$\tilde{X}_1 = 2p'\sqrt{\frac{p_1}{r_1}}\frac{\sqrt{p'}}{r\sqrt{r}}\cos I_1 = 2p'\sqrt{1 + e_1\cos f_1}\frac{\sqrt{p'}}{r\sqrt{r}}\cos I_1$$

$$\tilde{X}_1 = 2p' \sqrt{2} \frac{\sqrt{p'}}{r\sqrt{r}} \cos I_1 = 2^{3/2} \frac{p'^{3/2}}{r^{3/2}} \cos I_1$$

Cette dernière expression se traduit donc pour obtenir  $r$  par:

$$r^{3/2} = \frac{2^{3/2} p'^{3/2} \cos I_1}{\tilde{X}_1}$$

et

$$r = 2p' \left( \frac{\cos I_1}{\tilde{X}_1} \right)^{2/3}$$

Pour conclure, nous pouvons remarquer que dans le cas où l'orbite initiale est supposée parabolique, une égalité et non plus un encadrement permet de déterminer la valeur de la distance de rencontre  $r$ .

### 3.3.3. Cas d'une orbite rectilinéaire

La condition  $\epsilon = 1$  peut aussi être attribuée au cas rectilinéaire. Cela sous-entend que  $X = 2$  et se traduit, en sachant que  $p = a(1 - \epsilon^2) = 0$ , par:

$$X = \frac{r}{a} = 2 \implies r = 2a$$

Lors des applications numériques, il sera intéressant de vérifier si les éventuelles comètes ayant eu une orbite rectilinéaire au cours de leur histoire réalisent cette dernière condition.

#### 4. ENCADREMENT DE LA SOLUTION DE L'ÉQUATION FONDAMENTALE

##### 4.1. *ÉTUDE DES DIFFÉRENTES VALEURS DE CETTE SOLUTION*

Comme  $x$  est défini par  $x = \sqrt{p/r}$ , il est évident que  $0 \leq x < \infty$ .

$$\begin{aligned} x^2 = 2 - r/a &= 2 - (1 - e) = 1 + e \text{ lorsque la rencontre se fait au périhélie: cas 1} \\ &= 2 - (1 + e) = 1 - e \text{ lorsque la rencontre se fait à l'aphélie: cas 2} \end{aligned}$$

$x = 0$

Cas 1:  $e = -1$ , cette solution est impossible

Cas 2:  $e = 1$ , l'orbite  $O$  est rectilinéaire et  $Q = r$

$0 < x < 1$

Cas 1:  $-1 < e < 0$ , cette solution est impossible

Cas 2:  $0 < e < 1$ , l'orbite  $O$  est elliptique et  $Q = r$

$x = 1$

Dans les deux cas, l'orbite  $O$  est circulaire

$1 < x < \sqrt{2}$

Cas 1:  $0 < e < 1$ , l'orbite  $O$  est elliptique et  $q = r$

Cas 2:  $-1 < e < 0$ , cette solution est impossible

$x = \sqrt{2}$

Cas 1:  $e = 1$ , l'orbite  $O$  est parabolique et  $q = r$

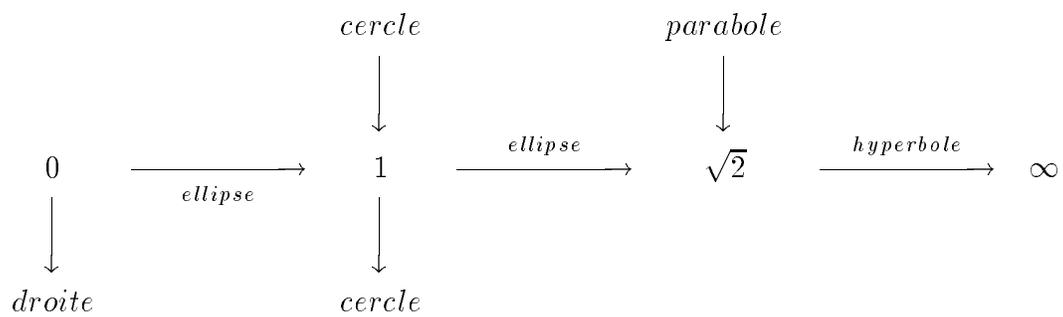
Cas 2:  $e = -1$ , cette solution est impossible

$x > \sqrt{2}$

Cas 1:  $e > 1$ , l'orbite  $O$  est hyperbolique et  $q = r$

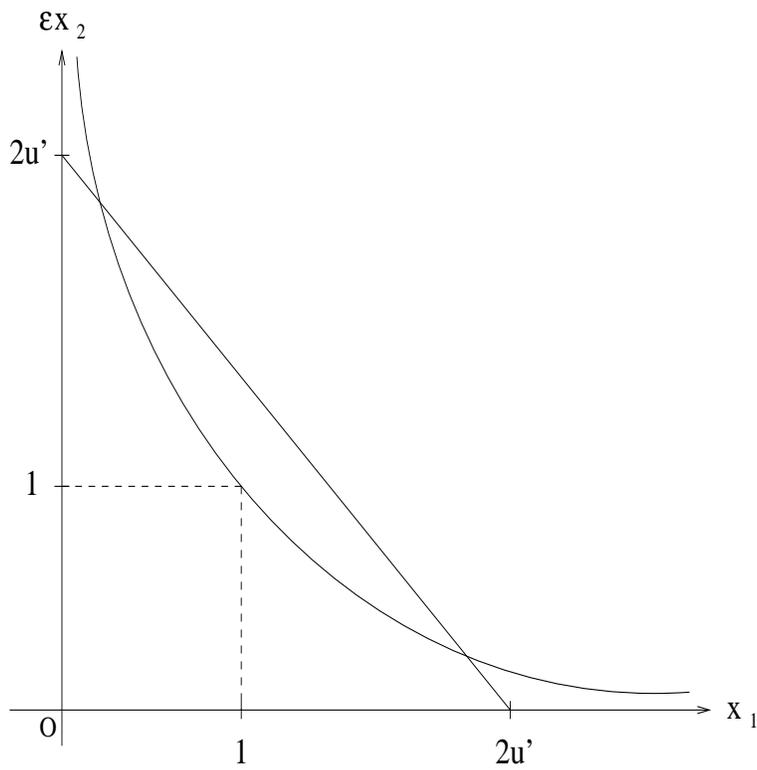
Cas 2:  $e < -1$ , cette solution est impossible

Représentons à l'aide du diagramme suivant ces résultats.



Les trajectoires correspondant à une conservation de la distance aphélie sont indiquées sous les flèches, alors que les trajectoires relatives à un changement périhélie-aphélie sont notées au-dessus de ces mêmes flèches.

Représentons à l'aide du graphique ci-après l'ensemble des points correspondant aux couples solutions de l'équation  $x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0$ . Ils sont représentés par la partie hachurée et définis par les deux relations suivantes:  $x_1 \varepsilon x_2 = X - 2 \leq 1$  car nous verrons dans le paragraphe 6.1. que  $X < 3$  et  $x_1 + \varepsilon x_2 = 2u' \cos I \leq 2u'$ .



#### 4.2. APPLICATION: ÉTUDE DU CAS PARTICULIER $\delta_1 = 0$

Rappelons que  $\delta_1$  est le discriminant de l'équation  $x^2 - 2u'x \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$  dont les solutions sont les nombres  $x_1$  et  $\varepsilon x_2$  avec  $\varepsilon = \pm 1$ .

Dire que  $\delta_1 = 0$  revient à dire que  $x_1 = \varepsilon x_2$  sachant de plus que  $x_1 \varepsilon x_2 = X - 2$  et  $x_1 + \varepsilon x_2 = 2u' \cos I$ .

N'oublions pas que  $u' \simeq 1$ , ce qui permet de simplifier les expressions finales.

$x_1 = 0$  et  $x_2 = 0$

Les deux orbites sont rectilinéaires et, par suite, on obtient:

$$2u' \cos I = 0 \implies \cos I = 0 \implies I = 90^\circ$$

Les deux orbites sont polaires et rectilinéaires, ce qui ne semble pas avoir déjà été observé.

$$\underline{0 < x_1 < 1 \text{ et } 0 < x_2 < 1}$$

Les deux orbites sont elliptiques et  $Q = r$ . On a donc:

$$\begin{aligned} 2u' \cos I &= \varepsilon x + x = x(\varepsilon + 1) \\ 2u' \cos I &= 2x \quad \text{ou} \quad 2u' \cos I = 0 \\ 0 < 2u' \cos I < 2 &\quad \text{ou} \quad \cos I = 0 \\ 0^\circ < I < 90^\circ &\quad \text{ou} \quad I = 90^\circ \end{aligned}$$

Dans le cas d'un changement du sens de l'orbite après la rencontre, celle-ci ne peut être que polaire. Sinon, il n'y a aucune contrainte particulière pour les orbites directes, ce qui semble logique puisqu'elles restent inchangées au cours de la rencontre.

$$\underline{x_1 = 1 \text{ et } x_2 = 1}$$

Les deux orbites sont circulaires et l'on peut écrire dans ce cas de figure:

$$\begin{aligned} 2u' \cos I &= 1 + \varepsilon \\ 2u' \cos I &= 2 \quad \text{ou} \quad 2u' \cos I = 0 \\ \cos I &= \frac{1}{u'} \quad \text{ou} \quad \cos I = 0 \\ 0^\circ < I < 90^\circ &\quad \text{ou} \quad I = 90^\circ \end{aligned}$$

À nouveau, s'il y a changement du sens de l'orbite après la rencontre, celle-ci ne peut être que polaire.

$$\underline{1 < x_1 < \sqrt{2} \text{ et } 1 < x_2 < \sqrt{2}}$$

Les deux orbites sont elliptiques et  $q = r$ , d'où:

$$\begin{aligned} 2u' \cos I &= x(1 + \varepsilon) \\ 2u' \cos I &= 2x \quad \text{ou} \quad 2u' \cos I = 0 \\ 2 < 2u' \cos I < 2\sqrt{2} &\quad \text{ou} \quad \cos I = 0 \\ \frac{1}{u'} < \cos I < \frac{\sqrt{2}}{u'} &\quad \text{ou} \quad I = 90^\circ \end{aligned}$$

L'inéquation obtenue pour  $\cos I$  montre que ce cas particulier ne peut être réalisé. De ce fait, la seule possibilité est une orbite polaire avec changement de sens après la rencontre.

$$\underline{x_1 = \sqrt{2} \text{ et } x_2 = \sqrt{2}}$$

Les deux orbites sont paraboliques et cette hypothèse permet d'écrire:

$$2u' \cos I = \sqrt{2}(1 + \varepsilon)$$

$$2u' \cos I = 2\sqrt{2} \quad \text{ou} \quad 2u' \cos I = 0$$

$$\cos I = \frac{\sqrt{2}}{u'} \quad \text{ou} \quad I = 90^\circ$$

Remarquons à nouveau que dans le cas où  $\varepsilon = 1$ , le résultat n'est pas plausible et donc seule une orbite polaire avec changement de sens peut être envisagée.

$$\underline{x_1 > \sqrt{2} \text{ et } x_2 > \sqrt{2}}$$

Les deux orbites sont hyperboliques et cela induit:

$$2u' \cos I = x(1 + \varepsilon)$$

$$2u' \cos I = 2x \quad \text{ou} \quad 2u' \cos I = 0$$

$$2u' \cos I > 2\sqrt{2} \quad \text{ou} \quad \cos I = 0$$

$$\cos I > \frac{\sqrt{2}}{u'} \quad \text{ou} \quad I = 90^\circ$$

Dans cette dernière sous-partie également, le cas  $\varepsilon = 1$  ne peut être retenu et finalement, seule une orbite polaire avec changement de sens satisfait la condition  $\delta_1 = 0$ .

## 5. SIGNE DE $\cos I_1$

### 5.1. *ÉTUDE PARTICULIÈRE*

Soulignons pour commencer que selon le scénario de rencontre que je considère dans mon étude, l'orbite  $O_2$  est elliptique.

Afin de connaître le signe de  $\cos I_1$  et par suite d'en déduire le sens de l'orbite initiale (directe ou rétrograde?), reprenons l'égalité que j'ai établie précédemment:

$$\frac{1}{a_1} + 2 \frac{\sqrt{p_1}}{r_1} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_1 = \frac{1}{a_2} + 2 \frac{\sqrt{p_2}}{r_2} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_2$$

La transformation de cette égalité va ainsi me permettre de définir le signe de  $\cos I_1$ , en tenant compte des différents cas possibles quant à la nature de l'orbite initiale  $O_1$ .

#### 5.1.1. *L'orbite initiale est parabolique*

Dans le cas d'une orbite parabolique et d'une rencontre au périhélie, il est utile de noter que:

$$a_1 = \infty, e_1 = 1 \text{ et que } \sqrt{p_1/r_1} = \sqrt{1 + \cos f_1 e_1} = \sqrt{2}.$$

Le périhélie initial se transforme en aphélie de l'orbite finale, ce qui s'exprime par:

$$\sqrt{p_2/r_2} = \sqrt{1 + \cos f_2 e_2} = \sqrt{1 - e_2}.$$

N'oublions pas que  $\cos I_2 = \varepsilon \cos I_1$  avec  $\varepsilon = 1$  ou  $-1$ .

$$\begin{aligned} \frac{1}{a_1} + 2 \frac{\sqrt{p_1}}{r_1} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_1 &= \frac{1}{a_2} + 2 \frac{\sqrt{p_2}}{r_2} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_2 \\ 2 \sqrt{\frac{p_1}{r_1}} \sqrt{\frac{p'}{r'}} \frac{1}{r} \cos I_1 &= \frac{1}{a_2} + 2 \sqrt{\frac{p_2}{r_2}} \sqrt{\frac{p'}{r'}} \frac{1}{r} \varepsilon \cos I_1 \\ 2 \sqrt{2} \frac{u'}{r} \cos I_1 &= \frac{1}{a_2} + 2 \sqrt{1 - e_2} \frac{u'}{r} \varepsilon \cos I_1 \end{aligned}$$

$$2 \frac{u'}{r} (\sqrt{2} - \varepsilon \sqrt{1 - e_2}) \cos I_1 = \frac{1}{a_2}$$

$$\cos I_1 = \frac{r}{2u'a_2(\sqrt{2} - \varepsilon\sqrt{1 - e_2})}$$

$\varepsilon = 1$

$$\cos I_1 = \frac{r}{2u'a_2(\sqrt{2} - \sqrt{1 - e_2})}$$

Comme l'orbite  $O_2$  est une ellipse, je peux écrire:

$$0 < e_2 < 1 \implies -1 < -\sqrt{1 - e_2} < 0 \implies 0 < \sqrt{2} - 1 < \sqrt{2} - \sqrt{1 - e_2} < \sqrt{2}$$

Comme tous les termes composant l'expression de  $\cos I_1$  sont donc positifs, il est maintenant facile d'écrire  $\cos I_1 > 0$ .

$\varepsilon = -1$

$$\cos I_1 = \frac{r}{2u'a_2(\sqrt{2} + \sqrt{1 - e_2})}$$

Il est évident de remarquer que, dans ce cas également,  $\cos I_1 > 0$ .

### 5.1.2. L'orbite initiale est hyperbolique

La seule hypothèse similaire au cas précédent est:  $\cos I_2 = \varepsilon \cos I_1$  avec  $\varepsilon = 1$  ou  $-1$ . Dans le cas d'une orbite hyperbolique, rappelons que  $a_1 < 0$ .

$$\frac{1}{a_1} + 2 \frac{\sqrt{p_1}}{r_1} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_1 = \frac{1}{a_2} + 2 \frac{\sqrt{p_2}}{r_2} \frac{\sqrt{p'}}{r'} \cos I_2$$

$$\frac{1}{a_1} + 2 \frac{\sqrt{p_1}}{r_1^{3/2}} u' \cos I_1 = \frac{1}{a_2} + 2 \frac{\sqrt{p_2}}{r_2^{3/2}} u' \varepsilon \cos I_1$$

$$\frac{2u'}{r_1^{3/2}} (\sqrt{p_1} - \varepsilon \sqrt{p_2}) \cos I_1 = \frac{a_1 - a_2}{a_1 a_2}$$

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \varepsilon\sqrt{p_2})}$$

$\varepsilon = 1$

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2})}$$

Les particularités des deux orbites me permettent d'écrire:

$$\begin{aligned} a_1 - a_2 < 0 \\ a_1 < 0 \\ \sqrt{p_1} > \sqrt{p_2} \end{aligned} \quad \implies \cos I_1 > 0$$

Dans cette partie, la conclusion est donc toujours la même.

$\varepsilon = -1$

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} + \sqrt{p_2})}$$

Les deux premières particularités  $a_1 - a_2 < 0$  et  $a_1 < 0$  offrent elles-aussi le résultat attendu:  $\cos I_1 > 0$ .

### 5.1.3. *L'orbite initiale est elliptique*

Les calculs préliminaires sont exactement les mêmes que dans le cas d'une orbite initiale hyperbolique. C'est pourquoi, je reprendrai directement la dernière équation obtenue.

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \varepsilon\sqrt{p_2})}$$

Dans cette partie de mon exposé, plusieurs sous-parties vont être nécessaires car, lors de la transformation d'une orbite elliptique en une autre, il faut tenir compte du mode de

rencontre envisagé. Celle-ci a-t'elle lieu au périhélie ou à l'aphélie de l'orbite initiale? La résolution devient donc plus complexe.

$$\underline{\varepsilon = 1}$$

*Premier cas:  $a_1 > a_2$  et  $e_1 > e_2$*

Ces deux hypothèses entraînent la condition suivante:  $Q_1 > Q_2$ .

De ce fait, cette particularité ne peut s'appliquer aux comètes restant au sein d'un même groupe, mais elle est tout à fait valable pour les comètes changeant de groupe et vérifiant:  $q_1 = Q_2$ .

Reprenons ce que nous avons déjà utilisé lors du cas parabolique:

$$\begin{aligned} \sqrt{p_1/r_1} &= \sqrt{1 + \cos f_1 e_1} = \sqrt{1 + e_1} \text{ au périhélie} \\ \sqrt{p_2/r_2} &= \sqrt{1 + \cos f_2 e_2} = \sqrt{1 - e_2} \text{ à l'aphélie} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \cos I_1 &= \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2})} \\ \cos I_1 &= \frac{(a_1 - a_2)r}{2u'a_1a_2(\sqrt{1 + e_1} - \sqrt{1 - e_2})} \end{aligned}$$

$$0 < e_1 < 1 \implies \sqrt{1 + e_1} > 1$$

$$0 < e_2 < 1 \implies \sqrt{1 - e_2} < 1 \implies -\sqrt{1 - e_2} > -1$$

Ces deux conditions entraînent  $\sqrt{1 + e_1} - \sqrt{1 - e_2} > 0$   
et donc:  $\cos I_1 > 0$

*Deuxième cas:  $a_1 > a_2$  et  $e_1 < e_2$*

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2})}$$

$$e_1 < e_2 \implies 1 - e_1^2 < 1 - e_2^2 \implies a_2(1 - e_2^2) < a_1(1 - e_1^2) \implies p_2 < p_1$$

Toutes les valeurs contenues dans l'expression de  $\cos I_1$  sont positives et donc:  $\cos I_1 > 0$ .

*Troisième cas:  $a_1 < a_2$  et  $e_1 > e_2$*

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2})}$$

$$e_1 > e_2 \implies 1 - e_2^2 > 1 - e_1^2 \implies a_2(1 - e_2^2) > a_1(1 - e_1^2) \implies p_2 > p_1$$

Ces calculs prouvent que  $\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2} < 0$ . Mais comme, par hypothèse, on a aussi  $a_1 < a_2$ , alors le quotient de ces deux nombres est positif et  $\cos I_1$  également.

$\varepsilon = -1$

*Premier cas:  $a_1 > a_2$  et  $e_1 > e_2$*

La conclusion portant sur les caractéristiques des deux orbites  $O_1$  et  $O_2$  et énoncée dans le cas  $\varepsilon = 1$ , est toujours valable dans cette nouvelle sous-partie.

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} + \sqrt{p_2})}$$

De façon évidente,  $\cos I_1 > 0$ .

*Deuxième cas:  $a_1 > a_2$  et  $e_1 < e_2$*

Les calculs et le résultat final sont exactement identiques à ce qui vient juste d'être écrit.

*Troisième cas:  $a_1 < a_2$  et  $e_1 > e_2$*

$$\cos I_1 = \frac{(a_1 - a_2)r^{3/2}}{2u'a_1a_2(\sqrt{p_1} + \sqrt{p_2})}$$

Comme  $a_1 - a_2 < 0$ , on obtient  $\cos I_1 < 0$ .

Cette conclusion sous-entend que l'orbite initiale était rétrograde et donc que l'orbite actuelle est directe en raison de la condition  $\varepsilon = -1$ . Ceci paraît peu probable lors d'une rencontre avec conservation de la distance aphélie au moment du choc. En effet, la comète subit des perturbations que l'on retrouve dans les variations sensibles des éléments  $a$  et  $e$ , mais elles ne peuvent pas être catastrophiques au point de changer aussi le sens de l'orbite cométaire.

Ce troisième cas fait exception et peut être rejeté car il ne satisfait pas aux observations et aux résultats présentés dans les catalogues d'intégration numérique.

Dans cette étude relative aux orbites initiales elliptiques, un cas particulier n'a pas été analysé. Il porte sur les conditions  $a_1 < a_2$  et  $e_1 < e_2$ .

$$e_1 < e_2 \implies 1 + e_1 < 1 + e_2 \implies a_1(1 + e_1) < a_2(1 + e_2) \implies Q_1 < Q_2$$

Il apparaît de façon évidente que ce cas ne correspond pas à mon étude car il ne satisfait pas aux deux hypothèses envisagées ici:  $q_1 = Q_2$  ou  $Q_1 = Q_2$ .

Pour conclure cette partie théorique de mon exposé, je peux dire que d'une façon générale, les orbites initiales sont toutes directes. En effet, pour chaque cas particulier correspondant à une des hypothèses de mon mode de rencontre (au périhélie ou à l'aphélie qui reste inchangé), j'ai trouvé la condition essentielle  $\cos I_1 > 0$ .

## 5.2. ÉTUDE GÉNÉRALE DU SIGNE DE $\cos I_1$

Ce travail ne saurait être complet si l'on omet de présenter une version très générale de l'étude du signe de  $\cos I_1$ , en laissant momentanément de côté une des hypothèses premières proposées dès l'introduction: l'orbite  $O_2$  est elliptique.

Reprenons l'équation  $x^2 - 2u'x \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$ . Les deux solutions de cette équation  $x_1$  et  $\varepsilon x_2$  avec  $\varepsilon = \pm 1$  vérifient:

$$x_1 + \varepsilon x_2 = 2u' \cos I_1 \quad \text{et} \quad x_1 \varepsilon x_2 = X_2 - 2$$

ce qui s'écrit aussi:

$$\cos I_1 = \frac{x_1 + \varepsilon x_2}{2u'} \quad \text{et} \quad x_1 \varepsilon x_2 = X_2 - 2$$

Rappelons que:

$$x^2 = 2 - r/a = 1 + e \quad \text{lors d'une rencontre au périhélie;}$$

$x^2 = 2 - r/a = 1 - \epsilon$  lors d'une rencontre à l'aphélie.

### 5.2.1. Rencontre avec conservation du point périhélie

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

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

Tous les cas de figure sont envisageables: l'orbite  $O_1$  est hyperbolique et l'orbite  $O_2$  est parabolique ou elliptique; l'orbite  $O_1$  est parabolique et l'orbite  $O_2$  est hyperbolique ou elliptique; les deux orbites sont elliptiques; ...

Si  $\epsilon = -1$ , alors:

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

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

Si  $e_1 > e_2$ , alors  $\cos I_1 > 0$  et l'orbite  $O_1$  est directe sachant que l'orbite  $O_2$  est rétrograde. Plusieurs hypothèses portant sur les orbites sont envisageables.

$$q_1 = q_2 \implies a_1 = \frac{q_1}{1 - e_1} = \frac{a_2(1 - e_2)}{1 - e_1}$$

$$e_1 > e_2 \implies \frac{1 - e_2}{1 - e_1} > 1 \implies a_1 > a_2$$

Deux cas se dessinent:

- l'orbite  $O_1$  est parabolique et l'orbite  $O_2$  est elliptique;
- l'orbite  $O_1$  est elliptique et l'orbite  $O_2$  l'est aussi mais avec une période plus courte.

Si  $e_1 < e_2$ , alors  $\cos I_1 < 0$  et l'orbite  $O_1$  est rétrograde sachant que l'orbite  $O_2$  est directe. Plusieurs cas peuvent aussi être considérés.

$$e_1 < e_2 \implies \frac{1 - e_2}{1 - e_1} < 1 \implies a_1 < a_2$$

Ceci se traduit de la façon suivante pour les orbites:

- l'orbite  $O_1$  est elliptique et l'orbite  $O_2$  est parabolique;
- l'orbite  $O_1$  est elliptique et l'orbite  $O_2$  l'est aussi mais avec une période plus longue.

### 5.2.2. Rencontre avec conservation du point aphélie

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

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

Là encore, toutes les possibilités d'orbites elliptiques peuvent être prises en compte.

Si  $\varepsilon = -1$ , alors:

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

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

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

$$Q_1 = Q_2 \implies a_1 = \frac{Q_1}{1 + e_1} = \frac{a_2(1 + e_2)}{1 + e_1}$$

$$e_1 > e_2 \implies \frac{1 + e_2}{1 + e_1} < 1 \implies a_1 < a_2$$

Une seule hypothèse se profile:

- l'orbite  $O_1$  est elliptique et l'orbite  $O_2$  l'est aussi mais avec une période plus longue.

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

$$e_1 < e_2 \implies \frac{1 + e_2}{1 + e_1} > 1 \implies a_1 > a_2$$

La seule condition orbitale est la suivante:

- l'orbite  $O_1$  est elliptique et l'orbite  $O_2$  l'est aussi mais avec une période plus courte.

### 5.2.3. Rencontre avec échange périhélie-aphélie

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

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

Si  $\varepsilon = -1$ , alors:

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

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

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

Dans cette partie, tous les cas orbitaux sont envisageables.

#### 5.2.4. Rencontre avec échange aphélie-périhélie

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

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

Si  $\varepsilon = -1$ , alors:

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

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

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

Dans ce dernier cas encore, les orbites initiales et finales sont toutes possibles.

Il est intéressant de noter qu'un cas n'apparaît jamais, celui pour lequel les orbites  $O_1$  et  $O_2$  sont toutes les deux rétrogrades.

En effet, l'égalité  $\cos I_1 = (x_1 + x_2)/2u'$  ne peut être vérifiée puisque  $\cos I_1$  est négatif alors que  $x_1 + x_2$  reste une valeur positive.

Le seul cas envisageable est celui pour lequel  $\cos I_1 = (x_1 + x_2)/2u' = 0$ , ce qui signifie que  $I_1 = 90^\circ$  et  $x_1 = x_2 = 0$ . De ce fait, les orbites  $O_1$  et  $O_2$  sont polaires et rectilinéaires.

## 6. ENCADREMENT DE $I_1$ POUR DES ORBITES $O_1$ ET $O_2$ DIRECTES

Maintenant que j'ai démontré que les orbites initiales  $O_1$  étaient directes, il me reste à estimer les valeurs des inclinaisons  $I_1$  et donc pour cela rechercher un encadrement convenable pour chacune d'elles en fonction de la nature de l'orbite.

Mais avant cela, essayons de trouver un encadrement de  $\cos I_1$  et reprenons l'expression de  $X = r\alpha$  où  $\alpha$  est la quantité de Tisserand.

### 6.1. ENCADREMENT DE $X$

Dans la première partie de ce chapitre, j'ai défini l'équation permettant de trouver les éléments des orbites  $O_1$  et  $O_2$ . Rappelons-la:

$$x^2 - 2u'x \cos I + X - 2 = 0$$

Les solutions de cette équation sont les nombres  $x_1$  et  $x_2$  qui vérifient, puisque  $\varepsilon = 1$ :

$$x_1 x_2 = X - 2 > 0 \implies X > 2$$

Ainsi, nous avons obtenu une borne inférieure pour la quantité  $X$ .

Dans cette première partie également, j'ai exprimé la vitesse  $U$  de la façon suivante:

$$U^2 = \mu \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right) + \mu \left( \frac{2}{r'} - \frac{1}{a'} \right) - 2\vec{v} \cdot \vec{v}'$$

Transformons cette égalité en nous souvenant que  $r = r'$  et  $r'/a' = 1 - e' \cos E'$ .

$$\begin{aligned} r \frac{U^2}{\mu} &= 2 - \frac{r}{a} + 2 - \frac{r}{a'} - 2r \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}'}{\mu} \\ r \frac{U^2}{\mu} &= 2 - \frac{r}{a} + 2 - (1 - e' \cos E') - 2r \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}'}{\mu} \\ r \frac{U^2}{\mu} &= 3 + e' \cos E' - X \end{aligned}$$

Le premier membre étant bien évidemment positif, j'en déduis:

$$3 + e' \cos E' - X > 0 \implies X < 3 + e' \cos E'$$

Cette inégalité peut être approximée par  $X < 3$  car les quatre planètes joviennes ont une excentricité très faible.

Ainsi, j'ai obtenu l'encadrement de  $X$  que je cherchais et je peux commencer l'étude de  $\cos I_1$ .

$$2 < X < 3$$

## 6.2. ENCADREMENT GÉNÉRAL DE $\cos I_1$

Partons de l'encadrement de  $X$  pour déterminer celui de  $\cos I_1$ .

$$2 < X_1 < 3$$

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

$$2 < \frac{r_1}{a_1} + 2u' \sqrt{1 + e_1 \cos f_1} \cos I_1 < 3$$

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

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

### 6.3. L'ORBITE INITIALE EST PARABOLIQUE

Les hypothèses à utiliser ici sont les suivantes:

$$e_1 = 1$$

$$1 + e_1 \cos E_1 = 2 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 2 \text{ au périhélie}$$

L'encadrement devient donc:

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

Comme les planètes considérées ont une très petite excentricité, il est possible d'écrire  $u' \simeq 1$ . Ceci nous donne:

$$\frac{\sqrt{2}}{2} < \cos I_1 < 1 \text{ car } \frac{3}{2\sqrt{2}} > 1$$

Ainsi, j'obtiens:

$$\boxed{0^\circ < I_1 < 45^\circ}$$

### 6.4. L'ORBITE INITIALE EST HYPERBOLIQUE

Dans toutes les observations actuelles, il apparaît que l'excentricité des comètes hyperboliques n'est jamais supérieure à 1.057. C'est pourquoi, je supposerai que  $1 < e_1 < 2$ . Je peux également écrire:

$$1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1 \text{ au périhélie}$$

L'encadrement se transforme donc de la manière suivante:

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

En tenant compte à nouveau de l'approximation  $u' \simeq 1$ , j'obtiens:

$$\frac{\sqrt{2}}{2} < \cos I_1 < 1 \text{ car } \frac{2}{\sqrt{2}} > 1$$

et donc

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

### 6.5. L'ORBITE INITIALE EST ELLIPTIQUE

Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe 2.4. de ce chapitre, une rencontre proche transformant une orbite elliptique en une autre peut avoir pour condition  $q_1 = Q_2$ ,  $q_1 = q_2$ ,  $Q_1 = q_2$  ou  $Q_1 = Q_2$ . C'est pourquoi, je m'attacherai à traiter ces cas séparément.

$$\underline{q_1 = Q_2 \text{ ou } q_1 = q_2}$$

Ces hypothèses  $q_1 = Q_2$  ou  $q_1 = q_2$  me permettent d'écrire:

$$1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1 \text{ au périhélie}$$

L'encadrement initial se transforme donc, en n'oubliant pas que  $0 < e_1 < 1$ , de la manière suivante:

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

L'approximation  $u' \simeq 1$  est encore valable et induit:

$$\frac{1}{2} < \cos I_1 < 1 \text{ car } \frac{3}{2} > 1$$

et donc

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

$$\underline{Q_1 = Q_2 \text{ ou } Q_1 = q_2}$$

Dans cette sous-partie, les nouvelles hypothèses de rencontre entraînent:

$$1 + e_1 \cos E_1 = 1 - e_1 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 1 - e_1 \text{ à l'aphélie}$$

Reprenons une dernière fois l'encadrement général afin de conclure.

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

Pour la dernière fois également, ré-utilisons l'approximation  $u' \simeq 1$  ce qui donne:

$$0 < \cos I_1 < 1 \text{ car } \frac{1}{\sqrt{1-e_1}} > 1$$

et par la suite

$$\boxed{0^\circ < I_1 < 90^\circ}$$

## 7. ENCADREMENT DE $I_1$ SI L'ORBITE $O_2$ EST RÉTROGRADE

### 7.1. LIMITE SUPÉRIEURE DE $X$

Reprenons à nouveau l'équation permettant de trouver les éléments des orbites  $O_1$  et  $O_2$ :

$$x^2 - 2u'x \cos I + X - 2 = 0$$

Les solutions de cette équation sont les nombres  $x_1$  et  $\varepsilon x_2$  qui vérifient, puisque  $\varepsilon = -1$ :

$$-x_1 x_2 = X - 2 < 0 \implies X < 2$$

Ainsi, j'ai obtenu une borne supérieure pour la quantité  $X$ .

$$\boxed{X < 2}$$

## 7.2. LIMITE SUPÉRIEURE DE $\cos I_1$

Partons de la borne supérieure de  $X$  pour déterminer celle de  $\cos I_1$ .

$$X_1 < 2$$

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

$$\frac{r_1}{a_1} + 2u'\sqrt{1 + e_1 \cos f_1}\cos I_1 < 2$$

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

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

## 7.3. L'ORBITE INITIALE EST PARABOLIQUE

Les hypothèses à utiliser ici sont les mêmes que dans le paragraphe précédent:

$$e_1 = 1$$

$$1 + e_1 \cos E_1 = 2 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 2 \text{ au périhélie}$$

L'inégalité devient donc:

$$\cos I_1 < \frac{\sqrt{2}}{2u'}$$

En écrivant  $u' \simeq 1$ , j'ai:

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

Et j'obtiens:

$$45^\circ < I_1 < 90^\circ$$

#### 7.4. L'ORBITE INITIALE EST HYPERBOLIQUE

Je supposerai encore que  $1 < e_1 < 2$ . Je peux aussi écrire:

$$1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1 \text{ au périhélie}$$

L'inégalité se transforme donc de la manière suivante:

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

En prenant à nouveau l'approximation  $u' \simeq 1$ , j'obtiens:

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

et donc

$$30^\circ < I_1 < 90^\circ$$

#### 7.5. L'ORBITE INITIALE EST ELLIPTIQUE

$$q_1 = Q_2 \text{ ou } q_1 = q_2$$

Ces hypothèses  $q_1 = Q_2$  ou  $q_1 = q_2$  impliquent:

$$1 + e_1 \cos E_1 = 1 + e_1 \text{ et } 1 + e_1 \cos f_1 = 1 + e_1 \text{ au périhélie}$$

L'inégalité initiale se transforme donc, en n'oubliant pas que  $0 < e_1 < 1$ , de la manière suivante:

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

L'approximation  $u' \simeq 1$  est encore valable et permet d'écrire:

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

et donc

$$45^\circ < I_1 < 90^\circ$$

$Q_1 = Q_2$  ou  $Q_1 = q_2$

Les hypothèses de rencontre se traduisent par:

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

Reprenons à nouveau l'inégalité générale.

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

Encore une fois, ré-utilisons l'approximation  $u' \simeq 1$  qui donne ici:

$$\cos I_1 < \frac{1}{2}$$

et ainsi

$$60^\circ < I_1 < 90^\circ$$

Le cas  $Q_1 = Q_2$ , comme je l'ai déjà indiqué dans la partie 5.1.3. de ce chapitre, ne me semble pas "réaliste" car la comète reste dans un même groupe. Il me paraît donc difficile que l'inclinaison se transforme de cette façon si importante.

## CONCLUSION PARTIELLE

Cette longue partie théorique est maintenant terminée.

Rappelons une dernière fois les hypothèses du modèle de rencontre choisi. Une comète d'orbite initiale  $O_1$  rencontre à l'un de ses sommets une planète, se fragmente si elle dépasse la limite de Roche et engendre une ou plusieurs comètes d'orbite  $O_2$  admettant ce sommet initial pour l'un des leurs. Le plan orbital de la comète est supposé inchangé durant cette rencontre.

Pour résumer, je dirai qu'une seule équation suffit à définir les orbites initiales des comètes quelles que soient leurs caractéristiques actuelles. La conservation de la quantité de Tisserand amène à cette fameuse équation, mais permet aussi de démontrer que les orbites initiales étaient toutes directes si je me restreins à mon modèle de rencontre qui suppose que l'orbite finale est elliptique.

L'équation obtenue dans ce chapitre permet également de définir un encadrement de la distance de rencontre  $r$  lorsque l'orbite finale (qui peut être celle correspondant aux observations actuelles lors d'une capture en une seule rencontre) est elliptique, ou une limite inférieure lorsque l'orbite finale est hyperbolique ou parabolique.

Notons que dans le cas parabolique, un raisonnement différent, développé par Edelman (1991) et rappelé dans ce chapitre, fournit aussi une valeur probable de la distance  $r$ .

L'étude de la valeur de l'inclinaison initiale en fonction de sa nature (ellipse, hyperbole, parabole) fournit les résultats suivants:

Si les deux orbites sont directes:

- $0^\circ < I_1 < 45^\circ$  si l'orbite initiale est parabolique ou hyperbolique;
- $0^\circ < I_1 < 60^\circ$  (échange périhélie-aphélie ou conservation du périhélie) ou  $0^\circ < I_1 < 90^\circ$  (conservation de l'aphélie ou échange aphélie-périhélie) si l'orbite initiale est elliptique.

Si l'orbite  $O_2$  est rétrograde:

- $45^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est parabolique;
- $30^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est hyperbolique;
- $45^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a échange périhélie-aphélie ou conservation du périhélie;
- $60^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a conservation de l'aphélie ou échange aphélie-périhélie.

Le chapitre 4 et les suivants ont pour objet d'appliquer la théorie aux nombreuses comètes observées actuellement, de fournir les résultats numériques correspondants et de donner une idée de l'origine de ces comètes.

## CHAPITRE 4: RÉSULTATS NUMÉRIQUES

La partie théorique précédente a déjà permis d'apporter plusieurs réponses aux questions posées dès l'introduction. Ce chapitre a pour objet d'exploiter numériquement la théorie en l'appliquant aux comètes à courte période observées actuellement et de répondre aux dernières questions posées.

Rappelons ici certaines de ces interrogations ainsi que les réponses qu'il est possible de leur apporter.

- Quels sont les éléments métriques des orbites avant et après la rencontre?

L'équation définie dans le chapitre 3 permet de les déterminer théoriquement. L'objectif de cette partie est donc de calculer ces éléments et de regrouper les orbites ainsi estimées par catégories (orbites quasi-paraboliques, hyperboliques, ayant leur point aphélie situé dans la Ceinture de Kuiper, ...).

- Est-il possible d'estimer la distance héliocentrique de rencontre  $r$  de la comète?

Lors de la recherche des éléments métriques des orbites, cette distance joue un rôle fondamental et doit donc être préalablement déterminée. N'oublions pas qu'elle est supposée proche de la distance aphélie actuelle et qu'elle est située dans l'intervalle  $[q'; Q']$  ou dans un voisinage de  $q'$  ou de  $Q'$ . Les variations sont dues à l'évolution des orbites après la rencontre et il est nécessaire de retrouver une valeur plausible. Ceci sera effectué dans ce chapitre en tenant compte des catalogues de Carusi et al. (1985 et 1997) et de Belyaev et al. (1986) qui donnent une évolution des orbites cométaires par intégration numérique.

- La valeur de l'inclinaison initiale en fonction de la nature de l'orbite est-elle en accord avec les observations actuelles?

L'étude théorique présentée dans le chapitre précédent indique par exemple que  $0^\circ < I_1 < 45^\circ$  si l'orbite initiale est parabolique ou hyperbolique, que  $0^\circ < I_1 < 60^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique avec échange périhélie-aphélie et  $0^\circ < I_1 < 90^\circ$  lorsque l'aphélie est conservé. Nous verrons dans le premier paragraphe que ces résultats ne sont pas en contradiction avec les valeurs actuelles de l'inclinaison.

Ainsi, les chapitres 3 et 4 permettront de répondre aux questions posées dès le début de cette étude.

Afin de compléter l'analyse des résultats obtenus, une étude statistique sera proposée au paragraphe 7.

## 1. REMARQUES PRÉLIMINAIRES

Il est très important de préciser que les orbites des comètes sont appelées à croiser celles des planètes rendant ainsi leur mouvement chaotique. Il n'est donc pas possible de déterminer exactement l'origine et l'évolution de chaque comète. L'ensemble des calculs proposés dans ce chapitre n'a pour autre but que de donner des informations statistiques sur le comportement d'un échantillon de comètes ressemblant aux membres du système réel.

### Zones de croisement avec les planètes

Afin de déterminer l'évolution et l'origine des comètes à courte période observées aujourd'hui, il est important de connaître les limites des zones de rencontre avec les planètes joviennes. Ainsi, il sera possible de répartir ces comètes en groupes selon la définition donnée dans le paragraphe 1 du chapitre 3. Ces valeurs limites sont celles établies par Gladman et Duncan dans leur article paru en 1990.

#### **Limites des zones de croisement des planètes**

Planète	Limite inférieure	q'	a'	Q'	Limite supérieure
Jupiter	3.88	4.95	5.20	5.45	6.63
Saturne	7.70	9.02	9.55	10.08	11.53
Uranus	16.86	18.34	19.22	20.10	21.64
Neptune	27.35	29.84	30.11	30.38	32.82

### Application de la partie théorique

Avant d'appliquer la partie théorique présentée dans le chapitre précédent aux comètes à courte période observées actuellement, il est intéressant de remarquer le fait suivant pour les comètes de la famille de Jupiter qui ont bien évidemment une orbite directe elliptique. L'inclinaison initiale  $I_1$  est comprise soit entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$  si la rencontre s'est faite au périhélie de l'orbite initiale  $O_1$ , soit entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  (il n'y a donc aucune contrainte) si la rencontre s'est effectuée à l'aphélie.

L'ensemble des éléments métriques des comètes de cette famille regroupés en Annexe 1 montre que la plus petite valeur de l'inclinaison est relative à Kojima ( $0.9^\circ$ ) et que la plus grande est donnée par Machholtz ( $60.1^\circ$ ). Donc, comme j'ai supposé que la rencontre se faisait avec invariance du plan orbital de la comète, cela sous-entend que toutes ces comètes peuvent avoir été capturées par le Système Solaire sous l'action de Jupiter à leur périhélie initial. Ce point est en accord avec toutes les théories actuelles.

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

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

Dans le chapitre 3, j'ai montré que leur orbite initiale ne pouvait qu'être directe, ce qui impose la contrainte suivante:  $I_1 = 180^\circ - I_2$ .

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

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

En 1992, Carusi et Valsecchi écrivent que "la capture des comètes du type de Halley s'est probablement faite en une seule rencontre avec Jupiter qui a transformé ces comètes issues d'orbites quasi-paraboliques en d'autres ayant leurs demi-grands axes situés dans l'intervalle approprié". Cette remarque repose sur un autre de leurs articles paru en 1988, co-signé également par Kresak et Perozzi. Dans celui-ci, ils expliquent qu'une intégration numérique du mouvement de la comète de Halley, effectuée entre 9367 avant notre ère et 2406 de notre ère, met en évidence une décroissance de l'excentricité, de l'inclinaison et de l'argument du périhélie de celle-ci. En outre, la distance périhélie aurait augmenté de plus de 50% par rapport à sa valeur actuelle.

Ces valeurs seraient les suivantes:  $e = 0.953$ ,  $i = 144^\circ$ ,  $\omega = 45^\circ$  et  $q = 0.885$ . Il est donc aisé d'en déduire une estimation du demi-grand axe  $a = 18.83$  et du paramètre de la conique  $p = 1.728$ . Le calcul du module du rayon vecteur au noeud descendant s'effectue de la façon suivante:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \omega} = 5.299$$

À la lumière de ce dernier résultat, toutes les variations rendraient donc possible une rencontre proche, au noeud descendant, avec Jupiter il y a environ 11 000 ans, selon les auteurs.

### Capture par rencontres successives

Notons aussi que certains auteurs (Kasimirchak-Polonskaya, 1967, Vaghi, 1973, Everhart, 1977, Froeschlé et Rickman, 1980, Carusi et Valsecchi, 1985 et 1992, ou Quinn et al., 1990) ont supposé que les captures pouvaient être associées à des processus faisant intervenir toutes les planètes joviennes en transférant les comètes d'une planète à l'autre (la première étant Neptune) jusqu'à une capture finale par Jupiter.

Par exemple, d'après Froeschlé et Rickman (1980), les comètes à courte période (moins de 20 ans) auraient trois origines distinctes: elles auraient pu être capturées par Jupiter

à partir d'orbites à longue période, être capturées par Saturne, Uranus ou Neptune et devenir comètes à période intermédiaire puis rencontrer enfin Jupiter, ou être capturées à partir d'orbites circulaires situées entre Jupiter et Saturne.

Nous retrouvons là toutes les caractéristiques qui seront mises en évidence grâce aux résultats numériques présentés dans ce chapitre.

### Comment s'effectuent les calculs?

Pour finir, essayons d'explicitier le processus de recherche des éléments métriques des comètes avant et après la rencontre et prenons pour exemple la comète Brooks 2, membre de la famille de Jupiter.

Pour mettre en application la partie théorique, il faut connaître et utiliser les valeurs suivantes:

$$a = 3.62 \quad p = 2.74729 \quad I = 5.5^\circ \quad Q = 5.40$$

et calculer  $r$ ,  $u'$ ,  $X$  ainsi que les coefficients de l'équation  $x^2 - 2u'x \cos I_1 + X_2 - 2 = 0$ .

Pour définir une valeur plausible de  $r$ , distance de rencontre, étudions les catalogues de Belyaev et al. (1986) et Carusi et al. (1985). Ceux-ci indiquent que la valeur de  $Q$ , distance aphélie de la comète, était légèrement plus grande et proche de  $Q' = 5.45$  dans le passé. Ainsi, la rencontre comète-planète a dû s'effectuer à l'aphélie de Jupiter et il semble raisonnable de choisir  $r = 5.45$ .

De plus, ces deux catalogues montrent que l'inclinaison n'a guère changé lors de l'évolution de cette comète pendant la période étudiée (voir le graphique ci-dessous tiré du catalogue de Carusi et al. et le tableau provenant du catalogue de Belyaev et al.).

Époque	$\omega$	$\Omega$	$i$	$e$	$q$	$Q$	$P$	$L$	$B$
25 01 1800	351.39	197.76	6.25	0.3755	5.6761	12.50	27.40	189	-1
23 06 1825	350.21	197.66	6.29	0.3764	5.6454	12.46	27.24	188	-1
31 08 1850	350.54	197.42	6.31	0.3778	5.6230	12.45	27.16	188	-1
22 04 1875	1.60	188.40	5.86	0.3850	5.4551	12.29	26.42	190	0
11 04 1900	343.74	18.77	6.05	0.4686	1.9610	5.42	7.09	3	-2
07 09 1925	195.71	177.77	5.55	0.4873	1.8617	5.40	6.92	13	-2
15 11 1950	195.55	177.68	5.55	0.4863	1.8697	5.41	6.94	13	-1
07 07 1975	198.21	176.28	5.55	0.4913	1.8408	5.40	6.88	14	-2
17 01 2000	198.03	176.23	5.56	0.4921	1.8355	5.39	6.87	14	-2

Il est donc maintenant possible de calculer  $u'$  et  $X$ :

$$u' = 0.97567 \quad X = 2.88458$$

et d'obtenir l'équation  $x^2 - 1.94236x + 0.88458 = 0$  qui admet pour solutions:  $x_1 = 1.21327$  et  $x_2 = 0.72909$ .

On obtient ainsi:  $\frac{r}{a_1} = 0.527978$  et  $\frac{r}{a_2} = 1.468426$

et les éléments métriques suivants:

$$\begin{array}{llll} a_1 = 10.32 & e_1 = 0.472 & q_1 = 5.45 & Q_1 = 15.19 \\ a_2 = 3.71 & e_2 = 0.468 & q_2 = 1.97 & Q_2 = 5.45 \end{array}$$

Une comparaison rapide avec le tableau ci-dessus montre que la comète avait bien son aphélie situé entre Saturne et Uranus avant de devenir comète de la famille de Jupiter.

### Comment choisir la distance de rencontre $r$ ?

Lors de tous les calculs effectués sur les comètes à courte période, il est arrivé que la valeur de  $r$  ne convienne pas, le discriminant de l'équation étant négatif. Il faut alors évidemment choisir une valeur de  $r$  légèrement différente, en respectant les modalités du scénario étudié ici. Dans la plupart des cas, j'ai effectué la moyenne arithmétique de  $Q_3$  et  $q'$  si  $Q_3 < q'$  et de  $Q_3$  et  $Q'$  si  $Q_3 > Q'$ , gardé la valeur de  $Q_3$  si  $q' < Q_3 < Q'$  et modulé le résultat en fonction de la situation rencontrée (discriminant négatif, comparaison avec les deux catalogues déjà cités précédemment). Il est en effet plus raisonnable de choisir une distance de rencontre avec la planète proche du périhélie ou de l'aphélie de celle-ci.

### Description des tableaux

Enfin, dans tous les tableaux présentés ci-après, apparaît la constante de Jacobi,  $J$ , définie pour toutes les comètes de la famille de Jupiter. Celle-ci correspond donc à la quantité

de Tisserand dans le cas où le mouvement de la planète est considéré comme circulaire. Elle n'est donnée qu'à titre indicatif afin d'en déduire par la suite des similitudes avec d'autres études (celle de Vaghi, 1973 par exemple). Ces comparaisons seront précisées dans le chapitre suivant.

Sera également calculée la borne supérieure de l'encadrement de la distance de rencontre  $r$ , définie à partir du raisonnement théorique présenté dans le chapitre 3, paragraphe 3.1. puisque toutes les orbites actuelles considérées sont elliptiques. Cette borne supérieure sera notée  $r_{sup}$ . Il sera important de vérifier que la distance de rencontre choisie est toujours inférieure à cette valeur limite.

Dans chacun des tableaux, les quantités sont indexées par  $i = 1$  juste avant la première rencontre,  $i = 2$  juste après la première rencontre,  $i = 3$  juste avant la deuxième rencontre,  $i = 4$  juste après la deuxième rencontre, par  $i = 5$  juste avant la troisième rencontre,  $i = 6$  juste après la troisième rencontre et par  $i = obs$  pour les éléments actuels.

Dans le paragraphe 4., correspondant aux comètes soumises à l'action conjointe de deux planètes consécutives, seront indiquées les résonances en moyen mouvement avec ces deux planètes notées  $\nu$ .

## 2. COMÈTES CAPTURÉES EN UNE SEULE RENCONTRE

Dans les trois tableaux suivants, seuls les cas de Dubiago et Pons Gambart présentent quelques difficultés. En effet, l'excentricité déterminée par les calculs apparaît trop importante pour être réaliste.

Quelle peut en être la raison?

En premier lieu, il est intéressant de noter que les latitudes du périhélie de ces deux comètes sont élevées:  $B = 22.1^\circ$  pour Dubiago et  $B = 13.1^\circ$  pour Pons Gambart. Ainsi, il semble peu probable que ces comètes aient rencontré Neptune à l'un des sommets de leur orbite. Si rencontre proche il y a eu, comment celle-ci a-t-elle pu s'effectuer?

Reprenons l'article de Carusi et Valsecchi (1992). Ces deux auteurs estiment que la capture des comètes du type de Halley s'est faite en une seule rencontre avec Jupiter à partir d'orbites quasi-paraboliques. Cette transformation radicale, survenue à l'un des noeuds des comètes, puis les perturbations planétaires ultérieures ont ensuite engendré les orbites actuelles de ces corps.

Ce scénario n'est finalement pas en contradiction avec la partie théorique de mon travail puisque j'ai montré, dans le paragraphe 1, que Pons Gambart, dont l'orbite actuelle est rétrograde, pouvait avoir suivi initialement une trajectoire hyperbolique.

Ainsi, le raisonnement appliqué par Carusi et Valsecchi permet de répondre aisément à la question que nous nous sommes posée et lève le doute qui pesait sur le caractère incertain des résultats obtenus.

## 2.1. COMÈTES QUASI-PARABOLIQUES

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Helfenzrieder	0.999	5.40	$\infty$	0.722	0.87	5.40	0.848	0.41	4.94
	Jupiter	2.700	5.87						
Klemola	0.996	8.50	4236.63	0.557	2.42	8.50	0.640	1.77	8.09
	Saturne		9.24						
Schwassman Wach.3	0.998	5.19	5087.18	0.700	0.91	5.19	0.695	0.93	5.19
	Jupiter	2.781	5.79						
Wirtanen	1.001	5.14	$\infty$	0.694	0.93	5.14	0.657	1.06	5.14
	Jupiter	2.817	5.68						

## 2.2. COMÈTES HYPERBOLIQUES

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Biéla	1.039	5.83	$\infty$	0.829	0.54	5.83	0.756	0.86	6.20
	Jupiter	2.526	6.79						
Boethin	1.094	9.55	$\infty$	0.706	1.64	9.55	0.774	1.16	9.10
	Saturne		10.57						
Crommelin	1.025	18.81	$\infty$	0.865	1.50	18.81	0.919	0.74	17.60
	Uranus		20.79						

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Denning Fujikawa	1.008	8.95	$\infty$	0.616	2.13	8.95	0.818	0.79	7.89
	Saturne		9.58						
Dubiago	1.476	30.30	$\infty$	0.927	1.16	30.30	0.929	1.12	30.30
	Neptune		36.15						
Finlay	1.032	5.77	$\infty$	0.783	0.70	5.77	0.710	1.04	6.10
	Jupiter	2.621	6.67						
Gale	1.022	9.30	$\infty$	0.679	1.78	9.30	0.758	1.21	8.83
	Saturne		10.12						
Honda Mrkos Pajd.	1.007	5.75	$\infty$	0.772	0.74	5.75	0.824	0.53	5.53
	Jupiter	2.579	6.38						
Lexell	1.034	5.70	$\infty$	0.769	0.74	5.70	0.786	0.67	5.63
	Jupiter	2.613	6.39						
Machholtz 2	1.058	5.27	$\infty$	0.749	0.76	5.27	0.750	0.75	5.27
	Jupiter	2.709	5.94						
Pons Gambart	1.839	29.45	$\infty$	0.952	0.72	29.45	0.946	0.81	29.07
	Neptune		32.57						
Shoemaker 3	1.034	10.74	$\infty$	0.802	1.18	10.74	0.728	1.79	11.39
	Saturne		12.44						
Stephan Oterma	1.033	21.10	$\infty$	0.850	1.71	21.10	0.860	1.57	20.91
	Uranus		23.93						

## 2.3. COMÈTES AU-DELÀ DE 100 UA

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Barnard 1	0.921	4.91	119.85	0.566	1.36	4.91	0.583	1.28	4.86
	Jupiter	2.937	5.39						
Bowell Skiff	0.932	10.32	292.97	0.722	1.67	10.32	0.689	1.95	10.56
	Saturne		11.59						
Chernykh	0.913	9.25	203.37	0.593	2.36	9.25	0.594	2.36	9.25
	Saturne		10.20						
Denning	0.986	5.96	822.66	0.800	0.66	5.96	0.698	1.15	6.46
	Jupiter	2.587	6.95						
Encke	0.986	4.77	684.42	0.601	1.19	4.77	0.850	0.33	4.09
	Jupiter	3.025	5.06						
Helin	0.842	9.31	108.73	0.567	2.57	9.31	0.567	2.57	9.31
	Saturne		10.20						
Sanguin	0.863	8.98	121.97	0.657	1.86	8.98	0.663	1.81	8.95
	Saturne		9.88						
Shoemaker 4	0.866	9.02	125.57	0.751	1.28	9.02	0.506	2.94	8.98
	Saturne		9.42						
Swift	0.897	5.80	106.91	0.740	0.87	5.80	0.652	1.30	6.16
	Jupiter	2.677	6.62						
Tempel Swift	0.914	5.21	115.78	0.638	1.15	5.21	0.638	1.15	5.21
	Jupiter	2.834	5.76						
du Toit	0.945	10.41	363.95	0.826	0.99	10.41	0.788	1.27	10.73
	Saturne		11.86						
du Toit Hartley	0.982	4.88	537.34	0.576	1.31	4.88	0.601	1.20	4.80
	Jupiter	2.946	5.37						

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Väisälä 1	0.910	8.50	180.65	0.522	2.67	8.50	0.635	1.78	7.98
	Saturne		9.13						
Van Biesbroeck	0.850	8.68	107.28	0.481	3.04	8.68	0.553	2.40	8.34
	Saturne		9.34						
Wilson Harrington	0.962	4.62	240.50	0.490	1.58	4.62	0.623	1.00	4.29
	Jupiter	3.083	4.96						

### 3. COMÈTES SOUMISES À PLUSIEURS RENCONTRES

Depuis une trentaine d'années, le flux quasi-parabolique de comètes provenant du Nuage de Oort et à l'origine de la famille de Jupiter par unique rencontre avec la planète n'est plus unanimement reconnu et accepté. Il semble maintenant largement admis qu'une autre source principale existe (la Ceinture de Kuiper) et qu'une capture par Jupiter survienne après plusieurs étapes intermédiaires caractérisées par des rencontres successives avec les autres planètes géantes.

Les résultats obtenus dans ce paragraphe confirment ce point de vue. Certaines comètes rencontrent, avant leur capture par Jupiter, une (Saturne ou Uranus principalement), deux, voire même les trois autres planètes joviennes.

L'origine de ces comètes est majoritairement située dans la Ceinture de Kuiper (73%). Les autres proviennent du Nuage de Oort (10%) ou avaient leur point aphélie placé dans les zones intermédiaires, soumis à l'action conjointe de deux planètes consécutives (17%).

## 3.1. COMÈTES SOUMISES À DEUX RENCONTRES

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe	$J$	$r_{sup}$
Arend Rigaux	0.508	19.28	59.10	0.551	5.59	19.28	0.551	5.59	19.28
	0.654	1.17	5.59	0.600	1.44	5.74	U J	2.714	6.07
d'Arrest	0.469	17.84	49.31	0.448	6.80	17.84	0.516	5.54	17.34
	0.648	1.18	5.54	0.614	1.35	5.63	U J	2.709	5.97
Ashbrook Jackson	0.995	10.15	4289.21	0.771	1.31	10.15	0.314	5.34	10.22
	0.396	2.31	5.34	0.395	2.32	5.34	S J	2.897	5.56
Bus	0.861	17.67	235.73	0.485	6.12	17.67	0.554	4.88	17.00
	0.341	2.40	4.88	0.375	2.18	4.80	U J	3.007	5.15
Ciffreo	0.677	18.67	96.78	0.538	5.61	18.67	0.538	5.61	18.67
	0.601	1.39	5.61	0.543	1.71	5.77	U J	2.778	6.07
Faye	0.997	29.83	$\infty$	0.674	5.81	29.83	0.678	5.71	29.75
	0.655	1.19	5.71	0.578	1.60	5.96	N J	2.750	6.32
Grigg Skjellerup	0.903	32.26	633.93	0.821	3.17	32.26	0.747	4.95	34.14
	0.655	1.03	4.95	0.664	0.99	4.93	N J	2.809	5.40
Hartley 3	0.219	10.14	15.82	0.370	4.66	10.14	0.355	4.85	10.19
	0.260	2.85	4.85	0.317	2.46	4.74	S J	2.990	5.00
Helin Lawrence	0.266	9.27	15.99	0.241	5.67	9.27	0.242	5.65	9.27
	0.404	2.40	5.65	0.308	3.09	5.85	S J	2.901	5.93
Holt Olmstead	0.217	10.25	15.93	0.417	4.22	10.25	0.367	4.82	10.42
	0.296	2.62	4.82	0.370	2.15	4.69	S J	2.980	4.97
Kearns Kwee	0.585	19.97	76.32	0.542	5.93	19.97	0.542	5.93	19.97
	0.635	1.32	5.93	0.487	2.21	6.41	U J	2.777	6.60
Kohoutek	0.718	19.74	120.40	0.577	5.29	19.74	0.577	5.30	19.74
	0.494	1.80	5.30	0.496	1.78	5.30	U J	2.894	5.66

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe	$J$	$r_{sup}$
Kowal Mrkos	0.832	18.12	197.73	0.508	5.91	18.12	0.529	5.52	17.90
	0.510	1.79	5.52	0.483	1.95	5.59	U J	2.868	5.91
Longmore	0.742	31.50	212.94	0.788	3.74	31.50	0.736	4.95	32.62
	0.701	0.87	4.95	0.343	2.40	4.90	N J	2.858	5.01
Mac Naught Hughes	0.690	20.29	110.58	0.605	4.99	20.29	0.607	4.95	20.26
	0.418	2.03	4.95	0.402	2.13	4.99	U J	2.964	5.31
Metcalf Brewington	0.916	29.86	680.81	0.672	5.85	29.86	0.672	5.85	29.86
	0.706	1.01	5.85	0.594	1.59	6.25	N J	2.688	6.56
Reinmuth 1	0.796	18.25	160.54	0.524	5.70	18.25	0.532	5.55	18.17
	0.544	1.64	5.55	0.502	1.88	5.66	U J	2.837	5.97
Reinmuth 2	0.786	19.12	159.20	0.574	5.17	19.12	0.574	5.17	19.12
	0.463	1.89	5.17	0.464	1.89	5.17	U J	2.922	5.52
Russell 1	0.154	9.17	12.51	0.248	5.53	9.17	0.249	5.51	9.17
	0.467	2.00	5.51	0.438	2.17	5.57	S J	2.821	5.74
Russell 3	0.240	9.37	15.29	0.292	5.13	9.37	0.291	5.15	9.37
	0.343	2.52	5.15	0.344	2.53	5.15	S J	2.921	5.33
Schorr	0.759	19.46	141.97	0.578	5.20	19.46	0.578	5.20	19.46
	0.467	1.89	5.20	0.468	1.88	5.20	U J	2.920	5.55
Schuster	0.807	17.59	165.02	0.626	4.05	17.59	0.497	5.69	16.95
	0.677	1.09	5.69	0.589	1.54	5.94	U J	2.678	6.21
Schwassmann Wach.2	0.832	19.30	210.97	0.596	4.88	19.30	0.596	4.88	19.30
	0.372	2.24	4.88	0.399	2.07	4.81	U J	3.000	5.18
Shoemaker 2	0.627	29.47	128.48	0.634	6.60	29.47	0.657	6.02	29.11
	0.806	0.65	6.02	0.665	1.33	6.59	N J	2.526	6.88
Shoemaker Levy 4	0.631	20.10	88.79	0.571	5.49	20.10	0.600	4.95	19.81
	0.422	2.01	4.95	0.420	2.02	4.96	U J	2.961	5.29
Shoemaker Levy 7	0.615	20.10	84.24	0.576	5.41	20.10	0.574	5.45	20.12
	0.559	1.54	5.45	0.543	1.63	5.49	U J	2.828	5.86
Shoemaker Levy 9	0.442	19.33	49.94	0.390	8.48	19.33	0.389	8.50	19.33
	0.140	6.41	8.50	0.208	5.38	8.20	U S		8.75

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe	$J$	$r_{sup}$
Singer Brewster	0.851	18.14	224.60	0.551	5.25	18.14	0.570	4.92	17.95
	0.403	2.09	4.92	0.414	2.03	4.89	U J	2.969	5.23
Skiff Kosai	0.394	10.57	24.30	0.489	3.63	10.57	0.386	4.90	11.06
	0.233	3.04	4.90	0.260	2.84	4.84	S J	3.011	5.09
Spacewatch	1.013	28.81	$\infty$	0.646	6.20	28.81	0.703	4.85	27.78
	0.466	1.77	4.85	0.510	1.54	4.74	N J	2.973	5.19
Takamizawa	0.934	28.99	845.83	0.616	6.89	28.99	0.665	5.67	28.14
	0.644	1.23	5.67	0.575	1.59	5.89	N J	2.759	6.24
Tempel 1	1.066	29.48	$\infty$	0.697	5.26	29.48	0.715	4.84	29.12
	0.475	1.72	4.84	0.520	1.49	4.73	N J	2.971	5.18
Tritton	0.992	28.87	$\infty$	0.621	6.75	28.87	0.675	5.41	27.91
	0.580	1.44	5.41	0.581	1.43	5.41	N J	2.831	5.85
Van Houten	0.699	29.28	165.47	0.495	9.89	29.28	0.532	8.78	28.73
	0.310	4.62	8.78	0.367	3.96	8.54	N S		9.19
West Hartley	0.179	10.43	12.30	0.427	4.19	10.43	0.322	5.52	10.77
	0.481	1.94	5.52	0.448	2.13	5.59	S J	2.833	5.79
Wild 2	1.049	28.92	$\infty$	0.633	6.50	28.92	0.682	5.30	28.01
	0.539	1.58	5.30	0.540	1.58	5.30	U J	2.879	5.72
Wild 4	0.812	19.56	188.32	0.602	4.85	19.56	0.603	4.84	19.56
	0.362	2.26	4.84	0.408	1.99	4.73	U J	3.012	5.12
Wolf Harrington	0.506	20.35	62.05	0.623	4.73	20.35	0.597	5.20	20.60
	0.602	1.29	5.20	0.544	1.58	5.36	U J	2.799	5.66

## 3.2. COMÈTES SOUMISES À TROIS RENCONTRES

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_5$	$q_5$	$Q_5$	$e_6$	$q_6$	$Q_6$
	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe	$J$	$r_{sup}$			
Gehrels 3	0.396	20.10	46.44	0.404	8.53	20.10	0.402	8.59	20.12
	0.151	6.33	8.59	0.261	4.79	8.17	0.085	4.04	4.79
	0.151	3.42	4.64	U S J	3.030	4.88			
Gunn	0.270	19.21	33.43	0.299	10.36	19.21	0.299	10.37	19.21
	0.445	3.98	10.37	0.374	4.85	10.65	0.259	2.85	4.85
	0.316	2.46	4.74	U S J	2.997	5.01			
Kushida Muramatsu	0.358	20.88	44.14	0.438	8.17	20.88	0.352	10.38	21.65
	0.436	4.08	10.38	0.367	4.95	10.68	0.231	3.09	4.95
	0.277	2.75	4.85	U S J	3.009	5.11			
Parker Hartley	0.497	18.51	55.13	0.354	8.83	18.51	0.354	8.83	18.51
	0.182	6.11	8.83	0.224	5.49	8.65	0.314	2.87	5.49
	0.290	3.05	5.53	U S J	2.943	5.67			
Shoemaker Holt 1	0.366	18.76	40.41	0.281	10.53	18.76	0.282	10.50	18.76
	0.413	4.36	10.50	0.314	5.69	10.91	0.428	2.28	5.69
	0.321	3.06	5.94	U S J	2.912	6.05			
Shoemaker Levy 3	0.399	18.77	43.70	0.309	9.90	18.77	0.309	9.90	18.77
	0.345	4.82	9.90	0.345	4.82	9.90	0.180	3.35	4.82
	0.250	2.81	4.68	U S J	3.026	4.95			
Whipple	0.456	18.29	48.92	0.351	8.78	18.29	0.345	8.93	18.35
	0.235	5.53	8.93	0.259	5.20	8.84	0.284	2.90	5.20
	0.259	3.09	5.25	U S J	2.951	5.38			

## 3.3. COMÈTES SOUMISES À PLUS DE TROIS RENCONTRES

**Mueller 1 (J=2.917 et  $r_{sup} = 5.68$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	Groupe
0.236	30.42	49.24	0.270	17.48	30.42	0.265	17.70	30.47	Neptune
0.265	17.70	30.47	0.141	13.32	17.70	0.216	11.08	17.18	Uranus
0.216	11.08	17.18	0.468	4.02	11.08	0.354	5.49	11.51	Saturne
0.354	5.49	11.51	0.351	2.63	5.49	0.337	2.74	5.52	Jupiter

**Russell 2 (J=2.903 et  $r_{sup} = 5.53$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.233	31.04	49.92	0.334	15.50	31.04	0.275	18.02	31.69	Neptune
0.275	18.02	31.69	0.210	11.77	18.02	0.257	10.47	17.70	Uranus
0.257	10.47	17.70	0.446	4.01	10.47	0.344	5.30	10.86	Saturne
0.344	5.30	10.86	0.400	2.27	5.30	0.399	2.28	5.30	Jupiter

**Wild 3 (J=2.932 et  $r_{sup} = 5.18$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.119	30.46	38.71	0.262	17.82	30.46	0.251	18.28	30.55	Neptune
0.251	18.28	30.55	0.276	10.37	18.28	0.268	10.58	18.34	Uranus
0.268	10.58	18.34	0.506	3.47	10.58	0.381	4.96	11.08	Saturne
0.381	4.96	11.08	0.365	2.31	4.96	0.366	2.30	4.96	Jupiter

4. COMÈTES DANS LES ZONES INTERMÉDIAIRES4.1. *COMÈTES DANS L'INTERVALLE* [6.63; 7.70]

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$\nu_J$	$\nu_S$	$r_{sup}$				
Hartley 1	0.181	4.87	7.02	0.404	2.07	4.87	0.451	1.82	4.80
	Jupiter	2.854	5/4	1/2	4.99				
Helin Roman Cr.	0.228	4.78	7.60	0.062	4.22	4.78	0.139	3.49	4.61
	Jupiter	3.027	4/3	1/2	4.84				
Mueller 3	0.146	5.45	7.31	0.270	3.13	5.45	0.288	2.99	5.42
	Jupiter	2.935	4/3	1/2	5.55				
Oterma	0.224	4.74	7.48	0.041	4.36	4.74	0.144	3.39	4.53
	Jupiter	3.036	5/4	1/2	4.79				
Shoemaker Holt 2	0.125	5.37	6.91	0.340	2.65	5.37	0.337	2.65	5.37
	Jupiter	2.871	5/4	1/2	5.49				
Smirnova Chernykh	0.222	4.88	7.66	0.113	3.89	4.88	0.147	3.57	4.81
	Jupiter	3.005	4/3	1/2	4.98				

## 4.2. COMÈTES DANS L'INTERVALLE [11.53; 16.86]

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$\nu_S$	$\nu_U$	$r_{sup}$				
Arend	0.434	5.79	14.67	0.660	1.19	5.79	0.537	1.85	6.13
	Jupiter	2.693	1/1	2/5	6.32				
Brooks 2	0.472	5.45	15.19	0.468	1.97	5.45	0.491	1.85	5.40
	Jupiter	2.883	1/1	2/5	5.74				
Daniel	0.398	5.58	12.95	0.606	1.37	5.58	0.552	1.65	5.71
	Jupiter	2.731	1/1	1/3	5.96				
Gehrels 2	0.465	5.45	14.93	0.468	1.97	5.45	0.464	2.00	5.46
	Jupiter	2.886	1/1	2/5	5.76				
Giacobini Zinner	0.359	5.73	12.15	0.797	0.65	5.73	0.706	1.03	6.01
	Jupiter	2.468	1/1	1/3	6.25				
Giclas	0.486	5.45	15.75	0.486	1.89	5.45	0.493	1.85	5.43
	Jupiter	2.873	1/1	2/5	5.77				
Harrington Wilson	0.482	5.20	14.88	0.513	1.68	5.20	0.515	1.66	5.20
	Jupiter	2.852	1/1	1/3	5.51				
Johnson	0.433	4.95	12.51	0.385	2.20	4.95	0.367	2.31	4.99
	Jupiter	2.939	1/1	1/3	5.23				
Kojima	0.409	5.45	12.98	0.416	2.25	5.45	0.393	2.40	5.50
	Jupiter	2.919	1/1	1/3	5.74				
Kowal 2	0.512	5.38	16.66	0.564	1.51	5.38	0.564	1.51	5.38
	Jupiter	2.804	5/4	4/9	5.73				
Mueller 2	0.487	4.95	14.35	0.342	2.43	4.95	0.344	2.41	4.95
	Jupiter	2.980	1/1	1/3	5.22				

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$\nu_S$	$\nu_U$	$r_{sup}$				
Pons Winnecke	0.467	5.53	15.21	0.662	1.13	5.53	0.634	1.27	5.60
	Jupiter	2.678	1/1	2/5	5.94				
Russell 4	0.520	4.87	15.41	0.331	2.45	4.87	0.365	2.23	4.79
	Jupiter	3.002	1/1	2/5	5.12				
Shajn Schaldach	0.393	5.32	12.22	0.386	2.36	5.32	0.388	2.34	5.32
	Jupiter	2.931	1/1	1/3	5.57				
Shoemaker Levy 8	0.411	4.95	11.87	0.283	2.77	4.95	0.291	2.71	4.93
	Jupiter	2.992	1/1	1/3	5.17				
Spitaler	0.477	5.25	14.83	0.421	2.14	5.25	0.422	2.13	5.25
	Jupiter	2.929	1/1	1/3	5.54				
Tsuchinshan 2	0.496	5.45	16.19	0.489	1.87	5.45	0.504	1.80	5.41
	Jupiter	2.872	1/1	3/7	5.77				
Wiseman Skiff	0.445	5.45	14.19	0.577	1.46	5.45	0.568	1.51	5.47
	Jupiter	2.771	1/1	1/3	5.79				

#### 4.3. COMÈTES DANS L'INTERVALLE [21.64;27.35]

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$\nu_U$	$\nu_N$	$r_{sup}$				
Brorsen	0.626	5.53	24.05	0.831	0.51	5.53	0.810	0.59	5.61
	Jupiter	2.466	2/3	1/3	6.12				
Clark	0.693	4.82	26.56	0.447	1.84	4.82	0.502	1.55	4.69
	Jupiter	2.988	3/4	1/3	5.14				
Giacobini	0.629	5.54	24.29	0.616	1.32	5.54	0.588	1.46	5.62
	Jupiter	2.777	2/3	1/3	6.01				

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$\nu_U$	$\nu_N$	$r_{sup}$				
Harrington	0.617	5.52	23.30	0.585	1.44	5.52	0.561	1.57	5.59
	Jupiter	2.811	2/3	1/3	5.97				
Harrington Abell	0.603	5.69	22.97	0.623	1.32	5.69	0.540	1.78	5.94
	Jupiter	2.775	2/3	1/3	6.24				
Helin Roman Alu 2	0.640	5.85	26.63	0.650	1.24	5.85	0.532	1.91	6.25
	Jupiter	2.767	3/4	2/5	6.52				
Kopff	0.660	5.34	26.10	0.545	1.57	5.34	0.544	1.58	5.34
	Jupiter	2.867	3/4	1/3	5.76				
Maury	0.572	5.95	21.87	0.671	1.17	5.95	0.522	2.03	6.45
	Jupiter	2.735	3/5	1/3	6.66				
Metcalf	0.629	5.83	25.62	0.700	1.03	5.83	0.584	1.63	6.22
	Jupiter	2.689	3/4	1/3	6.51				
Perrine Mrkos	0.635	5.66	25.33	0.703	0.99	5.66	0.639	1.29	5.87
	Jupiter	2.668	3/4	2/5	6.24				
Peters	0.461	9.37	25.39	0.721	1.52	9.37	0.720	1.53	9.37
	Saturne		6/7	3/7	10.06				
Shoemaker Levy 5	0.586	5.95	22.79	0.678	1.14	5.95	0.530	1.98	6.46
	Jupiter	2.728	2/3	1/3	6.67				
Tempel 2	0.694	4.84	26.83	0.479	1.70	4.84	0.522	1.49	4.73
	Jupiter	2.962	3/4	2/5	5.18				
du Toit Neuj. Delp.	0.675	5.16	26.63	0.500	1.72	5.16	0.500	1.72	5.16
	Jupiter	2.919	3/4	2/5	5.56				
Tsuchinshan 1	0.614	5.51	23.02	0.595	1.40	5.51	0.576	1.50	5.56
	Jupiter	2.798	2/3	1/3	5.96				

Toutes les comètes sont placées sur des orbites résonantes qui empêchent toute rencontre avec l'une des deux planètes adjacentes pendant de très longues périodes. Les perturbations dues aux planètes ont pourtant eu un effet à longue échelle amenant les comètes à croiser

leur orbite et à subir une rencontre proche, ainsi que l'assurent Duncan et al. (1989).

Dans leur article, ils considèrent l'évolution à long terme (4.5 milliards d'années) de plusieurs centaines de corps initialement placés sur des orbites circulaires, planes et de demi-grand axe compris entre 0.2 et 50 ua, résidus planétésimaux du disque proto-planétaire. Ces particules test, soumises à l'action du Soleil et des planètes et se déplaçant elles-aussi sur des orbites circulaires et coplanaires, auraient évolué au fil des millénaires et rencontré l'un des corps massifs de notre système.

Les auteurs montrent ainsi que les corps situés entre Jupiter et Saturne croisent l'orbite d'une de ces deux planètes en moins de dix millions d'années et que ceux entre Uranus et Neptune viennent à couper l'orbite de Neptune sur une échelle de temps comparable à l'âge du Système Solaire.

En revanche, il apparaît que les particules situées entre Saturne et Uranus survivent en ce lieu depuis la création de notre système. De ce fait, le nombre important de comètes trouvées dans cet intervalle par les calculs, presque toutes en résonance 1/1 avec Saturne, a une origine autre et plus excentrée, à moins qu'un corps perturbateur, tel Chiron, ait perturbé cette partie stable du Système Solaire amenant les comètes à croiser l'orbite d'une des planètes géantes. Pour conclure, Duncan et al. estiment que le disque de Kuiper pourrait donc s'étendre en-deçà même de l'orbite de Neptune.

## 5. COMÈTES DONT L'APHÉLIE EST PROCHE DE 40 UA, 55 UA, 75 UA OU DE 95 UA

Les nombreuses comètes présentes dans ce paragraphe témoignent de l'importance de la Ceinture de Kuiper dans l'approvisionnement des comètes à courte période. Elles sont rassemblées en quatre groupes en fonction de leur distance aphélie et ce, dans le but d'être utilisées dans le chapitre 7 consacré à l'existence éventuelle de corps massifs au-delà de l'orbite de Neptune, aux distances 40, 55, 75 et 95 ua.

Cependant, j'émettrai quelques réserves pour les comètes Olbers et Westphal dont la latitude du périhélie est très élevée:  $B = 39.4^\circ$  pour Olbers et  $B = 33.3^\circ$  pour Westphal.

Ainsi que je l'ai expliqué dans le paragraphe 2, il est plus probable que ces deux comètes aient connu l'évolution orbitale présentée par Carusi et Valsecchi (1992) mettant en avant une rencontre catastrophique avec Jupiter et valable pour tout corps du type de Halley.

## 5.1. COMÈTES DONT L'APHÉLIE EST PROCHE DE 40 UA

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Brooks 1	0.778	4.91	39.36	0.550	1.43	4.91	0.571	1.33	4.86
	Jupiter	2.918	5.32						
Forbes	0.791	5.20	44.49	0.586	1.36	5.20	0.568	1.45	5.25
	Jupiter	2.863	5.70						
Lovas 2	0.731	5.58	35.95	0.627	1.28	5.58	0.591	1.46	5.70
	Jupiter	2.791	6.13						
Slaughter Burnham	0.676	8.35	43.19	0.329	4.21	8.35	0.504	2.54	7.70
	Saturne		8.70						

## 5.2. COMÈTES DONT L'APHÉLIE EST PROCHE DE 55 UA

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Chiron	0.468	18.95	52.33	0.383	8.46	18.95	0.383	8.45	18.95
	Uranus		19.97						
Churyumov Ger.	0.792	5.59	48.22	0.673	1.09	5.59	0.630	1.30	5.74
	Jupiter	2.745	6.20						
Haneda Campos	0.804	5.53	50.89	0.657	1.15	5.53	0.632	1.27	5.61
	Jupiter	2.768	6.11						

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Kowal Vavrova	0.689	10.05	54.52	0.588	2.61	10.05	0.588	2.61	10.05
	Saturne		10.88						
Neujmin 2	0.816	4.90	48.27	0.546	1.44	4.90	0.567	1.34	4.84
	Jupiter	2.931	5.33						
Wild 1	0.728	9.24	58.79	0.647	1.98	9.24	0.647	1.98	9.24
	Saturne		10.07						

### 5.3. COMÈTES DONT L'APHÉLIE EST PROCHE DE 75 UA

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Hartley 2	0.856	5.65	73.02	0.751	0.80	5.65	0.700	1.03	5.85
	Jupiter	2.641	6.36						
Howell	0.876	4.91	74.03	0.539	1.47	4.91	0.552	1.41	4.87
	Jupiter	2.948	5.37						
Kushida	0.851	5.83	72.63	0.730	0.91	5.83	0.639	1.36	6.20
	Jupiter	2.684	6.63						
Olbers	0.425	31.53	78.15	0.961	0.63	31.53	0.930	1.18	32.69
	Neptune		35.52						
Shoemaker Levy 6	0.844	6.01	71.03	0.825	0.57	6.01	0.706	1.13	6.57
	Jupiter	2.517	6.98						
Tuttle Giac. Kres.	0.870	5.20	74.91	0.635	1.16	5.20	0.656	1.07	5.13
	Jupiter	2.828	5.70						

#### 5.4. COMÈTES DONT L'APHÉLIE EST PROCHE DE 95 UA

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$
	Groupe	$J$	$r_{sup}$						
Blanpain	0.893	5.20	91.81	0.644	1.12	5.20	0.699	0.89	5.03
	Jupiter	2.822	5.67						
Brewington	0.824	8.57	88.61	0.573	2.33	8.57	0.671	1.60	8.12
	Saturne		9.20						
Gehrels 1	0.825	9.02	94.26	0.545	2.66	9.02	0.510	2.99	9.21
	Saturne		9.95						
Westphal	0.516	30.01	94.04	0.920	1.25	30.01	0.920	1.25	30.01
	Neptune		33.30						

### 6. COMÈTES RESTANT AU SEIN D'UN MÊME GROUPE

#### 6.1. COMÈTES RESTANT DANS UN MÊME GROUPE TEMPORAIREMENT

##### **Barnard 3 (J=2.620 et $r_{sup} = 5.71$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.364	5.82	12.48	0.801	0.64	5.82	0.679	1.18	6.20	Jupiter
0.679	1.18	6.20	0.006	6.12	6.20	0.087	5.50	6.54	Jupiter
0.087	5.50	6.54	0.619	1.29	5.50	0.590	1.43	5.55	Jupiter

**Helin Roman Alu 1 (J=2.960 et  $r_{sup} = 5.37$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.071	5.90	6.80	0.337	2.92	5.90	0.090	5.30	6.35	Jupiter
0.090	5.30	6.35	0.179	3.69	5.30	0.176	3.70	5.30	Jupiter

**Mrkos (J=2.749 et  $r_{sup} = 5.11$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.337	5.82	11.74	0.794	0.67	5.82	0.666	1.24	6.20	Jupiter
0.666	1.24	6.20	0.036	5.77	6.20	0.137	4.95	6.51	Jupiter
0.137	4.95	6.51	0.538	1.49	4.95	0.554	1.41	4.93	Jupiter

**Mueller 4 (J=2.661 et  $r_{sup} = 6.01$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.452	3.81	10.11	0.109	8.13	10.11	0.116	8.03	10.13	Saturne
0.116	8.03	10.13	0.449	3.85	10.13	0.416	4.20	10.18	Saturne
0.416	4.20	10.18	0.165	7.30	10.18	0.285	5.72	10.28	Saturne
0.285	5.72	10.28	0.730	0.89	5.72	0.615	1.43	6.00	Jupiter
0.615	1.43	6.00	0.014	5.84	6.00	0.031	5.72	6.08	Jupiter
0.031	5.72	6.08	0.593	1.46	5.72	0.389	2.64	6.00	Jupiter

**Peters Hartley (J=2.513 et  $r_{sup} = 6.57$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.191	10.42	15.35	0.678	2.00	10.42	0.594	2.74	10.75	Saturne
0.594	2.74	10.75	0.008	10.57	10.75	0.013	10.52	10.80	Saturne
0.013	10.52	10.80	0.596	2.73	10.80	0.314	5.95	11.39	Saturne
0.314	5.95	11.39	0.776	0.75	5.95	0.598	1.62	6.46	Jupiter

**Schwassmann Wachmann 1 (J=2.986 et  $r_{sup} = 6.62$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.313	17.98	34.35	0.203	11.92	17.98	0.251	10.55	17.63	Uranus
0.251	10.55	17.63	0.428	4.23	10.55	0.310	5.80	11.02	Saturne
0.310	5.80	11.02	0.479	2.04	5.80	0.338	3.04	6.15	Jupiter
0.338	3.04	6.15	0.001	6.13	6.15	0.045	5.77	6.31	Jupiter

**Shoemaker 1 (J=2.732 et  $r_{sup} = 5.63$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.216	10.45	16.21	0.628	2.39	10.45	0.530	3.32	10.82	Saturne
0.530	3.32	10.82	0.005	10.72	10.82	0.019	10.54	10.95	Saturne
0.019	10.54	10.95	0.516	3.36	10.54	0.312	5.77	10.99	Saturne
0.312	5.77	10.99	0.690	1.06	5.77	0.559	1.72	6.10	Jupiter
0.559	1.72	6.10	0.018	5.88	6.10	0.069	5.48	6.30	Jupiter
0.069	5.48	6.30	0.493	1.86	5.48	0.470	1.99	5.51	Jupiter

*6.2. COMÈTES RESTANT DANS UN MÊME GROUPE "DÉFINITIVEMENT"*

**Borrelly (J=2.563 et  $r_{sup} = 6.05$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.144	6.88	9.20	0.308	4.86	9.20	0.307	4.88	9.20	Saturne
0.307	4.88	9.20	0.146	6.85	9.20	0.221	5.89	9.25	Saturne
0.221	5.89	9.25	0.244	5.62	9.25	0.240	5.67	9.25	Saturne
0.240	5.67	9.25	0.712	0.95	5.67	0.623	1.36	5.88	Jupiter

**Holmes (J=2.860 et  $r_{sup} = 5.39$ )**

$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.016	10.33	10.67	0.352	4.95	10.33	0.004	10.49	10.57	Saturne
0.004	10.49	10.57	0.365	4.88	10.49	0.104	8.84	10.89	Saturne
0.104	8.84	10.89	0.173	6.24	8.84	0.251	5.20	8.67	Saturne
0.251	5.20	8.67	0.412	2.16	5.20	0.410	2.18	5.20	Jupiter

**IRAS ( $r_{sup} = 9.60$ )**

$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.641	2.09	9.55	0.386	4.23	9.55	0.381	4.28	9.55	Saturne
0.381	4.28	9.55	0.645	2.06	9.55	0.665	1.92	9.52	Saturne
0.665	1.92	9.52	0.351	4.57	9.52	0.335	4.73	9.50	Saturne
0.335	4.73	9.50	0.675	1.84	9.50	0.696	1.70	9.46	Saturne

**Machholtz (J=1.943 et  $r_{sup} = 6.11$ )**

$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.997	0.01	5.47	0.164	3.93	5.47	0.173	3.88	5.50	Jupiter
0.173	3.88	5.50	0.997	0.01	5.50	0.993	0.02	5.56	Jupiter
0.993	0.02	5.56	0.227	3.50	5.56	0.262	3.31	5.67	Jupiter
0.262	3.31	5.67	0.991	0.03	5.67	0.959	0.12	5.90	Jupiter

**Pigott (J=2.527 et  $r_{sup} = 5.07$ )**

$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.683	0.93	4.95	0.223	3.15	4.95	0.223	3.15	4.95	Jupiter
0.223	3.15	4.95	0.682	0.93	4.95	0.650	1.06	4.98	Jupiter
0.650	1.06	4.98	0.279	2.80	4.98	0.308	2.65	5.01	Jupiter
0.308	2.65	5.01	0.634	1.12	5.01	0.552	1.46	5.06	Jupiter

**Pons Brooks** ( $r_{sup} = 33.55$ )

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.999	0.01	30.30	0.738	4.57	30.30	0.731	4.70	30.30	Neptune
0.731	4.70	30.30	0.999	0.01	30.30	0.992	0.12	30.76	Neptune
0.992	0.12	30.76	0.604	7.59	30.76	0.661	6.47	31.68	Neptune
0.661	6.47	31.68	0.998	0.03	31.68	0.955	0.77	33.51	Neptune

**Taylor (J=2.813 et  $r_{sup} = 5.55$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.049	8.85	9.76	0.235	6.05	9.76	0.234	6.06	9.76	Saturne
0.234	6.06	9.76	0.049	8.84	9.76	0.048	8.86	9.76	Saturne
0.048	8.86	9.76	0.157	6.48	8.86	0.239	5.35	8.71	Saturne
0.239	5.35	8.71	0.467	1.94	5.35	0.466	1.95	5.35	Jupiter

**Tuttle** ( $r_{sup} = 10.54$ )

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.901	0.52	10.08	0.337	5.00	10.08	0.353	4.85	10.13	Saturne
0.353	4.85	10.13	0.897	0.55	10.13	0.889	0.60	10.17	Saturne
0.889	0.60	10.17	0.374	4.63	10.17	0.406	4.34	10.26	Saturne
0.406	4.34	10.26	0.879	0.66	10.26	0.823	1.02	10.43	Saturne

**Urata Nijima (J=2.689 et  $r_{sup} = 5.86$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.283	10.68	19.11	0.048	17.35	19.11	0.044	17.47	19.08	Uranus
0.044	17.47	19.08	0.284	10.64	19.08	0.284	10.64	19.08	Uranus
0.284	10.64	19.08	0.649	2.26	10.64	0.519	3.54	11.20	Saturne
0.519	3.54	11.20	0.024	10.68	11.20	0.041	10.46	11.35	Saturne
0.041	10.46	11.35	0.481	3.66	10.46	0.324	5.53	10.83	Saturne
0.324	5.53	10.83	0.622	1.29	5.53	0.588	1.45	5.61	Jupiter

**de Vico Swift (J=2.907 et  $r_{sup} = 5.68$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.361	5.01	10.67	0.009	10.48	10.67	0.009	10.48	10.67	Saturne
0.009	10.48	10.67	0.349	5.06	10.48	0.104	8.83	10.87	Saturne
0.104	8.83	10.87	0.150	6.53	8.83	0.232	5.39	8.65	Saturne
0.232	5.39	8.65	0.434	2.13	5.39	0.431	2.15	5.39	Jupiter

**West Kohoutek Ikemura (J=2.686 et  $r_{sup} = 5.47$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.448	2.08	5.45	0.119	4.29	5.45	0.119	4.29	5.45	Jupiter
0.119	4.29	5.45	0.449	2.07	5.45	0.497	1.82	5.41	Jupiter
0.497	1.82	5.41	0.043	4.97	5.41	0.035	5.02	5.38	Jupiter
0.035	5.02	5.38	0.496	1.81	5.38	0.543	1.58	5.32	Jupiter

**Wolf (J=2.711 et  $r_{sup} = 5.77$ )**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	groupe
0.168	5.84	8.20	0.001	8.18	8.20	0.009	8.10	8.25	Saturne
0.009	8.10	8.25	0.156	5.92	8.10	0.178	5.63	8.07	Saturne
0.178	5.63	8.07	0.618	1.33	5.63	0.530	1.78	5.80	Jupiter
0.530	1.78	5.80	0.015	5.62	5.80	0.020	5.60	5.82	Jupiter
0.020	5.60	5.82	0.513	1.80	5.60	0.406	2.42	5.74	Jupiter

Parmi les différentes orbites rencontrées lors de cette exploitation numérique apparaît donc l'ensemble des comètes restant au sein d'un même groupe sur une échelle de temps plus ou moins longue.

Ces comètes particulières semblent évoluer sur un même type d'orbite dont le point aphélie se situe au voisinage d'une grosse planète. Certaines d'entre elles (Barnard 3, Mrkos, Mueller 4, Shoemaker 1 et Wolf) présentent, au cours de leur évolution, les mêmes caractéristiques orbitales que Schwassmann Wachmann 1 actuellement: l'excentricité est très petite et la distance périhélie avoisine les 5.80. Ce phénomène se retrouve également pour des comètes évoluant près de Saturne (Peters Hartley, Shoemaker 1, Urata Nijima).

Notons cependant que de telles orbites n'apparaissent pas lorsque les comètes restent définitivement dans un même groupe.

## 7. ÉTUDE STATISTIQUE DES RÉSULTATS

### 7.1. *RÉPARTITION DES ORBITES COMÉTAIRES*

Traduisons à l'aide du diagramme circulaire suivant la répartition des orbites cométaires juste avant les observations actuelles, c'est-à-dire juste avant la dernière rencontre catastrophique subie par ces comètes lors de leur évolution. Cette restriction n'ôte en rien le caractère statistique de l'étude poursuivie dans ce paragraphe puisque, d'une façon générale, toutes les catégories représentées ici illustrent les différents parcours suivis par les comètes au cours de leur histoire.

Le tableau ci-dessous joue le rôle de légende pour le diagramme en indiquant, selon chaque groupe défini par une lettre, le pourcentage correspondant et le type d'orbite obtenue.

Groupe	Pourcentage	Différentes orbites cométaires
A	9%	orbites paraboliques-hyperboliques
B	9%	aphélie au-delà de 100 ua
C	31%	aphélie près d'une autre planète
D	25%	aphélie dans les zones intermédiaires
E	13%	aphélie près de 40, 55, 75 et 95 ua
F	5%	aphélie temporairement près d'une même planète
G	8%	aphélie "définitivement" près d'une même planète

En concentrant cette étude statistique à la famille de Jupiter (126 comètes), il est possible d'en déduire les résultats suivants:

- comètes éjectées du Système Solaire: 6.5%
- comètes devenant des Sun-grazers: 1%
- comètes quittant la famille de Jupiter pour devenir du type de Halley: 87%
- comètes restant membres de la famille de Jupiter: 5.5%

Ces calculs ont été effectués afin d'être comparés à ceux de Levison et Duncan (1994).

Ces derniers ont montré que 95% des comètes de la famille de Jupiter devenaient du type de Halley (la période est supérieure à 20 ans), alors que 3% étaient directement éjectées du Système Solaire et que 2% finissaient leur évolution avec une distance périhélie inférieure à 0.01 ua (Sun-grazers comets). Notons que ces évolutions sont aussi bien valables pour une transformation future que passée des trajectoires des comètes connues à ce jour.

Selon ma méthode, il apparaît donc que les pourcentages sont assez proches et ne contredisent pas mes résultats.

## 7.2. RÉPARTITION DES COMÈTES AYANT CHANGÉ DE GROUPES

Dans le diagramme précédent, apparaît le groupe C représentant les comètes ayant eu, avant leur dernière rencontre avec une planète jovienne, leur distance aphélie proche d'une autre planète plus lointaine. Évidemment, le procédé de recherche de l'orbite précédente reste le même et peut fournir un résultat similaire: la nouvelle orbite a elle-aussi une distance aphélie proche d'une autre planète encore plus lointaine.

Le diagramme suivant a pour objet de préciser toutes ces trajectoires complexes parcourues par les comètes et d'indiquer quelles sont les différentes planètes rencontrées lors de ce parcours au sein du Système Solaire.

Notons cependant que le pourcentage le plus important (79%) correspond aux comètes qui n'ont changé de groupes qu'une seule fois, c'est-à-dire qui n'ont rencontré que deux planètes avant d'avoir acquis leur orbite actuelle. Par exemple, certaines comètes actuellement de la famille de Jupiter ont pu, dans le passé, rencontrer Saturne, Uranus ou Neptune.

Rajoutons enfin que d'après Oikawa et Everhart (1979) et l'étude qu'ils ont effectuée sur Chiron, 88% des orbites évoluent vers le centre de notre Système Solaire atteignant la région de Jupiter et 12% évoluent vers l'extérieur appelant à être expédiées vers l'infini ou à rester près de l'orbite de la même planète.

Un calcul de pourcentages similaires effectué sur l'ensemble des comètes ayant rencontré une ou plusieurs planètes indique que 72% d'entre elles font partie actuellement de la famille de Jupiter, ce qui signifie encore que leur évolution les a amenées dans un voisinage de cette planète. La différence entre les pourcentages considérés ici peut être due au fait que les comètes des familles de Saturne, Uranus et Neptune n'ont peut-être pas encore achevé leur évolution au sein de notre système planétaire.

C'est en effet ce que précisent Levison et Duncan (1994) dans leur article. Leur intégration numérique effectuée sur l'ensemble des comètes à courte période montre que 91% de toutes les comètes deviennent membres de la famille de Jupiter. Ainsi, six des comètes du type de Halley connues actuellement deviendraient membres de cette famille dans le futur.

Groupe	Pourcentage	Différentes planètes rencontrées
A	27%	Jupiter-Saturne
B	33%	Jupiter-Uranus
C	15%	Jupiter-Neptune
D	2%	Saturne-Uranus
E	2%	Saturne-Neptune
F	16%	Jupiter-Saturne-Uranus
G	5%	Jupiter-Saturne-Uranus-Neptune

### 7.3. ÉTUDE DE LA DISTANCE DE RENCONTRE HÉLIOCENTRIQUE DES COMÈTES

Afin d'avoir un aperçu plus objectif de la répartition des distances de rencontre héliocentriques des comètes, il est préférable d'en considérer un nombre important. C'est pourquoi, je me restreindrai ici à l'étude des comètes de la famille de Jupiter (126) et à celles qui ont leur point aphélie situé près de l'orbite de Saturne (23).

#### 7.3.1. Comètes de la famille de Jupiter

L'histogramme suivant donne la répartition des distances de rencontre des comètes de la famille de Jupiter (en noir) mais aussi celle des distances aphélie actuelles.

Il apparaît clairement que les distances de rencontre se regroupent au voisinage du périhélie de Jupiter (32 comètes dans l'intervalle  $[4.75;5.0]$ ), de son aphélie (32 comètes dans l'intervalle  $[5.5;5.75]$ ) mais également entre ces deux points (40 comètes dans l'intervalle  $[5.0;5.5]$ ).

Ces caractéristiques se retrouvent dans la distribution des distances aphélie actuelles même si celle-ci est moins compacte. En effet, il faut tenir compte, depuis la dernière rencontre, de l'évolution des orbites due aux perturbations de Jupiter qui peut affecter cette distance aphélie.

### *7.3.2. Comètes ayant leur point aphélie près de l'orbite de Saturne*

Même si le nombre de comètes est moins important que dans la partie précédente, il s'avère que la répartition des distances de rencontre suit des lois similaires. La rencontre comète-planète a eu lieu au voisinage du périhélie de Saturne pour huit d'entre elles ([8.5;9.0]), près de l'aphélie pour quatre autres ([10.0;10.5]) mais aussi entre ces deux points pour neuf comètes ([9.0;10.0]).

La distribution des distances aphélie actuelles est là encore plus aléatoire en raison de l'évolution des orbites après la dernière rencontre, celles-ci pouvant également subir l'influence de Jupiter lors des passages vers leur point périhélie.

### 7.3.3. Conséquences relatives au choix de la distance $r$

Dans les calculs à la base des résultats de ce chapitre, la valeur de la distance de rencontre utilisée a été choisie de manière à être proche du périhélie ou de l'aphélie de la planète concernée. Cette quantité  $r$  a ensuite été modulée en fonction de la situation rencontrée au cours du processus numérique ou de l'évolution fournie par les catalogues d'intégration numérique de Carusi et al. et de Belyaev et al.

Malgré tout, ce choix n'est pas unique et de nombreuses autres valeurs auraient pu être retenues, par exemple:

- $r = q'$  où  $q'$  est la distance périhélie de la planète;
- $r = Q'$  où  $Q'$  est la distance aphélie de la planète;
- $r = a'$  où  $a'$  est le demi-grand axe de la planète;
- $r$  est calculée en faisant la moyenne de  $Q_3$  et  $Q'$  si  $Q_3 < q'$ , de  $Q_3$  et  $q'$  si  $Q_3 > Q'$  et

conservée si  $Q_3$  appartient à l'intervalle  $[q'; Q']$ . Cet arrangement a pour but d'avoir dans chaque cas une distance  $r$  située dans l'intervalle  $[q'; Q']$ .

Le nombre de comètes étant le plus important pour la famille de Jupiter, il suffit de restreindre l'étude à celle-ci sans pour autant perdre de précieux renseignements.

### Étude du cas $r = q'$

Les résultats obtenus avec ce choix particulier sont peu fiables puisque toutes les orbites, sauf une dizaine (celles dont la distance aphélie est très proche de 4.95), présentent une orbite initiale hyperbolique. La contrainte est trop importante et ne peut se rapprocher des conditions réelles.

### Étude des autres cas

Donnons à l'aide du tableau suivant les pourcentages correspondant aux différentes valeurs de  $r$  considérées et aux orbites résultantes. Les distances  $r_1$  et  $r_2$  correspondent respectivement à la moyenne décrite ci-dessus et à la valeur utilisée au cours des calculs présentés dans ce chapitre. Quant aux lettres, elles définissent les types d'orbites suivantes:

A: orbites paraboliques-hyperboliques;

B: orbites dont l'aphélie est au-delà de 100 ua;

C: orbites dont l'aphélie est près d'une autre planète;

D: orbites dont l'aphélie se situe dans les zones intermédiaires;

E: orbites dont l'aphélie est proche de 40, 55, 75 et 95 ua;

F: orbites dont l'aphélie est temporairement près d'une même planète;

G: orbites dont l'aphélie reste "définitivement" près d'une même planète.

Choix de $r$	$r = Q'$	$r = a'$	$r_1$	$r_2$
A	3.5%	19%	6%	6%
B	1%	9%	5%	5.5%
C	27%	34%	35%	36%
D	28.5%	20%	26%	30%
E	2%	14%	12%	9.5%
F	22.5%	2.5%	11%	10%
G	15.5%	1.5%	5%	3%

Remarquons immédiatement que, quelle que soit la valeur de  $r$  choisie, nous obtenons toujours le même échantillon d'évolutions orbitales: comètes éjectées ou provenant d'orbites quasi-paraboliques, comètes ayant connu plusieurs rencontres successives avec différentes planètes, comètes restant dans le voisinage d'une même planète, ...

Il est intéressant de noter que pour les deux valeurs de  $r$  obtenues par moyennisation, les pourcentages sont très proches, voire identiques. Évidemment, l'évolution de chaque comète prise séparément diffère mais l'étude statistique de l'ensemble offre de fortes similitudes. De plus, ces résultats se rapprochent de ceux proposés par Levison et Duncan dans leur article (1994).

Pour de nombreuses comètes dont la distance aphélie  $Q_3$  est inférieure à 4.95, les choix  $r = Q'$ ,  $r = a'$  et  $r = r_1$  ne se sont pas révélés satisfaisants. En effet, dans chaque cas, le discriminant du polynôme  $x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0$  était négatif, appelant donc à déterminer une autre valeur de  $r$  inférieure à la précédente, souvent égale à celle utilisée dans mon travail. De plus, les pourcentages relatifs aux conditions  $r = Q'$  et  $r = a'$  ne correspondent pas à ceux de l'article de Levison et Duncan. Ceux-ci, je le rappelle, indiquent que 95% des comètes de la famille de Jupiter deviennent du type de Halley, 3% sont directement éjectées du Système Solaire et 2% se transforment en Sun-grazers comets (en général, ce sont celles restant "définitivement" dans une même famille). De ce fait, ces deux valeurs imposées de  $r$  me paraissent trop restrictives pour être retenues.

Ainsi, la distance de rencontre  $r$  choisie dans mon travail semble être associée à la situation la plus proche de l'évolution réelle de la comète, ce qui se vérifie aisément au regard des variations de  $Q_3$  disponibles dans les catalogues d'intégration numérique consultés.

## CONCLUSION PARTIELLE

L'application numérique effectuée dans ce chapitre a permis de mettre en évidence toutes les évolutions possibles des comètes à courte période connues actuellement. Cependant, elles ne peuvent être données qu'à titre statistique puisqu'il est difficile de définir de manière formelle l'origine de telle ou telle comète en raison des incertitudes existant sur ses éléments, la valeur des forces non-gravitationnelles, etc...

Au regard des résultats portant par exemple sur la famille de Jupiter, il semblerait que 6.5% d'entre elles proviennent d'orbites quasi-paraboliques, que 1% aient régulièrement leur périhélie situé près du Soleil, que 5.5% restent dans le voisinage de Jupiter mais que 87% aient été du type de Halley.

Parmi ces dernières, nombreuses sont celles dont l'origine pourrait être la Ceinture de Kuiper, réservoir plan s'étendant au-delà de l'orbite de Neptune. Les autres ont a priori eu leur point aphélie situé dans des zones intermédiaires, c'est-à-dire entre deux planètes consécutives. Souvent en résonance avec chacune d'entre elles, ces comètes ont sûrement connu une période de stabilité plus ou moins longue avant de voir leur orbite à nouveau profondément perturbée.

Le choix et le calcul de la distance de rencontre  $r$  définis dans ce travail peuvent paraître restrictifs et d'autres valeurs ( $r = q'$ ,  $r = a'$  ou  $r = Q'$ ) auraient pu être retenues. Cependant, les catalogues d'intégration numérique et les résultats obtenus par Levison et Duncan (1994) montrent que la quantité utilisée au cours de l'étude précédente semble être conforme aux évolutions proposées par ces auteurs.

Basés sur une théorie particulière, il est intéressant de remarquer qu'une première comparaison de mes résultats avec certains articles (Oikawa et Everhart, 1979, Duncan et al., 1989, Levison et Duncan, 1994) ne présentent pas de contradictions majeures. Pourtant, il est important d'affiner ces études comparatives, principalement avec différentes intégrations numériques, ce qui sera l'objectif du chapitre suivant.

## CHAPITRE 5: COMPARAISON DES RÉSULTATS AVEC D'AUTRES ÉTUDES

Après l'élaboration de toute théorie particulière, il est primordial d'établir une comparaison avec d'autres travaux antérieurs, basés sur des hypothèses similaires ou suivant des contraintes quelque peu différentes.

Le chapitre 4 m'a permis d'exposer tous les types d'évolution cométaire relatifs à mon scénario de rencontre proche comète-planète, assimilé à un choc. Afin de tester la fiabilité de ce mode de rencontre, recherchons dans la littérature astronomique portant sur ce thème quels sont les points communs et les divergences qui peuvent être mis en évidence.

Une première partie sera consacrée à la lecture d'articles très généraux concernant la quantité de Tisserand, les comètes temporairement satellites de Jupiter ou bien encore le mouvement de certaines comètes particulières telle Shoemaker Levy 9.

Le paragraphe 2 portera sur la comparaison de mon scénario de rencontre avec celui développé par Öpik et présenté dans le chapitre 2. Ce travail a été choisi car il repose sur des hypothèses similaires aux miennes, principalement l'approximation au problème des deux corps au moment de la rencontre proche.

La fin du chapitre aura pour but d'analyser les résultats obtenus par intégration numérique et de présenter toutes les différences résultantes avec mon étude. Trois intégrations seront proposées: celle du catalogue de Carusi et al. (1985 et 1997), celle du catalogue de Belyaev et al. (1986) et celle effectuée au Bureau des Longitudes par Patrick Rocher.

## 1. COMPARAISONS DIVERSES

### 1.1. UTILISATION DE LA QUANTITÉ DE TISSERAND

Souhaitant prouver que la source des comètes à courte période n'était pas un flux d'orbites quasi-paraboliques provenant du Nuage de Oort, Vaghi (1973) étudie des diagrammes  $(Z, e)$  où  $e$  est l'excentricité de la comète et  $Z$  le rapport des demi-grands axes de Jupiter et de cette même comète. Ces diagrammes font également intervenir la quantité de Tisserand  $T$  qui permettrait de définir l'origine de ces corps. Il estime que  $T$  étant un invariant associé à la comète, et restant inchangé également en cas de perturbations par la planète, il peut être utilisée comme un paramètre de classification et d'évolution de l'orbite. Il rajoute enfin que la procédure est justifiée par le fait qu'en général l'inclinaison (valeur intervenant dans le calcul de la quantité de Tisserand) ne subit que de très petites variations lors des perturbations planétaires.

Vaghi montre ainsi qu'une comète ayant eu une orbite initiale parabolique doit vérifier la condition  $T \leq 2\sqrt{2}$ . En étudiant les comètes de la famille de Jupiter, il remarque que 40% d'entre elles vérifient  $T > 2\sqrt{2}$ , ce qui contredit donc le fait que la grande majorité des comètes de cette famille seraient nouvelles et originellement paraboliques.

Parmi les résultats numériques que j'ai établis et proposés dans le chapitre précédent, il semblerait que huit comètes aient eu, avant leur capture par Jupiter, une orbite quasi-parabolique. Il s'agit de Biéla ( $e = 1.039$  et  $J = 2.526$ ), Finlay ( $e = 1.032$  et  $J = 2.621$ ), Helfenzrieder ( $e = 0.999$  et  $J = 2.700$ ), Honda Mrkos Pajduskawa ( $e = 1.007$  et  $J = 2.579$ ), Lexell ( $e = 1.034$  et  $J = 2.613$ ), Machholtz 2 ( $e = 1.058$  et  $J = 2.709$ ), Schwassmann Wachmann 3 ( $e = 0.998$  et  $J = 2.781$ ) et Wirtanen ( $e = 1.001$  et  $J = 2.817$ ).

La valeur de la constante de Jacobi, proche de la quantité de Tisserand, pour ces huit comètes se situe bien en-deçà de la limite supérieure  $2\sqrt{2} = 2.828$ , ce qui n'entre pas en contradiction avec les propos de Vaghi.

Enfin, il considère l'hypothèse développée par Kazimirchak-Polonskaya en 1967 selon laquelle une capture serait associée à un processus faisant intervenir toutes les planètes géantes, en transférant les comètes d'une planète à l'autre (en commençant par Neptune) jusqu'à une capture finale par Jupiter. Il étudie donc une chaîne de captures en gardant toujours le problème restreint des trois corps. Il détermine ainsi qu'une comète provenant de la famille de Neptune vérifie  $T < 2.9$  et qu'une comète provenant de la famille de Saturne vérifie  $T < 2.975$ , condition remplie par toutes les comètes de la famille de Jupiter sauf quatre.

En étudiant, par exemple, les comètes ayant rencontré, selon mes calculs, Neptune avant d'avoir été capturées par Jupiter, il s'avère que la contrainte  $T < 2.9$  est respectée pour

chacune d'entre elles sauf Spacewatch ( $J = 2.973$ ) et Tempel 1 ( $J = 2.971$ ). Ces deux comètes ont actuellement une distance aphélie comparable, assez petite puisqu'elle vaut respectivement 4.74 et 4.73. Ainsi, la différence peut être fonction du choix de la distance de rencontre  $r$  que j'ai retenue et qui se situe aux alentours de 4.85.

Essayons donc, pour information, de définir quelle serait l'origine de ces deux comètes avec une distance de rencontre égale à leur distance aphélie actuelle, puis avec une distance de rencontre correspondant à la distance périhélie de Jupiter qui leur est proche. Ces résultats sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	$r$
Spacewatch	0.852	4.74	59.38	0.510	1.54	4.74	0.510	1.54	4.74	4.74
	0.563	4.95	17.72	0.413	2.05	4.95	0.510	1.54	4.74	4.95
Tempel 1	0.866	4.73	65.81	0.519	1.50	4.73	0.520	1.49	4.73	4.73
	0.559	4.95	17.51	0.415	2.05	4.95	0.520	1.49	4.73	4.95

Ces deux comètes ont des éléments très semblables et de ce fait des évolutions identiques. Ainsi, une variation de la distance de rencontre transforme leur origine de manière à corroborer les résultats établis par Vaghi puisque le choc avec Neptune n'est plus défini.

Une conclusion similaire peut être apportée pour les comètes qui auraient rencontré Saturne avant d'avoir été capturées par Jupiter: d'après mes résultats, elles vérifient toutes la condition  $T < 2.975$  sauf celles qui ont actuellement une distance aphélie inférieure à 4.95. Citons par exemple Hartley 3 qui a une distance aphélie égale à 4.74 et à laquelle est associée la quantité de Tisserand 2.990. La source de cette différence est également à rechercher dans le choix de la distance de rencontre  $r$ .

## 1.2. COMÈTES TEMPORAIREMENT SATELLITES DE JUPITER

D'après Tancredi et al. (1990), la plupart des comètes à courte période observées ont connu une rencontre proche avec Jupiter dans les 400 dernières années (la distance minimale avec la planète était inférieure à 0.5 ua). Parmi celles-ci, rares sont les comètes qui ont subi une capture les transformant en satellites temporaires de Jupiter. Les auteurs ont porté plus particulièrement leur attention sur quatre comètes de ce type: Oterma, Smirnova Chernykh, Gehrels 3 mais surtout Helin Roman Crockett découverte en 1989.

Donnons pour cette dernière les résultats obtenus par les auteurs à partir d'une orbite non perturbée A et d'une orbite B ayant subi les perturbations planétaires. L'orbite C correspond à mes résultats.

Orbite	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
A	0.1916	5.759	8.489	0.1439	3.473	4.640	0.1411	3.471	4.611
B	0.2466	5.590	9.251	0.1438	3.473	4.640	0.1414	3.471	4.614
C	0.228	4.78	7.60	0.062	4.22	4.78	0.139	3.49	4.61

Il apparaît que les résultats sont proches pour les orbites initiales qui se situent bien entre Jupiter et Saturne (orbites A et C) ou près de Saturne (orbite B). Il en est de même pour les orbites après la rencontre qui évoluent entre des limites similaires. Ainsi, mon travail permet de retrouver un résultat identique: Helin Roman Crockett aurait été satellite temporaire de Jupiter.

Explicitons maintenant les évolutions définies par mon étude pour les trois autres comètes: Gehrels 3, Smirnova Chernykh et Oterma.

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
Gehrels 3	0.261	4.79	8.17	0.085	4.04	4.79	0.151	3.42	4.64
Smirnova Chernykh	0.222	4.88	7.66	0.113	3.89	4.88	0.147	3.57	4.81
Oterma	0.224	4.74	7.48	0.041	4.36	4.74	0.144	3.39	4.53

Les résultats sont là encore concordants; ces trois comètes auraient été satellites temporaires de Jupiter. Tancredi et al. assurent de plus que ces comètes auraient eu une évolution similaire à celle de Helin Roman Crockett, ce qui se vérifie aisément à la lecture des deux tableaux ci-dessus.

### 1.3. ÉTUDE DE LA COMÈTE CHIRON

Dans le tableau présenté au paragraphe 5.2. du chapitre 4, apparaît la comète Chiron dont l'orbite particulière est comprise entre celles de Saturne et Uranus.

Cette comète a été découverte le 18 octobre 1977 par Charles Kowal bien que remarquée auparavant par Gehrels. En raison de sa taille, elle fut d'abord classifiée comme petite planète avant d'être considérée à part entière en tant que comète.

En 1979, Oikawa et Everhart ont tenté d'évaluer son évolution au sein de notre Système Solaire dans un passé et un futur lointains. Ceci étant complexe, l'étude porte principalement sur 230 000 révolutions (une révolution correspond à 50 ans) et n'a pour objet que de donner des réponses statistiques sur le mode d'évolution de 60 corps dont les éléments sont très proches de ceux de Chiron.

Les résultats obtenus sont les suivants:

- L'orbite peut devenir hyperbolique sous l'action de Saturne et la comète sera éjectée (6 cas sur 60);
- L'orbite évolue, se transforme grâce aux perturbations dues aux rencontres proches avec Saturne et le périhélie se rapproche de 5.6 ua, la comète passant ainsi sous le contrôle de Jupiter (43 cas sur 60);
- Après 10 000 révolutions, les résultats restent indécis autour d'une valeur limite arbitraire obtenue lors de l'intégration (11 cas sur 60).

S'appuyant sur ces différents résultats, j'ai essayé de définir, à l'aide de mon scénario théorique, l'orbite que pourrait avoir Chiron si une rencontre très proche se produisait avec Saturne et transformait radicalement son orbite.

Le tableau ci-dessous explicite l'évolution possible envisagée pour Chiron. Celle-ci pourrait avoir lieu dans le futur ou bien aurait pu déjà faire partie de l'histoire de cette comète, ainsi que le soulignent dans leur article Oikawa et Everhart: "il n'y a rien dans le présent travail capable de nous indiquer si Chiron a été capturée à partir d'une ellipse héliocentrique directement par Saturne ou bien si elle fut d'abord capturée par Jupiter avant d'évoluer vers sa position actuelle".

#### Évolution de Chiron

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$	planète rencontrée
0.383	8.45	18.95	0.457	8.58	23.01	0.218	5.51	8.58	Saturne
0.218	5.51	8.58	0.204	5.48	8.28	0.303	2.93	5.48	Jupiter

#### 1.4. ÉTUDE DE LA COMÈTE MACHHOLTZ

Dans le chapitre 1, mon attention s'est particulièrement portée sur les comètes dites du groupe de Kreutz. Rappelons que ce groupe, composé d'une trentaine de membres, présente de grandes similitudes: la distance périhélie des comètes est inférieure à deux fois le rayon solaire; la période est comprise entre 300 et 900 ans; les orientations et les plans orbitaux sont très proches, l'inclinaison étant grande; elles ne rencontrent aucune des planètes joviennes (voir l'article de Weissman, 1983, ou celui de Bailey et al., 1992 a).

L'origine de ces corps reste encore un mystère car Kreutz n'a commencé à les étudier qu'au siècle dernier. Cependant, d'après Marsden (1989), ils pourraient provenir de la fragmentation d'une ou deux comètes géantes. La première semblerait être la grande comète décrite par Aristote et Ephore en 371 avant notre ère alors que la seconde serait l'autre grande comète observée en 1106.

Pourquoi associer ce groupe de comètes à l'étude de Machholtz?

La réponse nous est donnée par Bailey et al. (1992 a): "le comportement orbital des comètes du groupe de Kreutz se retrouve pour d'autres corps, tels Machholtz, Hartley-Iras, de Vico ou Bradfield 2. Dans le cas de Machholtz, la distance périhélie oscille entre maxima et minima et ces variations se répètent sur une échelle de temps très longue, permettant éventuellement à la comète de frôler ou même de heurter le Soleil".

Dans leur article de 1992 (b), Bailey et al. ont calculé le mouvement de la comète et ont suivi également l'évolution pendant 20 000 ans de 13 autres comètes fictives présentant des éléments initiaux identiques: l'inclinaison de l'orbite est importante et la distance périhélie est inférieure à 1 ua. Les résultats sont les suivants et confirment l'hypothétique transformation de l'orbite de Machholtz proposée dans l'article "a": à la suite de variations cycliques, huit d'entre elles vont frôler le Soleil avant de le heurter, une entrera en collision avec Jupiter et les quatre dernières survivront.

Donnons ci-après les éléments orbitaux de Machholtz obtenus dans le chapitre 4.

#### Évolution de Machholtz

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.997	0.01	5.47	0.164	3.93	5.47	0.173	3.88	5.50
0.173	3.88	5.50	0.997	0.01	5.50	0.993	0.02	5.56
0.993	0.02	5.56	0.227	3.50	5.56	0.262	3.31	5.67
0.262	3.31	5.67	0.991	0.03	5.67	0.959	0.12	5.90

Les variations des éléments de la comète Machholtz sont en effet cycliques et n'entrent pas en contradiction avec les résultats de Bailey et al. Cette comète a eu, ou aura, puisque les résultats obtenus peuvent également correspondre à une évolution future de la comète,

une distance périhélie très petite et proche de la limite définie par Weissman (1983) pour les comètes du groupe de Kreutz. Celle-ci est égale à  $2R_{\odot}$ , soit 1 395 200 km environ ou encore 0.0093 ua, où  $R_{\odot}$  est le rayon solaire.

Notons que dans leur intégration numérique, Levison et Duncan (1994) ont également retrouvé cette caractéristique orbitale pour la comète Machholtz.

Toujours d'après Bailey et al. (1992 b), une évolution similaire pourrait se produire pour d'autres corps de grande inclinaison et de distance périhélie modérément petite mais inférieure à 1 ua. D'après mes résultats, c'est effectivement le cas pour Pons Brooks dont l'inclinaison est de  $74.2^{\circ}$  et la distance périhélie actuelle égale à 0.77. Retranscrivons donc son évolution.

### Évolution de Pons Brooks

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.999	0.01	30.30	0.738	4.57	30.30	0.731	4.70	30.30
0.731	4.70	30.30	0.999	0.01	30.30	0.992	0.12	30.76
0.992	0.12	30.76	0.604	7.59	30.76	0.661	6.47	31.68
0.661	6.47	31.68	0.998	0.03	31.68	0.955	0.77	33.51

Cette comète a connu, ou connaîtra, une rencontre proche avec le Soleil du même ordre que Machholtz. La conclusion apportée par Bailey et al. se confirme donc grâce à Pons Brooks.

Ce type de variations se retrouve également avec Pigott ( $i = 45.1^{\circ}$  et  $q = 1.46$ ) et Tuttle ( $i = 54.5^{\circ}$  et  $q = 1.02$ ) bien que la distance périhélie n'atteigne pas des valeurs aussi petites que celles de Machholtz ou Pons Brooks. En effet, la distance minimale est de 0.93 pour Pigott et de 0.52 pour Tuttle. Cependant, le modèle d'oscillations semble respecté puisque les distances périhélie évoluent entre maxima et minima.

### 1.5. ÉTUDE DE LA COMÈTE MAURY

En 1993, Benest et al. ont étudié l'évolution de la comète Maury sur une très longue période en considérant le problème restreint des cinq corps Soleil-comète-Jupiter-Saturne-Mars. En effet, celle-ci débute au moment de la découverte de cette comète en 1985 (noté D) et remonte jusqu'à 50 000 ans avant cette date. Ils ont ainsi prouvé que Maury présentait

une stabilité à longue échelle, ce qui implique que la comète est un objet relativement vieux, au même titre que Ciffréo à laquelle elle est souvent comparée. Effectivement, Maury est actuellement en résonance 4/3 avec Jupiter, Ciffréo en résonance 5/3 avec cette même planète et de plus, leurs orbites se ressemblent, laissant à penser que leurs évolutions orbitales ont pu être similaires.

D'après Benest et al., la comète Maury a subi l'action de Saturne entre 50 000 et 26 000 avant D, a eu son point aphélie situé près de 22 ua entre 26 000 et 10 000 avant D, a fait partie à nouveau de la famille de Saturne puis enfin a rejoint celle de Jupiter. Au moment où la distance aphélie de la comète valait environ 22 ua, son point périhélie était situé entre 5 et 6 ua.

Ces résultats ne sont pas en contradiction avec ceux que j'ai obtenus et que je rappelle ci-dessous.

### Évolution de Maury

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.572	5.95	21.87	0.671	1.17	5.95	0.522	2.03	6.45

Redonnons également les valeurs obtenues pour la comète Ciffréo puisque ces deux corps peuvent être étudiés parallèlement.

### Évolution de Ciffréo

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.538	5.61	18.67	0.601	1.39	5.61	0.543	1.71	5.77

Comme l'indiquent les auteurs, l'évolution orbitale de ces deux comètes est bien comparable puisque leurs points aphélie étaient situés, avant la rencontre très proche avec Jupiter, dans le voisinage d'Uranus.

Ainsi, deux méthodes très différentes permettent pourtant de déduire des résultats similaires.

## 1.6. ÉTUDE DE LA COMÈTE SHOEMAKER LEVY 9

La fragmentation de la comète Shoemaker Levy 9 en juillet 1992 puis la chute de cette comète sur Jupiter deux ans plus tard lui confèrent un rôle particulier, poussant l'ensemble de la classe scientifique à l'étudier très attentivement.

Il est maintenant établi que Shoemaker Levy 9 fut capturée entre 1920 et 1930 puis en orbite autour de Jupiter pendant plusieurs dizaines d'années. Son orbite jovicentrique fut tantôt quasi-polaire ( $I \simeq 90^\circ$ ) et d'excentricité faible, tantôt d'inclinaison faible et d'excentricité quasi-parabolique ( $e \simeq 1$ ). La taille de la comète "mère" à l'origine de la chaîne de fragments varie selon les estimations des auteurs entre 1.6-2.3 km, 5 km et même 10 km de diamètre (voir l'article de Sekanina et al., 1994).

En 1995, Benner et Mac Kinnon ont intégré numériquement le mouvement des 19 fragments principaux sous l'influence gravitationnelle du Soleil, de Jupiter, des satellites Galiléens et de Saturne. Ceci leur a permis d'en conclure que la comète "mère" avait connu durant sa capture temporaire des perturbations dues au Soleil qui ont diminué la distance périjove de telle sorte que le corps a traversé la limite de Roche relative à Jupiter en 1992 et rencontré la planète en juillet 1994. Durant le survol de 1992, Shoemaker Levy 9 s'est approchée de Jupiter par le sud et a atteint son périjove à la distance de  $1.33 \pm 0.01R_J$  où  $R_J$  est le rayon de Jupiter. La fragmentation se serait apparemment produite 2.2 heures après ce passage au périjove (Sekanina et al., 1994).

D'après Beatty et Goldman (1994), lors du choc avec la planète, tous les fragments l'ont rencontrée avec une périodicité d'environ 7 heures. Le fragment G, le plus important et de diamètre égal à 3 ou 4 km, a engendré une boule de feu de 3000 km de hauteur et a laissé une trace dans la stratosphère jovienne d'un diamètre équivalant à deux fois celui de la Terre.

Toujours d'après les calculs de Benner et Mac Kinnon, l'orbite initiale de Shoemaker Levy 9 pouvait être située entre Jupiter et Mars, ou entre Jupiter et Saturne. Ces orbites étaient caractérisées par une inclinaison ( $I \simeq 2.5^\circ$ ) et une excentricité ( $e \simeq 0.05 - 0.25$ ) héliocentriques faibles et avaient subi (pour le deuxième type d'orbite) quelques rares rencontres avec Saturne. Les auteurs ont ajouté que ces éléments orbitaux étaient similaires à ceux de certaines comètes à courte période qui ont rencontré Jupiter et ont été capturées par la planète, telles Gehrels 3 (la similitude semble être la plus importante pour celle-ci), Helin Roman Crockett, Oterma ou Smirnova Chernykh.

Ainsi, les éléments choisis pour Shoemaker Levy 9 ( $e = 0.208$ ,  $q = 5.38$  et  $Q = 8.20$ ) avant sa fragmentation et utilisés dans mon travail peuvent être considérés comme corrects et sont en accord avec l'histoire antérieure que j'ai déterminée pour ces autres comètes dont l'aphélie était initialement situé entre les orbites de Jupiter et Saturne.

### Éléments des cinq comètes

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$I$
Shoemaker Levy 9	0.208	5.38	8.20	5.8
Gehrels 3	0.261	4.79	8.17	1.1
Helin Roman Crockett	0.228	4.78	7.60	4.2
Oterma	0.224	4.74	7.48	4.0
Smirnova Chernykh	0.222	4.88	7.66	6.6

L'étude de mes résultats montre effectivement que Shoemaker Levy 9 et Gehrels 3 ont eu des évolutions similaires.

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_5$	$q_5$	$Q_5$			
Shoemaker Levy 9	0.442	19.33	49.94	0.390	8.48	19.33	0.389	8.50	19.33
	0.140	6.41	8.50	0.208	5.38	8.20			
Gehrels 3	0.396	20.10	46.44	0.404	8.53	20.10	0.402	8.59	20.12
	0.151	6.33	8.59	0.261	4.79	8.17			

Afin d'effectuer un travail comparable à celui de Benner et Mac Kinnon, donnons ci-après les résultats obtenus par application de mon scénario de rencontre aux 19 fragments principaux de la comète. Leurs éléments sont donnés en Annexe 2.

Notre conclusion est la même que celle des deux auteurs. Le comportement de ces 19 fragments donne un aperçu assez précis de l'évolution éventuelle de la comète "mère": il est tel que nous l'avons défini précédemment.

Fragment(s)	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$			
A et B	0.403	19.66	46.20	0.391	8.61	19.66	0.392	8.58	19.66
	0.162	6.18	8.58	0.216	5.38	8.34			
C et D	0.413	19.57	47.14	0.391	8.57	19.57	0.391	8.57	19.57
	0.159	6.21	8.57	0.215	5.38	8.33			
E et F	0.420	19.50	47.77	0.390	8.56	19.50	0.390	8.56	19.50
	0.156	6.25	8.56	0.214	5.38	8.31			
G	0.407	19.67	46.63	0.394	8.55	19.67	0.394	8.55	19.67
	0.156	6.24	8.55	0.213	5.38	8.29			
H	0.414	19.59	47.26	0.392	8.55	19.59	0.393	8.54	19.59
	0.153	6.28	8.54	0.212	5.38	8.27			
K	0.455	19.13	51.09	0.383	8.54	19.13	0.383	8.53	19.13
	0.143	6.39	8.53	0.210	5.38	8.24			
L	0.463	19.06	51.88	0.382	8.52	19.06	0.382	8.52	19.06
	0.140	6.42	8.52	0.209	5.38	8.22			
N et P	0.468	19.03	52.48	0.382	8.51	19.03	0.382	8.51	19.03
	0.137	6.46	8.51	0.208	5.38	8.21			
Q et R	0.475	18.96	53.29	0.381	8.50	18.96	0.381	8.50	18.96
	0.134	6.50	8.50	0.207	5.38	8.19			
S et T	0.465	19.08	52.29	0.385	8.47	19.08	0.384	8.49	19.08
	0.134	6.49	8.49	0.206	5.38	8.17			
U et V	0.470	19.02	52.73	0.383	8.49	19.02	0.383	8.48	19.02
	0.131	6.52	8.48	0.205	5.38	8.15			
W	0.505	18.65	56.74	0.374	8.49	18.65	0.375	8.48	18.65
	0.124	6.61	8.48	0.204	5.38	8.14			

En 1996, Kary et Dones ont suivi l'évolution dynamique de 49 000 comètes fictives, soumises à l'action de Jupiter, Saturne et du Soleil et présentant les mêmes caractéristiques que les membres de la famille de Jupiter, durant une période de 10 000 ans. Leur but était de déterminer la probabilité d'apparition de cet événement extraordinaire qu'a connu Shoemaker Levy 9: fragmentation du noyau principal puis chute sur la planète lors de la révolution suivante.

Leurs résultats ont montré que 10 089 comètes ont été en orbite autour de Jupiter et parmi celles-ci, seulement  $2.8 \pm 0.2\%$  se sont fragmentées. Environ 40% de ces dernières ont heurté la planète immédiatement après, ce qui correspond à  $1.7 \pm 0.1\%$  de l'ensemble. En concentrant leur attention sur les comètes qui ont orbité autour de Jupiter durant plusieurs décades, comme Shoemaker Levy 9, le pourcentage descend à seulement 0.02% de l'ensemble, ce qui implique, selon les auteurs, qu'un tel événement ne survient qu'une fois tous les 35 000 ans environ.

Au cours de leur étude, Kary et Dones ont souligné les similitudes existant entre Shoemaker Levy 9 et Helin Roman Crockett mais surtout Gehrels 3, rejoignant ainsi le lien établi par mon travail et présenté ci-dessus.

Enfin, leurs calculs ont également prouvé que bon nombre de comètes ayant orbité autour de Jupiter pendant 50 ans et plus, avaient une orbite initiale située entre Jupiter et Saturne, près de Saturne ou voire même située entre Saturne et Uranus. Cette constatation n'est donc pas en désaccord avec l'ensemble des résultats que j'ai établis pour les cinq comètes dénommées précédemment: Shoemaker Levy 9, Gehrels 3, Helin Roman Crockett, Oterma et Smirnova Chernykh.

## 2. COMPARAISONS AVEC LA MÉTHODE D'ÖPIK

### 2.1. PREMIÈRES REMARQUES

Afin d'établir des comparaisons entre la méthode d'Öpik et celle que j'ai développée au cours de ma thèse, commençons par donner les cinq différences flagrantes séparant ces deux théories.

- Dans la méthode d'Öpik, les orbites entre les rencontres sont supposées constantes, alors que dans mon étude, elles peuvent changer. Ceci se traduit souvent par la variation de la distance  $r$  qui n'est pas toujours égale à la distance aphélie  $Q_3$ .
- Une de mes hypothèses premières porte sur la rencontre aux sommets des orbites, contrainte non imposée dans le cadre de la méthode d'Öpik.
- Pour Öpik, les orbites des planètes sont supposées circulaires, ce qui est contraire au caractère plus général que je définis dans mon étude en laissant la valeur  $u'$ , faisant apparaître l'excentricité  $e'$ , dans tous les calculs.
- Pour chaque rencontre, la méthode d'Öpik propose deux solutions différentes répondant à la même condition  $\Delta i = 0$ , alors que mon étude ne donne qu'une unique possibilité, les

paramètres initiaux ayant bien sûr été préalablement choisis.

- La méthode d'Öpik ne s'applique pas lorsque l'orbite de la comète ne coupe pas celle de la planète, restriction non retenue dans ma théorie puisque toutes les orbites quelles qu'elles soient peuvent être étudiées.

Ces différents points ayant été établis, il est maintenant possible de passer aux applications numériques et de mettre en lumière toutes les autres différences existant entre les deux théories.

## 2.2. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Avant de donner ces résultats, décrivons les différentes valeurs présentes dans les tableaux ci-dessous.

Tout d'abord, les signes ♣ indiquent de façon claire quelles sont les comètes dont la variation de l'inclinaison n'est pas inférieure à  $2^\circ$  aussi bien dans le catalogue de Carusi et al. que dans celui de Belyaev et al., donc qui ne vérifient pas la condition  $\Delta i = 0$ .

Les trois premiers éléments  $e$ ,  $q$  et  $Q$  correspondent à mes résultats, les trois suivants  $e_1$ ,  $q_1$  et  $Q_1$  proviennent de l'une des deux valeurs de  $\psi$  définies dans l'énoncé de la méthode d'Öpik (voir le chapitre 2, paragraphe 3) et enfin les trois derniers  $e_2$ ,  $q_2$  et  $Q_2$  sont liés à la deuxième valeur possible de  $\psi$ . J'ai retrouvé chacun de ces éléments en m'appuyant sur l'article de Carusi et al. (1990) qui explicite le mode de calcul de tous les angles indispensables  $\varphi$ ,  $\theta$ ,  $\psi$  et sur celui de Greenberg et al. (1988) qui m'a permis de déterminer une valeur de l'angle  $\gamma$ .

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$
♣ Arend	0.434	5.79	14.67	0.467	4.03	11.11	0.728	0.83	5.27
♣ Arend Rigaux	0.551	5.59	19.28	0.432	3.53	8.91	0.736	0.79	5.21
♣ d'Arrest	0.516	5.54	17.34	0.414	3.39	8.19	0.731	0.81	5.19
Ashbrook Jackson	0.314	5.34	10.22	0.467	5.20	14.30	0.236	4.26	6.88
♣ Barnard 3	0.087	5.50	6.54	0.312	3.64	6.94	0.726	0.82	5.20
♣ Biela	1.039	5.83	$\infty$	0.626	1.92	8.34	0.901	0.29	5.53
Borrelly	0.240	5.67	9.25	0.414	3.19	7.69	0.785	0.64	5.28
Bowell Skiff	0.932	10.32	292.97	0.629	2.57	11.29	0.738	1.52	10.06

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$
Brooks 2	0.472	5.45	15.69	0.459	4.69	12.65	0.334	4.05	8.11
♣ Brorsen	0.626	5.53	24.05	0.654	1.36	6.52	0.884	0.32	5.24
♣ Churyumov Ger.	0.792	5.59	48.22	0.475	3.25	9.13	0.747	0.75	5.21
♣ Ciffreo	0.538	5.61	18.67	0.459	4.12	11.10	0.685	1.36	7.30
♣ Daniel	0.398	5.58	12.95	0.400	4.03	9.41	0.697	0.93	5.19
♣ Denning	0.986	5.96	822.66	0.594	2.51	9.85	0.827	0.52	5.46
Dubiago				0.928	1.13	30.37	0.930	1.10	30.26
Faye	0.678	5.71	29.75	0.497	3.75	11.15	0.733	0.80	5.22
Finlay	1.032	5.77	$\infty$	0.576	2.37	8.83	0.829	0.50	5.32
♣ Forbes	0.791	5.20	44.49	0.351	3.91	8.13	0.426	2.35	5.83
Gehrels 2	0.465	5.45	14.93	0.499	4.83	14.47	0.447	2.11	5.53
♣ Giacobini	0.629	5.54	24.29	0.434	3.73	9.45	0.691	0.95	5.21
♣ Giacobini Zinner	0.359	5.73	12.15	0.522	2.35	7.47	0.841	0.47	5.39
Giclas	0.486	5.45	15.75	0.462	4.67	12.69	0.376	2.33	5.13
♣ Haneda Campos	0.804	5.53	50.89	0.460	3.25	8.77	0.725	0.83	5.21
♣ Harrington	0.617	5.52	23.30	0.442	4.03	10.43	0.650	1.11	5.25
♣ Harrington Abell	0.603	5.69	22.97	0.502	4.10	12.38	0.703	0.91	5.21
Hartley 2	0.856	5.65	73.02	0.535	2.45	8.07	0.814	0.54	5.24
♣ Honda Mrkos Pajd.	1.007	5.75	$\infty$	0.694	1.19	6.59	0.875	0.35	5.21
Helin Lawrence	0.242	5.65	9.27	0.558	5.20	18.34	0.390	2.39	5.45
♣ Helin Roman Alu 2	0.640	5.85	26.63	0.561	4.12	14.66	0.716	0.87	5.25
♣ Kearns Kwee	0.542	5.93	19.97	0.598	4.42	17.58	0.692	0.95	5.25
♣ Kohoutek	0.577	5.30	19.74	0.415	4.67	11.29	0.353	2.85	5.95
Kojima	0.409	5.45	12.98	0.558	5.08	17.90	0.361	2.65	5.65
♣ Kopff	0.660	5.34	26.10	0.389	4.34	9.86	0.481	1.96	5.58
♣ Kowal 2	0.512	5.38	16.66	0.358	4.06	8.58	0.563	1.51	5.39
♣ Kowal Mrkos	0.529	5.52	17.90	0.518	4.66	14.68	0.549	1.56	5.34
Kowal Vavrova	0.689	10.05	54.52	0.497	3.64	10.82	0.644	2.09	9.65
Kushida	0.851	5.83	72.63	0.540	3.11	10.41	0.785	0.64	5.30
Lexell	1.034	5.70	$\infty$	0.636	1.56	7.02	0.855	0.41	5.21
♣ Lovas 2	0.731	5.58	35.95	0.468	3.70	10.22	0.703	0.91	5.21
♣ Machholtz	0.262	3.31	5.67	0.875	0.42	6.26	0.995	0.01	5.55

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$
Machholtz 2	1.058	5.27	$\infty$	0.438	2.18	5.58	0.631	1.37	6.07
♣ Maury	0.572	5.95	21.87	0.564	4.16	14.92	0.718	0.87	5.31
Metcalf	0.629	5.83	25.62	0.511	3.61	11.15	0.755	0.74	5.30
Metcalf Brewington	0.672	5.85	29.86	0.519	3.53	11.15	0.761	0.72	5.30
♣ Mueller 1	0.354	5.49	11.51	0.516	5.20	16.30	0.262	3.51	6.01
Mueller 4	0.031	5.72	6.08	0.320	4.97	9.65	0.659	1.08	5.24
Olbers	0.425	31.53	78.15	0.926	1.26	32.82	0.933	1.13	32.55
Parker Hartley	0.224	5.49	8.65	0.469	5.19	14.37	0.221	3.98	6.24
♣ Perrine Mrkos	0.635	5.66	25.33	0.473	3.09	8.65	0.777	0.66	5.24
Peters Hartley	0.314	5.95	11.39	0.468	3.37	9.29	0.777	0.70	5.54
♣ Pons Winnecke	0.467	5.53	15.21	0.416	3.15	7.65	0.746	0.76	5.20
Reinmuth 1	0.532	5.55	18.17	0.495	4.51	13.37	0.568	1.41	5.13
♣ Russell 1	0.249	5.51	9.17	0.438	4.97	12.71	0.515	1.71	5.33
Russell 2	0.344	5.30	10.86	0.460	5.19	14.05	0.258	4.62	7.84
Schuster	0.497	5.69	16.95	0.448	3.58	9.40	0.751	0.74	5.24
♣ Shajn Schaldach	0.393	5.32	12.22	0.492	5.15	15.13	0.241	4.21	6.89
Shoemaker 1	0.069	5.48	6.30	0.284	4.85	8.69	0.584	1.38	5.24
♣ Shoemaker 2	0.657	6.02	29.11	0.557	2.79	9.81	0.811	0.58	5.58
Shoemaker Holt 1	0.314	5.69	10.91	0.629	5.18	22.76	0.441	2.07	5.35
Shoemaker Levy 5	0.586	5.95	22.79	0.560	4.09	14.51	0.723	0.85	5.31
Shoemaker Levy 7	0.574	5.45	20.12	0.422	4.25	10.45	0.592	1.36	5.32
Spitaler	0.477	5.25	14.83	0.443	5.09	13.17	0.262	4.40	7.56
Stephan Oterma	1.066	21.00	$\infty$	0.855	1.64	21.00	0.864	1.52	20.80
♣ Swift	0.897	5.80	106.91	0.542	2.98	10.02	0.793	0.61	5.31
♣ Taylor	0.239	5.35	8.71	0.339	5.00	10.12	0.375	2.54	5.60
♣ Tempel Swift	0.914	5.21	115.78	0.418	2.66	6.48	0.480	2.07	5.91
Tempel Tuttle				0.903	0.99	19.49	0.903	0.99	19.45
du Toit	0.945	10.41	363.95	0.269	4.71	8.19	0.823	1.00	10.32
Tritton	0.675	5.41	27.91	0.389	3.95	8.97	0.590	1.39	5.37
♣ Tsuchinshan 1	0.614	5.51	23.02	0.426	3.89	9.65	0.661	1.07	5.25
♣ Tsuchinshan 2	0.496	5.45	16.19	0.448	4.60	12.08	0.477	1.95	5.51
Tuttle	0.406	4.34	10.26	0.774	1.35	10.59	0.850	0.83	10.18

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$
♣ Urata Nijima	0.324	5.53	10.83	0.367	3.67	7.93	0.715	0.86	5.20
♣ de Vico Swift	0.232	5.39	8.65	0.508	5.00	15.34	0.337	2.88	5.82
♣ Wild 2	0.682	5.30	28.01	0.386	4.28	9.66	0.430	2.29	5.75
West Hartley	0.322	5.52	10.77	0.468	4.89	13.51	0.530	1.64	5.32
♣ West Kohoutek Ik.	0.035	5.02	5.38	0.189	4.45	6.53	0.532	1.63	5.35
Wolf	0.020	5.60	5.82	0.307	5.02	9.48	0.627	1.19	5.21
♣ Wolf Harrington	0.597	5.20	20.60	0.332	4.30	8.58	0.521	1.71	5.43

Dans les trois tableaux précédents, un certain nombre de comètes ne vérifient pas la condition  $\Delta i = 0$ . C'est pourquoi, leur évolution orbitale par rencontre proche avec une planète peut être diverse et variée selon que  $\psi$  appartient à  $[\psi_1; \psi_2]$  ou  $[0^\circ; \psi_1]$  ou  $[\psi_2; 360^\circ]$ . Les deux graphiques suivants donnent un aperçu de ces différentes évolutions grâce aux comètes Kearns Kwee et de Vico Swift.

Kearns Kwee

de Vico Swift

### 2.3. ÉTUDE COMPARATIVE

Il est assez difficile de comparer ces deux théories car le nombre de comètes ne vérifiant pas une des conditions de la méthode d'Öpik (un des angles  $\varphi$ ,  $\theta$  ou  $\psi$  n'est pas défini; l'orbite ne coupe pas celle de la planète) est très important: 76 sur 155, soit 49%. Cela est d'autant plus regrettable que nombre de ces comètes présentaient une variation très faible de leur inclinaison et entraient plus particulièrement dans le cadre de mon étude.

Mais, essayons cependant à partir de cette liste non exhaustive de tirer quelques conclusions sur les éventuelles origine et évolution des comètes à courte période. Partageons cette étude en deux parties selon que les comètes vérifient la condition  $\Delta i = 0$  ou pas.

#### 2.3.1. Comètes vérifiant la condition $\Delta i = 0$

En raison de toutes les différences évoquées dans le paragraphe 2.1. ci-dessus, il me semblait difficile de retrouver exactement le même type de résultats pour les deux théories. Cependant, il est intéressant de remarquer que la plupart des comètes appartenaient à des groupes proches si ce n'était au même groupe. Pour être plus clairs, étudions donc les éléments d'une de ces comètes.

##### Ashbrook Jackson:

- Avec ma méthode:  $e = 0.314$ ,  $q = 5.34$ ,  $Q = 10.22$ , ce qui implique que la comète était membre de la famille de Saturne.
- Avec la théorie d'Öpik:  $e = 0.467$ ,  $q = 5.20$ ,  $Q = 14.30$ , ce qui montre que cette comète avait une distance aphélie juste au-delà de l'orbite de Saturne.

Ainsi, ces deux orbites, pourtant légèrement distantes, confortent l'hypothèse selon laquelle les comètes de la famille de Jupiter seraient le résultat de captures successives par d'autres planètes plus lointaines (Oikawa et Everhart, 1979, Vaghi, 1973) ou encore qu'elles correspondraient à des résidus de la nébuleuse protoplanétaire situés entre les planètes géantes et dont l'orbite aurait évolué au gré des perturbations planétaires (Holman et Wisdom, 1992).

Pour être complets, voyons quels sont les résultats proposés par les catalogues de Carusi et al. et Belyaev et al. pour cette même comète Ashbrook Jackson.

- Catalogue de Carusi et al. (1985):  $e = 0.251$ ,  $q = 4.58$ ,  $Q = 7.66$  en 1585, ce qui rejoint la théorie d'Holman et Wisdom.
- Catalogue de Carusi et al. (1997):  $e = 0.281$ ,  $q = 5.04$ ,  $Q = 8.98$  en 1730, ce qui ne contredit pas mon résultat.

- Catalogue de Belyaev et al.:  $e = 0.201$ ,  $q = 4.29$ ,  $Q = 6.45$  en 1800, ce qui fournit une dernière évolution hypothétique montrant à nouveau que la distance aphélie augmente (elle passe de la valeur 5.34 à la valeur 6.45).

Cette situation se retrouve avec les comètes Borrelly, Kojima, Reinmuth 1, Russell 2, Schuster et West Hartley.

D'autre part, il est plaisant de vérifier qu'avec les deux théories, les résultats ne sont pas contradictoires pour les comètes Brooks 2, Gehrels 2, Giclas, Peters Hartley, Spitaler et Tuttle.

N'oublions pas que la méthode d'Öpik offre deux évolutions possibles selon les valeurs trouvées  $\psi_1$  ou  $\psi_2$ . Ainsi, lorsque les orbites correspondant à  $(e, q, Q)$  et  $(e_1, q_1, Q_1)$  sont plus largement éloignées, celle qui correspond à  $(e_2, q_2, Q_2)$  peut entrer dans notre analyse. C'est pourquoi, aucune contradiction n'apparaît alors avec Mueller 4, Russell 2, Shoemaker 1, Tuttle et Wolf.

Il reste quelques comètes encore non citées qui présentent de grandes divergences selon que l'on applique la théorie d'Öpik ou celle développée dans ce travail. Ce sont *Bowell Skiff*, *Faye*, *Finlay*, *Hartley 2*, *Kowal Vavrova*, *Lexell*, *Metcalf*, *Metcalf Brewington*, *Olbers*, *Shoemaker Holt 1*, *Shoemaker Levy 5*, *Shoemaker Levy 7*, *Stephan Oterma*, *du Toit* et *Tritton*. Toutes ces comètes ont actuellement une grande distance aphélie et si ces résultats présentent de telles différences, je pense que c'est en raison de mon hypothèse de capture au sommet qui n'est pas imposée par Öpik. Notons tout de même que sept comètes sur les quinze (soit presque la moitié) offrent des évolutions orbitales, certes fort distinctes, mais pas aussi éloignées que les huit autres, ce qui leur donne donc un caractère plus particulier.

Regardons ce qu'il en est, par exemple, pour la comète *Faye*.

- Avec ma méthode:  $e = 0.678$ ,  $q = 5.71$ ,  $Q = 29.75$ .
- Avec la théorie d'Öpik:  $e = 0.497$ ,  $q = 3.75$ ,  $Q = 11.15$ .
- Éléments actuels:  $e = 0.578$ ,  $q = 1.60$ ,  $Q = 5.96$ .
- Avec le catalogue de Carusi et al.:  $e = 0.522$ ,  $q = 1.95$ ,  $Q = 6.21$  en 1721.
- Avec le catalogue de Belyaev et al.:  $e = 0.554$ ,  $q = 1.73$ ,  $Q = 6.02$  en 1800.

La distance aphélie actuelle est très élevée ( $Q = 5.96$ ), ce qui m'a amenée à la réduire considérablement afin d'augmenter la probabilité d'une rencontre éventuelle avec Jupiter. J'aurais pu la réduire davantage en choisissant  $r = 5.45$ , distance aphélie de Jupiter, ou, en revanche, conserver une valeur proche des observations actuelles en prenant  $r = 5.95$ . D'après Greenberg et al. (1988), le problème des deux corps reste toujours valable pour des rencontres lointaines qui s'effectuent à des vitesses lentes. Les perturbations gravitationnelles de Jupiter ont par la suite transformé cette distance. Les résultats obtenus sont les suivants:

### Différentes évolutions de Faye

$r$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
5.45	0.915	5.45	123.25	0.705	0.94	5.45	0.578	1.60	5.96
5.95	0.437	5.95	15.19	0.584	1.56	5.95	0.578	1.60	5.96

Ces tests montrent qu'une valeur de  $r$  égale à 5.95 fournit une distance aphélie initiale plus proche de celle obtenue avec la méthode d'Öpik. Cependant, les orbites sont encore peu comparables, ne serait-ce que par la valeur de leur distance périhélie:  $q = 3.75$  et  $q = 5.95$ . De ce fait, ma conclusion se confirme et demeure la même: ces différences sont sûrement dues à l'hypothèse de capture au sommet de l'orbite cométaire lorsque celle-ci admet une distance aphélie très grande par rapport à celle de la planète.

#### 2.3.2. Comètes ne vérifiant pas la condition $\Delta i = 0$

Remarquons immédiatement que parallèlement au cas précédent, si nous contraignons les comètes à garder le même plan orbital avant et après la rencontre proche, les deux méthodes présentent de nombreux résultats similaires: les comètes appartenaient au même groupe ou à des groupes voisins.

Citons les exemples d'Arend, Barnard 3, Ciffréo, Daniel, Giacobini Zinner, Kohoutek, Kowal 2, Kowal Mrkos, Maury, Mueller 1, Parker Hartley, Pons Winnecke, Russell 1 et de Vico Swift qui, dans leur passé, auraient été membres de groupes voisins (famille de Saturne et région entre Saturne et Uranus principalement). Mais, n'oublions pas Kearns Kwee, Machholtz, Shajn Schaldach, Taylor, Tsuchinshan 2, Urata Nijima et West Kohoutek Ikemura qui auraient eu, selon les deux méthodes, leur point aphélie situé dans le même voisinage.

Ces nombreux résultats sont encourageants car, bien que grandes soient certaines différences entre les hypothèses fondamentales à la base des deux scénarios, ils ne sont pas contradictoires.

Cependant, pour conclure cette partie, il reste à évoquer le cas de toutes les autres comètes ne vérifiant pas  $\Delta i = 0$  et dont les orbites initiales sont très différentes selon les théories. Les explications peuvent d'une part rejoindre ce qui a déjà été dit dans le passage relatif aux comètes vérifiant  $\Delta i = 0$ , c'est-à-dire que les divergences sont liées au fait que j'impose une rencontre aux sommets des orbites qui prend toute son importance lorsque l'aphélie actuel est relativement grand. Dans la méthode d'Öpik, la rencontre a lieu le long de l'orbite de la comète entre ses points périhélie et aphélie.

Cela pourrait s'appliquer aux comètes Biéla, Brorsen, Churyumov Gerasimenko, Denning,

Haneda Campos, Helin Roman Alu 2, Honda Mrkos Padjuskawa, Lovas 2, Shoemaker 2 et Swift.

D'autre part, il suffit simplement d'admettre que les comètes non citées, ne vérifiant pas la condition  $\Delta i = 0$ , suivent des trajectoires bien différentes de celles présentées ici et qu'aucune de ces deux théories ne reflète.

#### 2.4. CONCLUSION

Ce paragraphe avait pour but de comparer deux méthodes théoriques basées sur une hypothèse de rencontre commune: la comète est soumise au problème des deux corps comète-planète lors de cette rencontre proche.

Malgré quelques divergences légitimes entre les deux méthodes et le fait que 49% des comètes ne vérifiaient pas une des conditions de la théorie d'Öpik, l'étude comparative réalisée a offert des résultats satisfaisants. Notons cependant, d'après Greenberg et al. (1988), que dans certains cas, la méthode d'Öpik ne s'applique pas, bien que l'approximation au problème des deux corps reste valide.

Si l'on omet la différence entre les comètes réalisant la condition  $\Delta i = 0$  et les autres, il est possible d'en conclure les faits suivants:

- 20% des comètes présentent des résultats similaires en utilisant l'une ou l'autre des méthodes. Elles avaient leur point aphélie initial situé dans le même voisinage, près d'une autre planète (Saturne par exemple) ou dans une zone intermédiaire (la région entre Saturne et Uranus pas exemple);
- 27% des comètes donnent des résultats proches, là encore en considérant l'une quelconque des deux théories. Leur point aphélie initial était situé dans des régions voisines, près de Saturne et entre Saturne et Uranus par exemple;
- parmi les comètes restantes pour lesquelles l'application des deux méthodes conduit à des résultats très différents, 25% d'entre elles ne présentent pas de divergences remarquables. Ces comètes peuvent avoir été membres des familles de Saturne ou d'Uranus par exemple.

Ainsi, pour près de la moitié des cas étudiés, les deux théories ne sont pas contradictoires. La principale cause des divergences constatées réside, je pense, dans le choix de mon hypothèse de rencontre aux sommets des orbites.

Après cette comparaison entre deux études très théoriques, passons maintenant à l'analyse détaillée des résultats fournis par l'intégration numérique.

### 3. COMPARAISONS AVEC L'INTÉGRATION NUMÉRIQUE

#### 3.1. *COMPARAISON AVEC LE CATALOGUE DE BELYAEV ET AL.*

##### 3.1.1. *Description du mode d'intégration numérique*

Le catalogue d'intégration numérique de Belyaev et al. date de 1986 et offre une évolution orbitale possible de toutes les comètes à courte période observées jusqu'à cette époque, sur une échelle de temps allant de 1750 à 2000.

Ces évolutions orbitales ont été calculées en utilisant la méthode de quadrature numérique de Cowell. Celle-ci prend en compte les différences supérieures au 4<sup>ième</sup> ordre ainsi que les perturbations dues aux neuf planètes avec pour système de masse celui adopté par la XII<sup>e</sup> Assemblée Générale de l'UAI. Les coordonnées rectangulaires des planètes pour la période 1750 – 2000 ont été obtenues par intégration simultanée de leur mouvement en utilisant le programme développé par Everhart en 1985, avec une simple précision.

Les effets non-gravitationnels étaient à l'époque connus avec une précision plus ou moins grande pour 39 comètes à courte période. Pour 12 autres, ils étaient indétectables. Pour le reste, le nombre peu élevé d'apparitions ne permettait pas de bien les définir. Dans l'intégration effectuée par Belyaev et al., ces effets ont été pris en compte dans 31 cas seulement car, pour les 8 autres, un bon ajustement était atteint sans les appliquer.

Pour 30 comètes, des valeurs constantes des paramètres non-gravitationnels différents de 0 ont été adoptées afin de minimiser les résidus des O-C (différence entre les valeurs qui sont observées et celles qui sont calculées) lors des époques d'observation de leurs passages au périhélie.

##### 3.1.2. *Résultats numériques*

Le catalogue de Belyaev et al. propose un tableau (table 14 page 372) dans lequel sont regroupées toutes les comètes dont la rencontre avec Jupiter a produit les plus grandes variations d'énergie.

Ainsi que je l'ai noté dans le chapitre 3, toutes ces comètes ont subi une rencontre soit au voisinage de leur périhélie (ou aphélie) initial qui est devenu (ou resté) l'aphélie de l'orbite capturée. Ce scénario n'est pas sans rappeler celui que j'ai choisi de développer dans cette étude et c'est pourquoi, j'appuierai ma comparaison sur ces comètes particulières que je dénoterai par le signe ♠.

À ces 20 comètes, je rajouterai cependant toutes celles qui, dans le catalogue de Belyaev et al., présentent une variation de l'inclinaison peu importante au cours de leur évolution.

Dans le tableau ci-dessous, les éléments  $e$ ,  $q$  et  $Q$  correspondent à mes résultats alors que  $e_1$ ,  $q_1$  et  $Q_1$  sont ceux fournis par le catalogue. Lorsque celui-ci indique qu'une comète reste toujours dans la même famille, je donnerai ses éléments les plus anciens (soit en 1750, en 1800 ou en 1900 selon les cas).

Notons que les valeurs ( $e_1$ ,  $q_1$ ,  $Q_1$ ) correspondant à Lexell sont celles de son expulsion et donc sont relatives à une évolution future et non passée.

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
♠ Ashbrook Jackson	0.314	5.34	10.22	0.201	4.29	6.45
Blanpain	0.893	5.20	91.81	0.685	0.95	5.10
Boethin	1.094	9.55	$\infty$	0.764	1.28	9.53
Borrelly	0.240	5.67	9.25	0.572	1.57	5.77
Bowell Skiff	0.932	10.32	292.97	0.688	1.93	10.45
Brooks 1	0.778	4.91	39.36	0.570	1.33	4.86
♠ Brooks 2	0.472	5.45	15.19	0.385	5.46	12.29
♠ Bus	0.554	4.88	17.00	0.188	4.58	6.70
Chernykh	0.913	9.25	203.37	0.587	2.68	10.28
♠ Churyumov Gerasimenko	0.792	5.59	48.22	0.338	2.94	5.94
Crommelin	1.025	18.81	$\infty$	0.919	0.74	17.49
Encke	0.986	4.77	684.42	0.847	0.34	4.10
Finlay	1.032	5.77	$\infty$	0.697	1.11	6.21
Giclas	0.486	5.45	15.75	0.506	1.76	5.36
Gehrels 2	0.465	5.45	14.93	0.355	2.72	5.72
♠ Gehrels 3	0.261	4.79	8.17	0.178	5.72	8.20
♠ Gunn	0.374	4.85	10.65	0.138	4.09	5.40
Helfenzrieder	0.999	5.40	$\infty$	0.850	0.40	4.88
Holmes	0.251	5.20	8.67	0.351	2.45	5.11
IRAS	0.335	4.73	9.50	0.655	2.00	9.58
Johnson	0.433	4.95	12.51	0.352	2.35	4.90
♠ Kearns Kwee	0.542	5.93	19.97	0.694	4.26	23.63

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
Klemola	0.996	8.50	4236.63	0.627	1.98	8.64
♠ Kohoutek	0.577	5.30	19.74	0.237	3.62	5.87
Kowal Vavrova	0.689	10.05	54.52	0.589	2.62	10.14
♠ Lexell	1.034	5.70	$\infty$	0.874	5.17	77.08
Longmore	0.736	4.95	32.62	0.162	3.48	4.83
Olbers	0.425	31.53	78.15	0.932	1.21	34.26
♠ Oterma	0.224	4.74	7.48	0.162	5.79	8.04
Peters Hartley	0.314	5.95	11.39	0.633	1.44	6.40
Pigott	0.308	2.65	5.01	0.516	1.64	5.13
Reinmuth 1	0.532	5.55	18.17	0.481	1.97	5.63
Reinmuth 2	0.574	5.17	19.12	0.424	2.11	5.22
♠ Russell 1	0.249	5.51	9.17	0.215	3.39	5.25
Russell 2	0.344	5.30	10.86	0.411	2.18	5.22
Sanguin	0.863	8.98	121.97	0.670	1.79	9.06
Schorr	0.578	5.20	19.46	0.424	2.15	5.30
Schuster	0.497	5.69	16.95	0.577	1.63	6.07
Schwassmann Wachmann 1	0.338	3.04	6.15	0.133	5.51	7.21
♠ Schwassmann Wachmann 2	0.596	4.88	19.30	0.188	3.59	5.25
♠ Shajn Schaldach	0.393	5.32	12.22	0.254	5.35	8.98
♠ Smirnova Chernykh	0.222	4.88	7.66	0.352	5.68	11.83
Spitaler	0.477	5.25	14.83	0.450	1.93	5.09
Stephan Oterma	1.066	21.00	$\infty$	0.858	1.59	20.62
♠ Taylor	0.239	5.35	8.71	0.324	3.10	6.07
Tempel 2	0.694	4.84	26.83	0.546	1.37	4.68
du Toit	0.945	10.41	363.95	0.788	1.28	10.81
du Toit Neujmin Delporte	0.675	5.16	26.63	0.499	1.71	5.12
Tritton	0.675	5.41	27.91	0.656	1.08	5.19
Tuttle	0.406	4.34	10.26	0.816	1.05	10.39
Väisälä 1	0.910	8.50	180.65	0.636	1.74	7.80
Van Houten	0.532	8.78	28.73	0.346	3.92	8.08
♠ West Kohoutek Ikemura	0.035	5.02	5.38	0.546	4.98	16.97

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
Westphal	0.516	30.01	94.04	0.920	1.25	29.76
♠ Whipple	0.259	5.20	8.84	0.096	5.01	6.07
Wild 1	0.728	9.24	58.79	0.652	1.96	9.29
♠ Wild 2	0.682	5.30	28.01	0.621	4.95	21.19
♠ Wild 3	0.381	4.96	11.08	0.115	4.16	5.25
♠ Wolf Harrington	0.597	5.20	20.60	0.588	4.84	18.64

### 3.1.3. Étude comparative

Le catalogue de Belyaev et al. datant de 1986, toutes les comètes découvertes depuis cette date n'apparaissent évidemment pas. Mon étude ne tiendra donc pas compte de ces 40 nouvelles comètes.

Je partagerai ce paragraphe en deux parties selon que les comètes appartiennent à la table 14 présentée dans le catalogue de Belyaev et al. ou non.

- Comètes offrant une grande variation d'énergie

Parmi les 20 comètes dont la rencontre avec Jupiter a produit les plus grandes variations d'énergie, certaines présentent des évolutions assez proches en utilisant ma méthode ou celle proposée par le catalogue. Ces comètes sont Brooks 2, Gehrels 3, Kearns Kwee, Oterma, Shajn Schaldach, Smirnova Chernykh, Wild 2 et Wolf Harrington.

Ainsi que je l'avais expliqué dans le paragraphe présentant l'étude comparative de ma méthode avec la théorie d'Öpik, je considère que les comètes ont une évolution et une origine proches lorsque, dans le passé, elles ont fait partie d'un même groupe ou de groupes voisins. Citons les exemples de la région intermédiaire Jupiter-Saturne (Oterma, Smirnova Chernykh), de la famille de Saturne (Gehrels 3, Oterma, Shajn Schaldach) ou de la région Saturne-Uranus (Brooks 2, Shajn Schaldach, Smirnova Chernykh) pour ne nommer que celles-ci.

Cependant, il reste encore 12 comètes dans cette catégorie qui présentent des divergences plus ou moins importantes. Malgré tout, ces différences restent raisonnables lorsque les comètes rejoignent la famille de Saturne avec ma méthode et restent dans le voisinage de Jupiter, avec souvent une grande distance aphélie, en utilisant l'intégration numérique de Belyaev et al. Il s'agit d'Ashbrook Jackson, Gunn, Russell 1, Taylor, Whipple et Wild 3. Quelles peuvent être les origines de ces divergences?

Pour Ashbrook Jackson, le catalogue de Belyaev et al. montre que la variation de l'inclinaison pour la période 1800 – 1975 est de  $2.67^\circ$  au maximum, ce qui n'est pas catastrophique. Donc, mon hypothèse d'invariance du plan orbital n'est peut-être pas à la base de cette différence.

Deux solutions sont envisageables en fonction des résultats obtenus par Belyaev et al. qui ne vont pas au-delà de 1800. Soit la distance aphélie continue d'augmenter, lorsque l'on remonte dans le temps, de même que la distance périhélie ( $q = 4.29$  et  $Q = 6.45$  en 1800), de manière à provoquer une rencontre avec Jupiter au périhélie de la comète amenant celle-ci à rejoindre la famille de Saturne. Soit la grande valeur de  $B$ , latitude écliptique du périhélie ( $B = -11^\circ$  en 1800), implique que la comète, autrefois membre de la famille de Saturne, a rencontré Jupiter, peut-être à une distance  $r = 5.21$  ou  $r = 5.095$ , en un point qui est devenu l'un des noeuds de la nouvelle orbite. Les distances  $r$  correspondent aux noeuds ascendant et descendant de l'orbite de 1800.

La différence entre les deux orbites proviendrait donc de mon hypothèse de rencontre aux sommets des orbites.

La situation semble être la même pour Gunn, Whipple et Wild 3. En revanche, les divergences s'expliquent plus facilement avec Russell 1 et Taylor qui présentent une variation de leur inclinaison beaucoup plus importante:  $9.35^\circ$  pour Russell 1 et  $6.54^\circ$  pour Taylor.

Étudions maintenant les six dernières comètes de cette catégorie particulière pour lesquelles mes résultats sont très différents. Il s'agit de Bus, Churyumov Gerasimenko, Kohoutek, Lexell, Schwassmann Wachmann 2 et West Kohoutek Ikemura.

Pour quatre de ces comètes (Churyumov Gerasimenko, Kohoutek, Lexell et West Kohoutek Ikemura), la variation de leur inclinaison au cours de leur évolution orbitale est très importante. Elle peut atteindre  $8.59^\circ$  pour West Kohoutek Ikemura et même  $16.03^\circ$  pour Churyumov Gerasimenko. Les différences constatées s'expliquent donc immédiatement de manière très claire.

Notons cependant, d'après l'article de Carusi et al. (1985 b), qu'une légère variation des conditions initiales des paramètres de la comète Lexell, en particulier de sa vitesse, peut changer radicalement l'orbite finale de cette comète. En effet, il est possible que celle-ci ait été éjectée sur une orbite hyperbolique en faisant varier sa vitesse avant la capture de seulement 1 m/sec.

Pour Bus et Schwassmann Wachmann 2 qui ne présentent pas de grandes perturbations de leur inclinaison, les divergences sont sûrement dues à un autre phénomène.

Remarquons que pour Bus, une rencontre proche avec Jupiter en 1952, dans le voisinage du périhélie de l'orbite initiale, a considérablement réduit la distance aphélie de la comète. Celle-ci est en effet passée de 6.20 à 4.80. En remontant dans le passé, toujours selon le catalogue de Belyaev et al., il est aisé de voir que les distances périhélie et aphélie de la comète avant sa capture par Jupiter augmentent sans cesse. L'intégration proposée n'allant pas au-delà de 1900, il est possible qu'une autre rencontre proche avec Jupiter se soit produite au périhélie (qui serait resté le périhélie de la nouvelle orbite) d'une orbite de période beaucoup plus grande avant cette date.

En ce qui concerne la comète Schwassmann Wachmann 2, l'évolution est similaire. En effet, les distances périhélie et aphélie augmentent régulièrement lorsque l'on remonte dans

le passé, laissant envisager une rencontre proche avec Jupiter bien avant 1800, date limite de l'intégration. Cette rencontre peut avoir eu lieu au périhélie comme pour Bus, mais aussi à l'aphélie puisque celui-ci était de 5.25 en 1800.

- Comètes dont l'inclinaison varie très faiblement

De même que précédemment, nous retrouvons des modèles de comparaison identiques. Les résultats avec les deux méthodes sont similaires pour IRAS, Pigott et Tuttle, proches pour Schwassmann Wachmann 1.

Revenons sur le cas d'IRAS qui reste toujours membre de la famille de Saturne. Dans mon étude, cette comète présente une variation régulière de ses éléments qui oscillent entre deux positions à distance aphélie constante: le périhélie est successivement aux alentours de 2 ua ou supérieur à 4 ua. Ainsi, j'aurais pu proposer les éléments comparatifs suivants qui sont encore plus proches:

#### Nouveaux éléments pour IRAS

e	q	Q	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
0.641	2.09	9.55	0.655	2.00	9.58

Il me reste à étudier toutes les autres comètes présentées dans le tableau du paragraphe 3.1.2. et à expliquer pour quelles raisons les divergences sont si importantes.

Commençons par les différences légères qui surviennent lorsque les comètes font partie de la famille de Saturne avec ma méthode et demeurent dans celle de Jupiter en se basant sur le catalogue de Belyaev et al. Il s'agit de Borrelly, Holmes, Peters Hartley et Russell 2. Chacune de ces comètes a une latitude du périhélie assez élevée (autour de  $\pm 10^\circ$ ) ce qui implique qu'une rencontre au sommet ne peut être envisagée et qu'il est préférable de privilégier une capture aux noeuds qui aurait pu se produire avant 1800, date limite de l'intégration effectuée par Belyaev et al.

En ce qui concerne le reste des comètes étudiées, l'explication pourrait être identique pour Chernykh, Crommelin, Giclas, Johnson, Klemola, Longmore, Olbers, Reinmuth 2, Sanguin, Schorr, Spitaler, du Toit, Tritton, Väisälä 1, Westphal et Wild 1.

Remarquons donc, grâce à tous ces exemples, qu'une grande variation d'énergie lors de la rencontre et qu'une capture à partir d'une orbite de période plus grande sont ici synonymes de rencontre aux sommets.

Considérons maintenant l'ensemble des comètes dont la latitude écliptique du périhélie est proche de  $0^\circ$  mais pour lesquelles l'intégration réalisée par Belyaev et al. se restreint à une période courte. Il s'agit de Blanpain, Boethin, Brooks 1, Bowell Skiff, Helfenzrieder, Kowal Vavrova, Schuster et Van Houten.

L'intégration se faisant sur une période allant de 50 à 75 ans, il est possible que la comète ait rencontré la planète dont elle dépend, selon le scénario de choc au sens de Poincaré que j'ai utilisé, à une date bien antérieure.

Développons en particulier l'exemple de Blanpain. La comète a été découverte le 28 novembre 1819 à l'Observatoire de Marseille et sa dernière observation remonte au 25 janvier 1820. L'intégration proposée par Belyaev et al. donne l'évolution de la comète entre 1800 et 1850. Ainsi, la rencontre catastrophique entre celle-ci et Jupiter a pu se produire avant le XIX<sup>e</sup> siècle lors d'un passage au périhélie (ou à l'aphélie) de la planète.

Notons de plus que l'évolution de Blanpain fournie par mon travail peut aussi bien représenter l'orbite de la comète avant sa capture par Jupiter que l'orbite de cette comète après son éjection par la planète. Dans ce dernier cas, la rencontre aurait eu lieu après 1820, date de la dernière observation, par exemple en 1827 lors du passage de Jupiter à son aphélie. Dans le cas contraire, la capture aurait eu lieu avant 1800, par exemple en 1780, première date possible pour un passage simultané des deux corps à leur aphélie.

Cette explication peut bien évidemment être appliquée aux autres comètes nommées ci-dessus.

Pour en finir avec cette partie, il faut évoquer le cas des comètes que je n'ai pas encore étudiées, c'est-à-dire Encke, Finlay, Gehrels 2, Reinmuth 1, Stephan Oterma, Tempel 2 et du Toit Neujmin Delporte. Mettons cependant de côté la comète Encke dont l'orbite particulière doit être la conséquence d'une rencontre proche avec la Terre, Vénus ou Mercure qui aurait fortement diminué la valeur de la distance aphélie, ainsi que je l'expliquerai dans le chapitre 8.

Les comètes Finlay, Gehrels 2, Reinmuth 1 et Stephan Oterma ont une distance aphélie très grande et au-delà de celle de Jupiter ou d'Uranus. Cette distance subit une augmentation régulière ou une variation périodique de sa valeur selon le catalogue de Belyaev et al. sans qu'il y ait de rencontre proche aux noeuds bouleversant radicalement l'orbite. Peut-être est-ce dû au fait qu'il y a résonance entre la planète et les comètes protégeant celles-ci de tout choc catastrophique. En effet, il est possible d'obtenir les valeurs suivantes pour les données actuelles: 3/5 pour Finlay, 2/3 pour Gehrels 2, 9/14 pour Reinmuth 1 et 2/5 pour Stephan Oterma; et d'autres valeurs relatives aux éléments de 1800: 3/5 pour Finlay, 8/11 pour Gehrels 2, 5/8 pour Reinmuth 1 et 4/9 pour Stephan Oterma.

Dans le même ordre d'idées, la comète du Toit Neujmin Delporte présente des variations périodiques de sa distance aphélie (entre 4.96 et 5.15) sans qu'aucun choc avec Jupiter ne soit capable de modifier profondément son orbite. Là encore, une résonance avec la planète (7/13 actuellement ainsi qu'en 1800) peut la protéger de telles rencontres.

Finalement, traitons le cas de la comète Tempel 2. La valeur de sa distance aphélie  $Q$  décroît sans cesse et reste constamment inférieure à  $q'$ , distance périhélie de Jupiter. Cette configuration orbitale montre ainsi que toute rencontre proche semble pouvoir être évitée. La comète conserve son statut de membre de la famille de Jupiter.

Il est intéressant d'étudier également les variations du périhélie de ces six dernières comètes afin de s'assurer qu'une rencontre proche avec la Terre, Mars ou Vénus ne pourrait pas avoir eu lieu. En effet, ces comètes ont dû elles-aussi être capturées par Jupiter à partir d'orbites

de période plus grande et avoir eu par le passé une position dans l'espace correspondant à cette rencontre proche. La transformation capable de bouleverser profondément les anciens éléments de manière à produire une nouvelle orbite résonante peut donc avoir eu lieu grâce à des passages proches des planètes internes du Système Solaire.

D'après le catalogue de Belyaev et al., cela aurait pu être le cas pour :

- \* Finlay: la distance périhélie  $q$  subit une variation périodique entre les valeurs 0.84 et 1.11. Une rencontre avec la Terre ( $a' = 1.00$ ,  $q' = 0.98$  et  $Q' = 1.02$ ), comme celle survenue en 1827 (voir la table 9 du catalogue, page 367) par exemple, est donc possible.

- \* Stephan Oterma: la distance périhélie varie périodiquement entre les valeurs 1.57 et 1.61. Une rencontre avec Mars ( $a' = 1.52$ ,  $q' = 1.38$  et  $Q' = 1.66$ ) est de ce fait envisageable.

- \* Tempel 2: la distance périhélie oscille entre les valeurs 1.31 et 1.46, rendant une rencontre avec Mars tout à fait permise.

- \* du Toit Neujmin Delporte: la variation périodique de la distance périhélie se fait entre les valeurs 1.29 et 1.75. Là encore, une rencontre avec Mars est possible.

Notons cependant qu'une telle explication ne peut convenir pour la comète Gehrels 2 car les variations du périhélie se font entre 2.34 et 2.97, ainsi que pour la comète Reinmuth 1 qui présente des variations allant de 1.86 à 2.03. Cependant, ces distances correspondent à la Ceinture des Astéroïdes. L'effet recherché pourrait peut-être provenir de ces nombreux corps.

Si l'on suppose que les comètes ont été capturées par Jupiter ou Uranus avant 1800, selon un modèle proche de mon scénario, vérifions que les variations de la distance périhélie visibles par comparaison des orbites  $O_2$  et  $O_{obs}$  sont similaires.

- \* Finlay:  $q_2 = 0.70$  et  $q_{obs} = 1.04$ . Une rencontre avec la Terre est donc possible.

- \* Reinmuth 1:  $q_2 = 1.64$  et  $q_{obs} = 1.88$ , ce qui permet en effet une rencontre avec Mars.

- \* Stephan Oterma:  $q_2 = 1.64$  et  $q_{obs} = 1.57$ . Une rencontre avec Mars est de ce fait envisageable.

- \* Tempel 2:  $q_2 = 1.70$  et  $q_{obs} = 1.49$ , évolution rendant une rencontre avec Mars tout à fait possible.

En revanche, d'après mes résultats, aucune conclusion ne peut être donnée pour les comètes Gehrels 2 ( $q_2 = 1.97$  et  $q_{obs} = 2.00$ ) et du Toit Neujmin Delporte ( $q_2 = q_{obs} = 1.72$ ). Faut-il voir ici encore une action des astéroïdes de la Ceinture principale?

Ainsi, aucune contradiction n'apparaît alors entre les deux modèles sur cette question précise.

### 3.1.4. Conclusion

L'objectif de cette partie était de comparer une méthode théorique de rencontre proche comète-planète, ainsi que ses effets sur l'évolution et l'origine de ces corps, avec les résultats obtenus par intégration numérique et présentés dans le catalogue de Belyaev et al. (1986). L'étude se restreint à 59 comètes seulement selon deux critères définis précédemment.

Des origines et des évolutions similaires au sein de notre Système Solaire ont été trouvées pour 20% des comètes en utilisant l'une ou l'autre des deux méthodes.

Les divergences observées pour toutes les autres comètes peuvent être expliquées de diverses façons.

- Les deux explications les plus simples sont les suivantes:
  - \* le plan orbital de la comète ne reste pas inchangé au cours de la rencontre et subit une variation supérieure à  $2^\circ$ ;
  - \* la latitude du périhélie de la comète étant élevée (aux environs de  $\pm 10^\circ$ ), aucune rencontre au sommet ne peut survenir.

Ces explications justifient les différences relevées pour 44% des comètes.

- Pour 14% des comètes, les différences constatées peuvent être liées à l'échelle de temps relativement restreinte prise lors l'intégration numérique. En effet, il est possible que la rencontre très proche, à l'origine de l'orbite actuelle, ait eu lieu en dehors des bornes de l'intégration, ce qui expliquerait pourquoi le catalogue de Belyaev et al. n'en fait pas état.

- Enfin, pour les 22% restants, mes résultats pourraient être corrects et correspondre à un choc survenu avant 1800 (date limite de l'intégration). Mais, une rencontre proche avec la Terre, Mars ou un astéroïde de la Ceinture principale ne pouvant bien évidemment pas expédier ces comètes hors de notre Système Solaire, ce choc aurait quand même pu transformer les orbites et les rendre résonantes afin d'éviter par la suite toute rencontre catastrophique avec Jupiter.

Le catalogue de Belyaev et al. utilise un certain modèle d'intégration numérique; il est donc intéressant d'en étudier maintenant un autre, par exemple celui utilisé par Carusi et al. (1985).

## 3.2. COMPARAISON AVEC LE CATALOGUE DE CARUSI ET AL.

### 3.2.1. Description du mode d'intégration numérique

Le catalogue de Carusi et al. (1985) propose une évolution possible de 166 comètes à courte période (moins de 200 ans) obtenue par intégration de leur mouvement sur une échelle de 821 ans, de 1585 à 2406.

Ainsi que les auteurs le précisent, cette intégration peut être considérée comme un échantillon représentatif d'évolution de comètes à courte période observables, étant à leur périhélie très proches des orbites osculatrices de tous les corps connus. Un pourcentage des différentes catégories de mouvement, telles que les résonances, librations, rencontres planétaires, captures temporaires par les planètes, ..., peut donc être donné.

L'intégration a été effectuée grâce à la méthode développée par Everhart, utilisant un intégrateur à double précision jusqu'au 19<sup>e</sup> ordre, de manière à résoudre les équations barycentriques du mouvement. Seul le mouvement des comètes a été pris en compte dans l'intégration puisque les positions et vitesses du Soleil et des planètes ont été fournies par E. M. Standish du Jet Propulsion Laboratory.

Les difficultés auxquelles Carusi et al. ont été confrontés portent sur la précision des éléments initiaux dépendant de la durée des observations et des variations dues aux effets non-gravitationnels qui n'ont pas été rigoureusement pris en compte.

### 3.2.2. Résultats numériques

De même que dans le paragraphe précédent, je prendrai en compte toutes les comètes présentées dans la table 14 du catalogue de Belyaev et al. Je rappelle que les rencontres entre ces comètes, une fois encore dénotées par le signe ♠, et Jupiter ont produit les plus grandes variations d'énergie.

Dans le tableau ci-dessous, sont également regroupées toutes les comètes du catalogue de Carusi et al. qui ne subissent pas de variations de leur inclinaison supérieures à 2° au cours de leur évolution.

Les notations sont identiques à celles du paragraphe 3.1.2. et, de même que précédemment, les valeurs  $(e_1, q_1, Q_1)$  relatives à Lexell correspondent à son expulsion, donc à une évolution future. Lorsqu'une comète appartient toujours à la même famille, les éléments donnés sont les plus anciens, c'est-à-dire ceux de 1585.

Les résultats des comètes, dont le nom est indiqué par 1, datent de 1985 et ceux des comètes indicées par 2 proviennent des modifications apportées depuis (les résultats sont disponibles sur le Web).

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
♠ Ashbrook Jackson <sub>1</sub>	0.314	5.34	10.22	0.251	4.58	7.66
♠ Ashbrook Jackson <sub>2</sub>	0.314	5.34	10.22	0.281	5.04	8.98
Borrelly	0.240	5.67	9.25	0.549	1.66	5.70
Bowell Skiff	0.932	10.32	292.97	0.675	2.12	10.92
♠ Brooks 2	0.472	5.45	15.19	0.447	5.45	14.27
♠ Bus <sub>1</sub>	0.554	4.88	17.00	0.188	4.60	6.75
♠ Bus <sub>2</sub>	0.554	4.88	17.00	0.215	5.02	7.76
Chernykh	0.913	9.25	203.37	0.549	2.68	9.22
♠ Churyumov Gerasimenko	0.792	5.59	48.22	0.403	2.24	5.28
Crommelin	1.025	18.81	$\infty$	0.918	0.75	17.61
Daniel	0.398	5.58	12.95	0.529	1.70	5.52
Dubiago				0.928	1.12	30.10
Gehrels 1	0.825	9.02	94.26	0.493	3.09	9.11
Gehrels 2	0.465	5.45	14.93	0.352	2.75	5.73
♠ Gehrels 3	0.261	4.79	8.17	0.180	5.70	8.20
♠ Gunn <sub>1</sub>	0.374	4.85	10.65	0.183	3.48	5.04
♠ Gunn <sub>2</sub>	0.374	4.85	10.65	0.198	5.16	7.72
Hartley 2	0.856	5.65	73.02	0.468	2.85	7.87
Hartley 3	0.355	4.85	10.19	0.333	2.41	4.83
Helin	0.842	9.31	108.73	0.525	3.44	11.04
Helin Roman Alu 1	0.090	5.30	6.35	0.273	4.77	8.35
Helin Roman Alu 2	0.640	5.85	26.63	0.557	1.72	6.04
Holmes	0.251	5.20	8.67	0.350	2.48	5.16
Holt Olmstead	0.367	4.82	10.42	0.380	2.14	4.76
IRAS	0.335	4.73	9.50	0.679	1.82	9.50
♠ Kearns Kwee <sub>1</sub>	0.542	5.93	19.97	0.695	4.28	23.80
♠ Kearns Kwee <sub>2</sub>	0.542	5.93	19.97	0.748	4.39	30.45
♠ Kohoutek <sub>1</sub>	0.577	5.30	19.74	0.249	4.18	6.94
♠ Kohoutek <sub>2</sub>	0.577	5.30	19.74	0.445	2.10	5.46
Kojima	0.409	5.45	12.98	0.312	3.80	7.26
Kowal Vavrova	0.689	10.05	54.52	0.595	2.48	9.78
♠ Lexell	1.034	5.70	$\infty$	0.879	5.19	80.67

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
Longmore	0.736	4.95	32.62	0.209	3.85	5.89
Machholtz	0.262	3.31	5.67	0.879	0.37	5.73
Metcalf	0.629	5.83	25.62	0.603	1.52	6.16
Metcalf Brewington	0.672	5.85	29.86	0.533	1.97	6.45
Mueller 1	0.354	5.49	11.51	0.055	5.81	6.49
Mueller 4	0.031	5.72	6.08	0.367	2.82	6.08
Olbers	0.425	31.53	78.15	0.929	1.19	32.41
♠ Oterma	0.224	4.74	7.48	0.210	5.77	8.83
Peters Hartley	0.314	5.95	11.39	0.633	1.48	6.58
Pigott	0.308	2.65	5.01	0.602	1.26	5.06
Pons Brooks	0.661	6.47	31.68	0.954	0.79	33.35
Pons Gambart				0.945	0.81	28.61
Reinmuth 1	0.532	5.55	18.17	0.472	1.96	5.46
♠ Russell 1 <sub>1</sub>	0.249	5.51	9.17	0.228	3.23	5.13
♠ Russell 1 <sub>2</sub>	0.249	5.51	9.17	0.124	4.27	5.47
Russell 3	0.291	5.15	9.37	0.467	2.03	5.57
Sanguin	0.863	8.98	121.97	0.653	1.86	8.86
Schorr	0.578	5.20	19.46	0.212	3.62	5.56
Schuster	0.497	5.69	16.95	0.554	1.66	5.80
Schwassmann Wachmann 1	0.338	3.04	6.15	0.136	5.52	7.26
♠ Schwassmann Wachmann 2	0.596	4.88	19.30	0.124	4.27	5.49
♠ Shajn Schaldach	0.393	5.32	12.22	0.227	5.50	8.72
Shoemaker 3	1.034	10.74	$\infty$	0.725	1.75	11.01
Shoemaker Holt 1	0.314	5.69	10.91	0.333	5.10	10.20
Shoemaker Holt 2	0.125	5.37	6.91	0.137	4.01	5.29
Shoemaker Levy 3	0.345	4.82	9.90	0.400	5.83	13.60
Shoemaker Levy 5	0.586	5.95	22.79	0.515	2.11	6.61
Shoemaker Levy 8	0.411	4.95	11.87	0.331	5.27	10.47
Shoemaker Levy 9	0.389	8.50	19.33	0.348	2.41	4.99
Skiff Kosai	0.386	4.90	11.06	0.302	2.52	4.70
♠ Smirnova Chernykh	0.222	4.88	7.66	0.354	5.64	11.82
Stephan Oterma	1.066	21.00	$\infty$	0.860	1.56	20.74

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
♠ Taylor	0.239	5.35	8.71	0.336	3.91	7.87
Tempel 2	0.694	4.84	26.83	0.554	1.34	4.66
du Toit	0.945	10.41	363.95	0.794	1.24	10.80
Tuttle	0.406	4.34	10.26	0.818	1.04	10.38
Väisälä 1	0.910	8.50	180.65	0.631	1.80	7.98
Van Biesbroeck	0.850	8.68	107.28	0.563	2.66	9.52
Van Houten	0.532	8.78	28.73	0.335	4.25	8.53
♠ West Kohoutek Ikemura <sub>1</sub>	0.035	5.02	5.38	0.470	4.96	13.74
♠ West Kohoutek Ikemura <sub>2</sub>	0.035	5.02	5.38	0.603	5.02	20.26
West Hartley	0.322	5.52	10.77	0.398	2.56	5.94
Westphal	0.516	30.01	94.04	0.921	1.25	30.43
♠ Whipple <sub>1</sub>	0.259	5.20	8.84	0.090	5.28	6.32
♠ Whipple <sub>2</sub>	0.259	5.20	8.84	0.152	3.93	5.35
Wild 1	0.728	9.24	58.79	0.656	1.93	9.29
♠ Wild 2 <sub>1</sub>	0.682	5.30	28.01	0.562	4.98	17.76
♠ Wild 2 <sub>2</sub>	0.682	5.30	28.01	0.716	5.02	30.30
♠ Wild 3	0.381	4.96	11.08	0.456	5.18	13.88
Wolf	0.020	5.60	5.82	0.359	2.74	5.82
♠ Wolf Harrington <sub>1</sub>	0.597	5.20	20.60	0.413	2.20	5.30
♠ Wolf Harrington <sub>2</sub>	0.597	5.20	20.60	0.759	4.95	36.09

### 3.2.3. Étude comparative

Organisons, de même que précédemment, l'étude de ces résultats en considérant d'une part, les comètes dont la rencontre avec Jupiter a fourni une grande variation d'énergie et d'autre part, les comètes dont l'inclinaison ne présente pas d'évolution supérieure à 2°.

Notons de plus que certains résultats donnés par Carusi et al. diffèrent selon qu'ils datent de 1985 ou de 1997 (ces derniers sont disponibles sur le Web).

- Comètes offrant une grande variation d'énergie

1) Ainsi que nous l'avons déjà vu lors de l'étude comparative avec la théorie d'Öpik ou le catalogue de Belyaev et al., certains résultats obtenus avec les orbites passées de quelques comètes étaient similaires, que nous utilisions l'une ou l'autre des méthodes.

- \* Résultats de 1985

Il est donc possible de citer encore des comètes répondant à cette caractéristique. Il s'agit de Brooks 2, Gehrels 3 et Taylor.

- \* Modifications récentes

Trois comètes viennent se rajouter à cette liste: Ashbrook Jackson, Gunn et Wild 2.

Notons que d'après le catalogue de Carusi et al., la comète Gehrels 3 avait dans le passé une distance aphélie encore plus élevée et située aux environs de 12 ua.

### **Évolution de Gehrels 3**

date	$a$	$e$	$q$	$Q$
1597	8.91	0.350	5.79	12.03
1728	8.89	0.363	5.66	12.12
1854	6.96	0.182	5.69	8.23

D'après mon travail, Gehrels 3 aurait été membre de la famille d'Uranus. Une rencontre avec Jupiter au périhélie (si l'on retient les résultats de Carusi et al. ci-dessus) peut avoir profondément modifié l'orbite, de manière à réduire sa distance aphélie jusqu'à 12 ua et retrouver ainsi les valeurs proposées dès 1585. Cette hypothèse permettrait de relier mon résultat avec celui de Carusi et al.

Remarquons également qu'avec les anciennes données de Carusi et al., l'évolution orbitale passée de la comète Wild 2 présentait de nombreuses similitudes aussi bien avec ma méthode qu'avec celle du catalogue. Une différence apparaît pourtant: l'orbite hyperbolique initiale ne se serait pas transformée à son périhélie, selon Carusi et al.

### Évolution de Wild 2

	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
avec ma	1.049	28.92	$\infty$	0.633	6.50	28.92	0.682	5.30	28.01
méthode	0.682	5.30	28.01	0.539	1.58	5.30	0.540	1.58	5.30
d'après	1.031	4.70	$\infty$	0.559	4.98	17.62	0.625	4.97	21.53
Carusi et al.	0.625	4.97	21.53	0.559	1.48	5.23	0.540	1.58	5.30

2) Nous avons également remarqué dans les paragraphes précédents que d'autres comètes présentaient des résultats similaires. Leur aphélie passé se situait par exemple près de Saturne avec ma théorie et entre Saturne et Uranus selon une autre. À nouveau, de tels résultats se répètent en comparant mon travail et celui effectué par Carusi et al.

\* Résultats de 1985

Donnons les exemples d'Ashbrook Jackson (région Jupiter-Saturne et famille de Saturne), Kearns Kwee (famille d'Uranus et région Uranus-Neptune), Oterma (région Jupiter-Saturne et famille de Saturne), Shajn Schaldach (famille de Saturne et région Saturne-Uranus) et Wild 3 (famille de Saturne et région Saturne-Uranus).

L'évolution de certaines comètes est cependant plus complexe car elle s'est faite par rencontres successives. C'est le cas des comètes Kearns Kwee et Wild 3 dont l'histoire semble être à peu près la même selon que l'on utilise ma méthode ou celle développée par Carusi et al.

### Évolution de Kearns Kwee

	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
avec ma	0.585	19.97	76.32	0.542	5.93	19.97	0.542	5.93	19.97
méthode	0.542	5.93	19.97	0.635	1.32	5.93	0.487	2.21	6.41
d'après	0.852	4.55	57.02	0.692	4.34	23.85	0.698	4.30	24.15
Carusi et al.	0.698	4.30	24.15	0.489	2.21	6.43	0.487	2.21	6.41

### Évolution de Wild 3

	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$
avec ma	0.268	10.58	18.34	0.506	3.47	10.58	0.381	4.96	11.08
méthode	0.381	4.96	11.08	0.365	2.31	4.96	0.366	2.30	4.96
d'après	0.536	5.18	17.14	0.412	5.19	12.47	0.459	5.17	13.95
Carusi et al.	0.459	5.17	13.95	0.120	4.17	5.31	0.366	2.30	4.96

Ainsi que je l'ai déjà expliqué, l'évolution que je donne, résultant d'un choc avec une planète, peut aussi correspondre à une position future de la comète. Mes résultats pour la comète Oterma peuvent rentrer dans cette configuration. En effet, d'après le catalogue de Carusi et al. et leur article de 1985, cette comète, ancien membre de la famille de Saturne, aurait rencontré Jupiter en 1937 avant de retrouver une distance aphélie située dans la région Jupiter-Saturne dès 1963. Donnons ces résultats ci-dessous:

### Évolution d'Oterma

date	$a$	$e$	$q$	$Q$
1858	7.30	0.210	5.77	8.83
1958	3.96	0.144	3.39	4.53
1995	7.28	0.244	5.50	9.06
2132	6.99	0.164	5.84	8.14

Un tel modèle ne serait donc pas en contradiction avec le mien.

#### \* Modifications récentes

S'élimine bien évidemment de cette catégorie la comète déjà citée ci-dessus: Ashbrook Jackson. Mais, il en va de même pour Kearns Kwee qui rejoint la famille de Neptune. Les nouveaux résultats du catalogue de Carusi et al. montrent également que la comète Shajn Schaldach, après avoir été membre de la famille de Saturne, a atteint la région Saturne-Uranus conformément à mon analyse:  $e = 0.422$ ,  $q = 5.58$  et  $Q = 13.74$ .

3) Achevons cette étude par l'analyse des comètes présentant de grandes variations orbitales selon l'une ou l'autre des méthodes.

\* Résultats de 1985

Une grande divergence apparaît dans les résultats obtenus pour les comètes Bus, Churyumov Gerasimenko, Gunn, Kohoutek, Lexell, Russell 1, Schwassmann Wachmann 2, West Kohoutek Ikemura, Whipple, Wild 2 et Wolf Harrington.

Essayons de déterminer pour quelles raisons (variation de l'inclinaison, résonances) ces évolutions diffèrent.

En consultant le catalogue de Carusi et al., il est possible de vérifier que Bus faisait partie de la famille de Saturne en 1582. En effet, ses éléments osculateurs étaient les suivants:

**Évolution de Bus**

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.284	5.59	10.03	0.168	4.78	6.70	0.188	4.60	6.75

Rappelons que le principe de captures successives par les différentes planètes joviennes a été admis par de nombreux chercheurs (Kasimirchak-Polonskaya, 1967, Vaghi, 1973, Everhart, 1977, Froeschlé et Rickman, 1980 ou Carusi et Valsecchi, 1985 et 1992). De ce fait, il se pourrait que la comète Bus ait pu faire partie de la famille d'Uranus avant 1582, évolution rejoignant ainsi mon hypothèse.

De nombreuses divergences sont bien souvent dues à la variation très importante de l'inclinaison des comètes. Citons le cas de Churyumov Gerasimenko ( $16.62^\circ$ ), Kohoutek ( $6.60^\circ$ ), Russell 1 ( $9.33^\circ$ ), West Kohoutek Ikemura ( $6.85^\circ$ ), Wild 2 ( $14.97^\circ$ ) et Wolf Harrington ( $5.23^\circ$ ).

À cette variation de l'inclinaison, s'ajoute également l'apparition de résonances avec Jupiter pouvant empêcher toute rencontre avec la planète. Il en est ainsi pour Gunn (8/11 en 1858 et 4/7 en 1976), Kohoutek (1/1 en 1585 puis 1/2), Russell 1 (2/3 pendant deux siècles), Schwassmann Wachmann 2 (3/2) et Whipple (1/1).

D'autre part, il ne faut pas non plus négliger les variations des autres angles ( $\omega$ ,  $\Omega$ ,  $L$  et  $B$ ) relatifs aux orbites. Citons, par exemple, l'inversion de la ligne des noeuds qui a bouleversé l'orbite de Wolf Harrington entre 1721 et 1858.

En ce qui concerne Lexell, toutes les justifications apportées dans le paragraphe 3.1.3. restent identiques et toujours valables.

\* Modifications récentes

En consultant les résultats établis par Carusi et al. récemment, il apparaît que certaines explications données ci-dessus trouvent également leur place ici. Ainsi, Bus, membre de la

famille de Saturne, aurait pu avoir avant 1585 son aphélie situé près de l'orbite d'Uranus. D'autres comètes ont été sujettes à des résonances successives: Kohoutek (8/13 en 1858 et 5/9 en 1987), Russell 1 (1/1 en 1588, 4/3 pendant deux siècles et 3/2 dès 1992) et Whipple (1/1 avec Jupiter).

D'autres encore ont vu leur inclinaison varier fortement: West Kohoutek Ikemura ( $10.42^\circ$ ) et Wolf Harrington ( $21.09^\circ$ ).

Enfin, traitons le cas de Schwassmann Wachmann 2 qui, entre 1680 et 1720 environ, a eu les éléments orbitaux suivants:  $e \simeq 0.321$ ,  $q \simeq 5.7$  et  $Q \simeq 11$ . Cette situation est encore fortement différente de celle correspondant à mes résultats mais elle prouve que toute variation orbitale est envisageable, même sur une courte échelle de temps.

Quant à Lexell, les derniers résultats fournis par Carusi et al. et disponibles sur le Web montrent qu'après avoir atteint la distance aphélie  $Q = 80.67$ , celle-ci augmente encore jusqu'à la valeur 106.91. À nouveau, il est possible qu'une légère variation (1 m/s) de la vitesse ait transformé l'orbite de Lexell en une hyperbole.

- Comètes dont l'inclinaison varie très faiblement

Le même découpage sera utilisé dans cette sous-partie puisque je traiterai le cas des comètes présentant des résultats similaires, proches ou très différents.

1) Parmi ces comètes pour lesquelles l'une ou l'autre des deux méthodes offrent des résultats similaires, se distinguent IRAS, Machholtz, Mueller 4, Pigott, Pons Brooks, Shoemaker Holt 1, Tuttle et Wolf.

Il faut pourtant remarquer que pour six de ces comètes, de grandes différences sont à noter dans les valeurs du périhélie: elles sont faibles pour le catalogue de Carusi et al. et beaucoup plus élevées avec ma méthode. Cependant, je rappelle que, selon mes résultats, bon nombre de ces comètes oscillent entre deux positions, à aphélie constant: le périhélie est proche de l'orbite de Jupiter ou le périhélie se situe aux environs de 1 ua. De ce fait, il est possible de donner les éléments comparatifs suivants:

Nom	$e$	$q$	$Q$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$
IRAS	0.665	1.92	9.52	0.679	1.82	9.50
Machholtz	0.993	0.02	5.56	0.879	0.37	5.73
Mueller 4	0.615	1.43	6.00	0.367	2.82	6.08
Pons Brooks	0.992	0.12	30.76	0.954	0.79	33.35
Tuttle	0.889	0.60	10.17	0.818	1.04	10.38
Wolf	0.530	1.78	5.80	0.359	2.74	5.82

D'une façon générale, le tableau ci-dessus confirme que ces nouveaux résultats sont plus

proches de ceux de Carusi et al.

L'évolution de Shoemaker Holt 1 est d'autant plus intéressante qu'elle est identique selon la méthode de Carusi et al. ou la mienne. En effet, il suffit de comparer les résultats ci-dessous.

### Évolution de Shoemaker Holt 1

	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
avec ma	0.282	10.50	18.76	0.413	4.36	10.50	0.314	5.69	10.91
méthode	0.314	5.69	10.91	0.428	2.28	5.69	0.321	3.06	5.94
d'après	0.565	5.34	19.22	0.534	5.36	17.66	0.333	5.10	10.20
Carusi et al.	0.333	5.10	10.20	0.322	3.05	5.95	0.321	3.06	5.94

2) En ce qui concerne les comètes dont les résultats sont proches, on trouve Schwassmann Wachmann 1 (famille de Jupiter et région Jupiter-Saturne), Shoemaker Holt 2 (famille de Jupiter et région Jupiter-Saturne), Shoemaker Levy 3 (famille de Saturne et région Saturne-Uranus) et Shoemaker Levy 8 (famille de Saturne et région Saturne-Uranus). Notons que d'après Carusi et al., Schwassmann Wachmann 1 aurait appartenu à la famille de Saturne, position également définie par mon étude. Donnons ci-dessous l'évolution de cette comète selon les deux méthodes.

### Évolution de Schwassmann Wachmann 1

	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
avec ma	0.310	5.80	11.02	0.479	2.04	5.80	0.338	3.04	6.15
méthode	0.338	3.04	6.15	0.001	6.13	6.15	0.045	5.77	6.31
d'après	0.165	5.86	8.18	0.136	5.52	7.26	0.105	5.45	6.73
Carusi et al.	0.105	5.45	6.73	0.045	5.77	6.31	0.044	5.76	6.28

L'évolution future de la comète Shoemaker Levy 3, définie par le catalogue de Carusi et al., indique que ce corps se situera en 2410 dans la famille de Saturne avec les éléments suivants:  $a = 7.65$ ,  $e = 0.240$ ,  $q = 5.81$  et  $Q = 9.49$ .

En rappelant ici encore que mes résultats peuvent décrire une orbite passée ou future des comètes étudiées, un point commun entre les deux modèles est donc à souligner.

Quant à la comète Shoemaker Levy 8, le catalogue de Carusi et al. montre que celle-ci avait en 1725 son point aphélie situé entre les orbites de Saturne et Uranus ( $a = 8.67$ ,  $e = 0.385$ ,  $q = 5.33$  et  $Q = 12.01$ ), ainsi que je l'ai explicité.

3) Qu'en est-il maintenant de toutes les autres comètes offrant des évolutions orbitales distinctes?

Plusieurs hypothèses sont à la source de ces différences. La plus importante provient d'un effet de résonance avec Jupiter, voire même avec Saturne pour certaines comètes.

Nommons ici toutes ces comètes: Borrelly (5/3 puis oscillation entre les résonances 7/4 et 5/3), Bowell Skiff (3/4 avec Jupiter), Chernykh (3/4 avec Jupiter), Daniel (succession de résonances 7/4, 3/2 et 5/4), Hartley 3 (5/3 puis 7/4), Helin Roman Alu 2 (3/2 puis 7/4), Holmes (3/2 puis 5/3), Holt Olmstead (2/1), Kowal Vavrova (3/4 avec Jupiter), Metcalf Brewington (3/2), Reinmuth 1 (3/2), Sanguin (1/1 avec Jupiter), Schorr (2/1, 1/1 puis 5/3), Schuster (8/5), Shoemaker 3 (résonances 3/4 et 2/3 avec Jupiter et 7/4 avec Saturne), Shoemaker Levy 5 (7/5), Stephan Oterma (son mouvement est compris entre les résonances 1/4 et 1/3 avec Jupiter), Tempel 2 (9/4), Van Biesbroeck (résonances 4/5 avec Jupiter et 2/1 avec Saturne), Van Houten (résonance 4/5 avec Jupiter) et Wild 1 (8/9 avec Jupiter).

La liste est longue... Ces nombreuses résonances ont pour effet d'éviter les rencontres très proches avec les planètes et si, par hasard, rencontre il y a, celle-ci n'affecte pas les éléments orbitaux de la comète de façon catastrophique. Ainsi, toutes ces comètes gardent une orbite presque constante ou qui peut subir des variations périodiques.

L'une d'entre elles que je n'ai pas encore nommée, Gehrels 1, présente une résonance 4/5 avec Jupiter, 2/1 avec Saturne mais aussi une augmentation progressive de sa distance aphélie. En effet, celle-ci passe de la valeur 9.21 à la valeur 9.42. Est-il donc possible d'envisager une rencontre proche avec Saturne, dans le futur, qui éjecterait cette comète? Si c'est le cas, le résultat obtenu rejoindrait peut-être celui que j'ai défini dans mon travail.

Lors de l'étude comparative avec la méthode de Belyaev et al., j'avais envisagé une rencontre entre comètes et planètes telluriques ou astéroïdes pouvant expliquer la position actuelle de ces corps sur leurs orbites résonantes.

En est-il de même avec ces nouveaux résultats?

En étudiant les distances périhélie des comètes citées ci-dessus, il est possible d'en détacher les exemples suivants.

\* Parmi les comètes ayant peut-être rencontré Mars, on retrouve Borrelly ( $q = 1.66$ ), Daniel ( $q = 1.70$ ), Helin Roman Alu 2 ( $q = 1.72$ ), Schuster ( $q = 1.66$ ), Stephan Oterma ( $q = 1.56$ ) et Tempel 2 ( $q = 1.34$ ).

Si l'on tient compte de mes valeurs numériques, Borrelly peut avoir rencontré la Terre (variation de  $q$  de 0.95 à 1.36), Daniel, la planète Mars ( $q$  varie de 1.37 à 1.65), Helin Roman Alu 2 ( $q$  varie de 1.24 à 1.91), Schuster ( $q$  varie de 1.09 à 1.54), Stephan Oterma ( $q$  varie de 1.64 à 1.57) et Tempel 2 (variation de  $q$  de 1.70 à 1.49) également. Cette remarque permet donc de relier les deux méthodes. En effet, il est possible que les comètes capturées, avant 1585, à partir d'orbites similaires à celles que j'ai définies, aient rencontré la Terre ou Mars à leur périhélie, aient été perturbées et soient entrées en résonance avec Jupiter voire même Saturne.

\* Considérons maintenant l'ensemble des comètes ayant leur point périhélie situé dans la Ceinture des Astéroïdes. Il s'agit de Bowell Skiff ( $q = 2.12$ ), Chernykh ( $q = 2.68$ ), Hartley

3 ( $q = 2.41$ ), Holmes ( $q = 2.48$ ), Holt Olmstead ( $q = 2.14$ ), Kowal Vavrova ( $q = 2.48$ ), Metcalf Brewington ( $q = 1.97$ ), Reinmuth 1 ( $q = 1.96$ ), Schorr ( $q = 3.62$ ), Shoemaker Levy 5 ( $q = 2.11$ ) et Van Biesbroeck ( $q = 2.66$ ).

En reprenant mon travail, il est possible d'en déduire que Bowell Skiff a rencontré Mars ( $q = 1.67$  puis augmente jusqu'à 1.95) ainsi que Reinmuth 1 ( $q$  passe de la valeur 1.64 à la valeur 1.88) et Shoemaker Levy 5 ( $q = 1.14$  puis augmente jusqu'à 1.98). Metcalf Brewington a pu subir les effets de son passage près de la Terre:  $q = 1.01$  puis se transforme en 1.59 laissant présager aussi une rencontre avec Mars. Quant aux dernières comètes, elles peuvent avoir été soumises, lors de leurs passages au périhélie, à l'action perturbatrice des nombreux astéroïdes.

De même que précédemment, un lien peut être établi entre les orbites initiales calculées selon ma méthode, les perturbations occasionnées par un passage proche de la Terre, de Mars ou de certains astéroïdes et les résonances présentées par Carusi et al.

Une deuxième hypothèse pouvant expliquer les grandes différences entre mes résultats et ceux de Carusi et al. est liée à la valeur de la latitude du périhélie  $B$  qui est très élevée depuis le début de l'intégration. En effet, celle-ci est égale à environ  $-7.6^\circ$  pour Crommelin,  $22^\circ$  pour Dubiago,  $40^\circ$  pour Olbers,  $13^\circ$  pour Pons Gambart,  $-18^\circ$  pour du Toit,  $8^\circ$  pour Väisälä 1,  $13^\circ$  pour West Hartley et  $33^\circ$  pour Westphal.

Ces mesures d'angles indiquent très clairement qu'une capture aux sommets des orbites n'est pas envisageable. Une des bases de mon scénario de rencontre étant fondée sur ce point particulier, il est logique que nos évolutions orbitales présentent certaines divergences. D'autres comètes peuvent rentrer dans ce cadre d'étude car, même si la latitude actuelle est faible et proche de  $0^\circ$  d'après le catalogue de Carusi et al., elle était beaucoup plus élevée dans le passé. C'est le cas des comètes Hartley 2 ( $B$  valait  $15^\circ$ ), Longmore ( $B$  valait  $21^\circ$ ), Mueller 1 ( $B$  a pris les valeurs  $12^\circ$  puis  $-7^\circ$ ), Peters Hartley ( $B$  était aux environs de  $-10^\circ$ ) et Russell 3 ( $B$  valait  $14^\circ$ ). Ces comètes, dont l'orbite initiale était plus lointaine qu'à l'heure actuelle, ont pourtant rencontré Jupiter pour devenir membres de sa famille mais cette rencontre ne s'est pas faite au sommet de l'orbite, d'où les différences orbitales constatées.

Terminons cette comparaison des méthodes par l'étude des dernières comètes dont je n'ai pas encore parlé.

D'après le catalogue de Carusi et al., Gehrels 2 devrait avoir dans le futur les éléments suivants:  $a = 7.09$ ,  $e = 0.284$ ,  $q = 5.08$  et  $Q = 9.10$ . Peut-on espérer que la distance aphélie augmente encore et atteigne 15 ua. conformément à mon travail?

Toujours d'après le catalogue, Helin devrait être éjectée du Système Solaire après une rencontre proche avec Jupiter:  $e = 1.006$  et  $q = 4.66$ . Mes résultats montrent aussi que cette comète aurait été ou devrait être éjectée sur une orbite ayant les éléments suivants:  $e = 0.842$ ,  $q = 9.31$  et  $Q = 108.73$ . Une explication similaire à celle développée pour Lexell peut être donnée. Une légère variation de la vitesse (1 m/s) transforme une orbite à longue période en une orbite hyperbolique.

D'après mes calculs, la distance aphélie de la comète Helin Roman Alu 1 passe de la valeur 6.35 à la valeur 6.80. À ce stade, elle est soumise à l'action conjointe de Jupiter et Saturne.

Il est donc possible que cette distance aphélie ait été encore plus élevée par le passé et proche de l'orbite de Saturne, ce qui rejoindrait l'évolution proposée par Carusi et al.

Enfin, la comète Kojima, dont l'aphélie actuel vaut 5.51, a atteint dans le passé la valeur 7.26. Cette comète se situait-elle avant 1585 aux environs de 13 ua ainsi que mon étude l'a défini? Ceci peut être envisagé.

Il reste deux comètes non encore étudiées. Il s'agit de Skiff Kosai pour laquelle je n'ai trouvé aucune explication permettant de faire la lumière sur les divergences entre les deux méthodes et Shoemaker Levy 9. Pour cette dernière, Carusi et al. indiquent cependant que l'intégration numérique a été effectuée sur une orbite peu précise de la comète, ce qui peut justifier les différences. En effet, la collision avec Jupiter en juillet 1994 n'est pas mentionnée.

### 3.2.4. Conclusion

Dès 1985, Carusi et al. ont proposé une intégration numérique de toutes les comètes à courte période observées à cette date. Est actuellement disponible sur le Web une version améliorée de cette intégration et enrichie des dernières comètes découvertes (environ quarante).

Ainsi que je l'avais fait avec le catalogue de Belyaev et al., j'ai comparé les résultats obtenus par Carusi et al. avec ceux présentés dans le chapitre 4. Cette étude porte sur 74 comètes. De nombreuses similitudes entre les deux méthodes ont été établies pour 31% des comètes. Les divergences constatées pour les autres comètes peuvent être justifiées de la façon suivante:

- le plan orbital de la comète ne reste pas inchangé au cours de la rencontre et varie de plus de 2° pour 9% de l'ensemble des comètes.
- la latitude du périhélie est très élevée, excluant une rencontre au sommet pour 18% des comètes.
- une résonance avec Jupiter ou Saturne, déterminée pour 35% des comètes, peut empêcher toute rencontre catastrophique avec la planète.

Dans ce dernier cas, mes résultats peuvent être acceptés. En effet, après leur capture par Jupiter ou Saturne avant 1585 (date limite de l'intégration de Carusi et al.), les comètes ont rencontré soit la Terre, soit Mars ou ont subi les perturbations gravitationnelles de la Ceinture des Astéroïdes. Une telle action a eu pour conséquence de placer les comètes sur des orbites résonantes.

Une dernière comparaison avec l'intégration numérique élaborée par Patrick Rocher, du Bureau des longitudes permettra de clore ce chapitre.

### 3.3. COMPARAISON AVEC L'INTÉGRATION EFFECTUÉE AU BUREAU DES LONGITUDES

#### 3.3.1. Description du mode d'intégration numérique

L'intégration numérique portant sur les vingt comètes (sauf Helin Roman Crockett) composant le tableau présenté par Belyaev et al. (1986) a été effectuée par Patrick Rocher, du Service des Calculs et de Mécanique Céleste du Bureau des Longitudes, sur la période 1800-2050.

Le programme, basé sur la méthode de Gragg définie dans l'article de Bulirsch et Stoer (1966), tient compte de toutes les planètes du Système Solaire, en particulier du barycentre Terre-Lune, ainsi que des forces non-gravitationnelles. Il est important de noter la présence de ces dernières qui ont souvent été négligées dans les catalogues présentés et utilisés précédemment.

Les éléments des planètes, ainsi que leurs variations durant la période d'intégration, proviennent de la théorie BDL 82 publiée par Francou et al. (1983).

#### 3.3.2. Étude comparative

L'ensemble des résultats obtenus grâce à l'intégration numérique effectuée par Patrick Rocher sont regroupés en Annexe 5. Sont présentées les variations des distances aphélie et périhélie, de l'excentricité, de l'inclinaison et de la distance séparant la comète de Jupiter.

L'étude comparative des comètes ci-dessus offre, contrairement aux études précédentes, de nombreuses divergences. Celles-ci sont principalement dues aux variations de l'inclinaison de l'orbite, supérieures à  $2^\circ$ . Cette caractéristique se retrouve pour Brooks 2, Churyumov Gerasimenko, Kohoutek, Russell 1, Schwassmann Wachmann 2, Shajn Schaldach, Taylor, West Kohoutek Ikemura, Wild 2 et Wolf Harrington.

Remarquons cependant que, pour Brooks 2, toutes les comparaisons établies dans les paragraphes précédents ont pourtant apporté des résultats similaires aux miens et ont montré que l'inclinaison ne subissait pas de tels changements.

Pour Shajn Schaldach, il est intéressant de noter que, selon les résultats, la comète n'appartenait pas à la famille de Jupiter, même si l'origine de ce corps diffère légèrement en fonction des deux méthodes.

Le comportement de West Kohoutek Ikemura est très particulier. D'après mes calculs, elle reste toujours membre de la famille de Jupiter, l'inclinaison demeurant quasi-constante. Selon l'intégration numérique effectuée ici, la variation de près de  $10^\circ$  de l'inclinaison amène cette comète à avoir été membre de la famille d'Uranus pendant environ 34 ans. Avant et après cette échappée, elle garde pourtant son aphélie dans le voisinage de l'orbite de

Jupiter, ainsi que je l'ai défini.

Enfin, pour Wild 2, la variation de l'inclinaison n'empêche pourtant pas la comète d'avoir été membre d'une autre famille que celle de Jupiter, famille assez éloignée dans les deux cas: celle de Neptune selon mes résultats et celle d'Uranus d'après l'intégration numérique.

Une autre explication justifiant les différences d'évolution entre les méthodes réside peut-être dans le fait qu'aucune rencontre pouvant être associée à un choc ne survient entre 1800 et la période précédant la première observation. La comète subit cependant, comme tout membre de la famille de Jupiter, l'action perturbatrice de la planète à chacun de ses passages à l'aphélie. Mais, d'après les graphiques (voir en Annexe 5), les éléments de la comète ne présentent pas de variations notables. Ainsi, il serait possible qu'une rencontre catastrophique avec Jupiter ait eu lieu avant 1800, permettant de relier cette intégration à mon travail pour les comètes Bus, Gehrels 3 et Gunn.

Deux autres comètes peuvent être analysées d'une manière similaire: Whipple et Wild 3. En effet, à chaque rencontre très proche avec Jupiter, leur distance aphélie augmente très sensiblement. Ainsi, en 1800, celle de Whipple aurait été voisine de 6.25 et celle de Wild 3 située entre les orbites de Jupiter et Saturne. Il est donc possible qu'avant cette époque, une autre rencontre non assimilée à un choc (ou même plusieurs autres rencontres) ait permis à ces distances aphélie d'atteindre des valeurs semblables à celles que j'ai trouvées lors de mes calculs. De ce fait, Whipple et Wild 3 auraient été membres de la famille de Saturne.

Un dernier cas dans cette catégorie est à analyser: celui de Smirnova Chernykh qui n'a jamais connu de rencontre proche avec Jupiter avant celle l'amenant à être observable. D'après mon travail, cette comète, avant d'être membre de la famille de Jupiter, aurait eu son point aphélie situé entre Jupiter et Saturne. Au regard de l'intégration numérique effectuée par Patrick Rocher, celui-ci se serait plutôt situé entre Saturne et Uranus. D'où peut provenir cet écart de distance?

En premier lieu, du mode de capture cométaire que je considère, avec bien sûr l'hypothèse de conservation du plan orbital de la comète. Pourtant, d'après le graphique correspondant à Smirnova Chernykh (Annexe 5), cette affirmation semble confirmée par l'intégration.

En étudiant plus attentivement ce graphique, il apparaît que cette comète a subi deux rencontres très proches avec Jupiter en moins de 13 ans. La dernière en date a légèrement bouleversé les éléments osculateurs, donnant donc de nouvelles valeurs initiales pour l'intégration du choc précédent. Ainsi, le décalage constaté peut trouver une justification dans cette double rencontre.

Contrairement à mes résultats et à ceux proposés par Tancredi et al. (1990), la comète Helin Roman Crockett resterait membre de la famille de Jupiter. Pourtant, d'après Tancredi et al., cette comète n'appartiendrait à la famille de Jupiter que depuis 1976. La seule justification que je pourrais apporter serait liée au caractère très chaotique de la comète lors des rencontres successives qu'elle a subies en moins de 14 ans, entre 1842 et 1856 environ, bouleversant ainsi son évolution future.

Pour ce qui est des comètes restantes, les évolutions obtenues grâce aux deux méthodes ne présentent aucune contradiction. En effet, Ashbrook Jackson était bien membre de la famille de Saturne, Kearns Kwee, membre de celle d'Uranus et Oterma avait son point aphélie situé entre Jupiter et Saturne.

### 3.3.3. Conclusion

Cette dernière intégration effectuée par Patrick Rocher au Bureau des Longitudes a permis de mettre en place une ultime étude comparative avec mon exposé théorique. L'atout principal de cette intégration numérique est la prise en compte des forces non-gravitationnelles associées à toutes les comètes, éléments parfois négligés par Carusi et al. (1985 et 1997) et Belyaev et al. (1986) dans leurs catalogues. Cette amélioration est cependant synonyme de plus grandes divergences entre mes résultats et ceux regroupés en Annexe 5.

Redéfinissons donc les principales justifications qui ont pu être apportées.

- En premier lieu, il est possible de vérifier sur les graphiques que le plan orbital de la comète ne reste pas invariant, en particulier au moment de la dernière (et parfois la seule) rencontre très proche avec Jupiter. Celle-ci a ensuite permis à la comète de devenir observable.

Cette hypothèse forge donc deux scénarios distincts pour l'évolution des comètes considérées dans cette catégorie, soit 50% des vingt corps étudiés dans ce paragraphe.

- Pour cinq autres comètes (soit 25%), la rencontre proche, assimilée au choc que je considère dans mon étude, a pu se produire avant 1800, date limite de l'intégration. L'évolution que je présente, reflète donc peut-être la position qu'occupaient ces comètes avant cette époque.

- Enfin, les résultats sont similaires quelle que soit la méthode pour trois comètes, soit 15% de l'ensemble.

## CONCLUSION PARTIELLE

Ce cinquième chapitre avait pour but de comparer le scénario théorique de rencontre comète-planète élaboré dans cette étude avec différents travaux antérieurs théoriques eux-aussi ou basés sur l'intégration numérique du mouvement des comètes à courte période.

Parmi ces derniers, citons l'article de Vaghi (1973) qui a étudié plus particulièrement le lien existant entre la quantité de Tisserand  $T$  et l'origine des comètes. Selon lui, les comètes originellement d'orbite parabolique doivent vérifier la condition  $T \leq 2\sqrt{2}$ . Ceci est le cas pour les huit comètes qui, selon mon travail, auraient été quasi-paraboliques avant leur capture par Jupiter.

Vaghi met de plus en évidence une relation entre  $T$  et le procédé de capture en plusieurs rencontres avec des planètes consécutives, relation également vérifiée pour les comètes suivant, d'après mes résultats, une telle évolution orbitale.

Certains travaux ont été effectués sur des comètes présentant des comportements spécifiques. Nommons Oterma, Smirnova Chernykh, Gehrels 3 et Helin Roman Crockett qui ont été temporairement satellites de Jupiter; Chiron, comète dont l'orbite s'étend de Saturne à Uranus et qui a pendant longtemps été associée à un astéroïde; Machholtz appartenant à la famille de Jupiter et dont l'inclinaison ( $60.1^\circ$ ) est hors norme; Maury dont l'orbite semble avoir été stable pendant une très longue période et enfin Shoemaker Levy 9 et ses 19 fragments, phénomène inoubliable de l'année 1994.

Les articles consacrés à ces différentes comètes proposent des exemples d'évolutions orbitales qui ne sont pas en contradiction avec les miennes. Ainsi, deux modes de rencontre distincts peuvent quand même apporter des résultats similaires.

Le coeur du chapitre est principalement orienté vers une comparaison de ma méthode avec la théorie d'Öpik dont certaines hypothèses rejoignent celles que j'ai proposées. Malgré les différences qui subsistent entre ces deux types de travaux, les résultats sont satisfaisants puisque, pour près de la moitié des cas étudiés, il n'y a pas de contradiction. La divergence principale réside dans le choix d'une rencontre au sommet des orbites, hypothèse fondamentale de mon scénario.

Enfin, n'omettons pas de parler des trois intégrations numériques considérées ici, fournies par les catalogues de Carusi et al. (1985 et 1997) et de Belyaev et al. (1986) et par Patrick Rocher, du Bureau des Longitudes.

Pour environ 1/4 des comètes, les évolutions trouvées sont similaires. Les divergences observées pour le reste des échantillons étudiés sont principalement dues au fait que:

- le plan orbital de la comète ne reste pas inchangé au cours de la rencontre;

- la latitude du périhélie de la comète est élevée et ne permet pas de rencontre au sommet des orbites;
- l'échelle de temps utilisée pour certaines intégrations est restreinte, la comète ayant pu rencontrer la planète avant cette date limite;
- la comète a pu subir une rencontre proche avec une des planètes telluriques l'amenant sur son orbite résonante actuelle, ce qui ne contredit pas l'existence d'une rencontre antérieure avec une des planètes joviennes définie par mon scénario, en dehors des limites temporelles de l'intégration.

Les deux derniers points ne peuvent qu'augmenter le pourcentage de comètes présentant une évolution similaire quelle que soit la méthode envisagée.

## CHAPITRE 6: ORIGINE DES COMÈTES

Depuis de nombreuses années, le mouvement orbital des comètes observées est relativement bien connu des astronomes. Leur attention s'est donc tout naturellement portée sur l'origine de ces corps. Deux théories vont être mises en place au début des années 1950.

L'une d'elles, élaborée par Jan Hendrick Oort, propose l'existence d'un nuage sphérique entourant notre Système Solaire, source principale des comètes à longue période d'inclinaison diverse.

La seconde, proposée par Kuiper, est basée sur l'inclinaison particulièrement faible des comètes à courte période de la famille de Jupiter qui ne peuvent provenir du Nuage de Oort. Leur berceau serait donc un disque plat s'étendant au-delà de l'orbite de Neptune.

Une fois ces deux hypothèses mises en place, il est devenu important de les vérifier grâce aux observations. Des nuages et des disques de poussières ont été détectés autour d'étoiles proches, laissant à penser qu'il pourrait en être de même pour notre astre central. Dès 1992, de nouveaux corps de diamètre compris entre 100 et 400 km, d'orbite plane et quasi-circulaire, ont été découverts au-delà de l'orbite de Neptune, première manifestation de l'existence d'une ceinture d'objets similaires aux comètes.

L'étude de mes résultats numériques permettra-t'elle de retrouver une origine plausible dans ces réservoirs pour la majorité des comètes étudiées? Tel est le but de ce chapitre.

## 1. LE NUAGE DE OORT

### 1.1. *ÉVOLUTION ET FORMATION*

Bien que suivant les mêmes lois de gravitation autour du Soleil, les comètes n'ont pas toutes les mêmes orbites. Certaines, périodiques, évoluent dans un voisinage proche du centre de notre Système Solaire alors que d'autres, non périodiques, suivent une trajectoire quasi-parabolique et n'ont été vues qu'une seule fois. Certaines comètes se déplacent sur une orbite proche de l'écliptique (l'inclinaison est très petite) et d'autres se répartissent au hasard avec une inclinaison variant de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ .

Toutes ces remarques induisent une question: compte tenu de ces différences, les comètes ont-elles la même origine?

En 1950, l'astronome hollandais Jan Hendrick Oort essaya d'y répondre en utilisant pour cela des comètes à longue période. Son travail avait pour objet de retrouver les trajectoires de ces comètes avant qu'elles n'aient subi les perturbations des planètes joviennes.

Cette étude lui fournit un résultat surprenant: toutes les orbites initiales étaient des ellipses ayant un demi-grand axe compris entre 20 000 et 50 000 ua.

Ainsi, toutes ces comètes provenaient du Système Solaire. Eu égard à la grande variété des inclinaisons, Oort émit donc l'hypothèse de l'existence d'un nuage sphérique autour du système planétaire, dont le rayon, égal à 2 années-lumière, correspondrait à la moitié de la distance nous séparant de l'étoile la plus proche, Alpha du Centaure. Ce réservoir contiendrait plus de mille milliards d'objets, dont une infime partie parviendrait jusqu'à nous.

Depuis 1950, l'étude du Nuage de Oort s'approfondit. Les scientifiques se sont aperçu qu'en raison, d'une part des forces de marées dues à la rotation de la galaxie, d'autre part des perturbations engendrées par des passages proches d'étoiles ou de nuages moléculaires, le nombre de comètes du nuage diminuerait. Il faut donc imaginer un hypothétique scénario de ré-approvisionnement qui pourrait se faire à l'aide d'un autre réservoir appelé par les Anglo-Saxons: inner-core. Celui-ci serait situé à moins de 10 000 ua du Soleil et contiendrait dix fois plus de comètes (voir Rickman, 1991).

Cette description étant établie, il faut maintenant examiner l'évolution de l'infime part de comètes voyageant jusqu'à nous.

Plusieurs possibilités peuvent être envisagées. Lorsque ces lointaines visiteuses s'approchent à moins de 40 ua du Soleil, elles peuvent être envoyées hors du Système Solaire sur des orbites hyperboliques, elles peuvent retourner dans le Nuage de Oort ou bien devenir des comètes à longue période puis, pourquoi pas, à courte période.

Mais pour que ces comètes atteignent le Système Solaire interne, il faut qu'elles puissent s'échapper de ce réservoir. Parmi les cas envisagés et présentés par Rickman (1991), l'intervention d'une étoile errante peut être retenue (Weissman, 1986, Heisler et al., 1987). Cependant, d'après Yabushita (1992) et Delsemme (1986), la formation de cratères sur les surfaces planétaires, correspondant à des impacts se renouvelant avec une périodicité d'environ 30 millions d'années, nous permettrait de comprendre l'évolution de la Terre, mais surtout nous donnerait un indice sur son environnement immédiat. Les impacts formant ces cratères seraient dus à des flux de comètes à longue période (6%), de comètes à courte période (12%) mais principalement d'astéroïdes (82%) provenant de comètes à courte période.

La question qui se pose maintenant est la suivante: quel phénomène périodique pourrait être à l'origine de ces flux de comètes (appelés comet showers en anglais) qui présenteraient apparemment un maximum d'intensité actuellement comme le soulignent Valtonen, Zheng et Mikkola (1992) ou bien Yabushita (1992)?

### Le plan galactique

La distribution de matière dans le plan galactique est telle que le Système Solaire oscille autour de ce plan avec une période totale de 60 millions d'années. Le passage du Soleil au travers de ce plan, où se situent de gros nuages moléculaires, occasionnerait des perturbations dans le nuage de Oort et entraînerait l'éjection d'un certain nombre de comètes dans le Système Solaire, responsables d'impacts futurs sur les planètes telluriques, en particulier la Terre. Ce phénomène constituerait donc une première réponse à notre question.

### Nemesis

Nemesis est le nom donné à un hypothétique compagnon du Soleil. Les passages périodiques de son point périhélie au travers du Nuage de Oort extraîraient à chaque fois une pluie de comètes en nombre suffisamment grand pour qu'une ou plusieurs d'entre elles viennent frapper la Terre tous les 26 à 33 millions d'années.

Jusqu'à présent, aucune observation astronomique ne peut établir l'existence de ce compagnon du Soleil. C'est un objet supposé de luminosité très faible, qui ne pourra être décelable aux infra-rouges (aux environs de  $10 - 12\mu\text{m}$ ) qu'au moyen de très grands télescopes.

Cependant, la période estimée de Nemesis peut valoir environ 29 millions d'années (moyenne des valeurs données ci-dessus), ce qui implique que le demi-grand axe a pour valeur 94400 ua. Grâce à son étude et ses calculs, Delsemme (1986) suppose de plus que  $q = 30000$  ua, ce qui entraîne que l'excentricité serait égale à 0.68 et que la position actuelle de Nemesis serait de  $20^\circ$  avant son aphélie. Sa masse pourrait atteindre 28 fois celle de Jupiter.

En tenant compte de ces estimations, Nemesis pourrait se situer dans le ciel à la longitude  $L = 278^\circ$  et à la latitude  $B = 56^\circ$ , avec une marge d'erreur de  $5^\circ$ , et serait passé à son périhélie il y a 9 millions d'années si l'on fait intervenir les extinctions d'espèces sur Terre les plus connues, celles survenues lors de l'ère du Crétacée (Tertiaire), et le fait qu'il faut environ 2 millions d'années pour ressentir les effets d'un tel flux de comètes.

Ce phénomène est une deuxième explication répondant à notre question sur l'origine des pluies de comètes, mais il ne semble pas faire l'unanimité parmi les astronomes...

### Perturbations stellaires

En 1987, Heisler, Tremaine et Alcock font, dans leur article, un bilan de tous les scénarios envisagés ci-dessus et les éliminent les uns après les autres, privilégiant l'effet des perturbations dues au passage d'une étoile à environ 10 000 ua du Soleil.

En effet, ils estiment qu'une rencontre avec un nuage moléculaire géant peut affecter les orbites des comètes de façon drastique mais ce type de rencontre reste trop rare (une fois tous les 500 millions d'années) pour être pris en compte. En ce qui concerne les rencontres avec des nuages interstellaires, elles sont encore plus rares et ne peuvent donc perturber le Nuage de Oort de manière significative. L'existence du compagnon du Soleil leur semble aussi douteuse. Quant aux effets de marée galactique qui graduellement diminuent le périhélie de certaines comètes pour les amener près du système planétaire, ils ne les retiennent pas non plus. Leur raisonnement est le suivant: puisque le champ de marée est régulier, on pourrait espérer des pluies de comètes vers le système planétaire elles-aussi régulières, ce qui contredit le caractère épisodique de ces pluies.

Donc, le seul mécanisme qui peut produire les pluies de comètes est lié à des rencontres proches avec des étoiles. Leurs calculs, portant sur un ensemble de 218 600 comètes fictives, montrent que deux "comet showers" se seraient produites il y a 75 millions d'années (il y aurait eu 1045 comètes envoyées vers le système planétaire au cours d'un intervalle de 3 millions d'années) et 225 millions d'années (le nombre de comètes, dans ce cas, est de 1199 durant une période de 4 millions d'années). Donc, seulement 0.07% des comètes du Nuage de Oort auraient atteint notre système planétaire. Toujours selon les auteurs, ces pluies seraient donc dues à des rencontres proches avec des étoiles de masse supérieure à environ une masse solaire  $M_{\odot}$  ( $1.48M_{\odot}$  pour le premier résultat et  $1.83M_{\odot}$  pour le deuxième résultat).

Ces dernières années, les chercheurs ont prouvé que la comète de Halley et celles qui appartiennent à cette famille particulière proviennent du Nuage de Oort en raison de la grande diversité de leur inclinaison et de leur distance aphélie. D'autres objets très importants (leur diamètre est compris entre 200 et 400 km) tels que Chiron, découvert en 1977, ou Pholus, découvert en 1991, pourraient avoir été des membres de ce nuage.

Cependant, un problème se pose avec les comètes de la famille de Jupiter car elles possèdent toutes une très petite inclinaison. Seulement 1% d'entre elles pourraient avoir pour origine le Nuage de Oort (Rickman, 1991). Une autre hypothèse doit donc être mise en place et sera développée dans le paragraphe suivant.

Une dernière question se pose: comment a pu se former le Nuage de Oort?

De nombreuses réponses ont été apportées depuis quarante ans, mettant toutes en évidence une formation extrêmement longue de 4.5 milliards d'années.

L'astronome américain Alastair Cameron a émis l'idée que la nébuleuse protoplanétaire se serait fragmentée en plusieurs anneaux dans la partie externe du futur Système Solaire, anneaux qui, trop peu massifs pour engendrer une deuxième étoile, se seraient condensés pour former les comètes.

Une autre hypothèse envisage la formation des comètes dans des nuages moléculaires proches du Système Solaire, qui les aurait ensuite capturées lors d'un passage au travers de ces nuages. On retrouve dans ces mots la théorie proposée par Laplace en 1813.

Cependant, le scénario le plus probable estime que les comètes seraient les restes de la formation des planètes (situés à l'origine près des orbites d'Uranus et Neptune) qui, au gré de ces nouvelles perturbations gravitationnelles, seraient allés former le Nuage de Oort.

En 1980, Julio Fernandez a développé cette hypothèse en partant donc du principe que le nuage de comètes s'était formé grâce aux matériaux provenant de la région d'Uranus et Neptune (voir également Rickman, 1991). Selon lui, ces petits corps auraient acquis, sous l'action des perturbations planétaires, une orbite quasi-parabolique les amenant directement dans le nuage, non pas juste après la formation du système planétaire, mais tout au long de l'évolution de notre Système Solaire.

Cette particularité sous-entend qu'il existe au sein du nuage une prédominance de comètes d'orbites très allongées et directes, situées principalement dans l'intervalle  $2 \times 10^4 < a < 3 \times 10^4$  ua. En ce lieu, les perturbations d'étoiles proches permettent de maintenir les comètes dans le réservoir. Mais, elles peuvent aussi être suffisamment importantes pour expédier certaines d'entre elles vers les grosses planètes qui changeront de façon très importante les demi-grands axes, ou qui expulseront (surtout dans le cas de Jupiter) peut-être quelques comètes sur des orbites hyperboliques.

Ce nuage serait la principale source de comètes à longue période. En 1992, Fernandez souligne qu'il est possible que le nombre de comètes à longue période de magnitude apparente supérieure à 10.5, croisant l'orbite de la Terre, soit de trois par an. En supposant qu'environ 15% d'entre elles sont de "nouvelles" comètes, la probabilité n'est plus que d'une tous les deux ans.

Fernandez estime de plus le nombre de comètes du nuage à environ  $7 \times 10^{10}$ , ce qui correspond à une dizaine de masse terrestre si l'on suppose que la masse d'une comète est de  $10^{17}$  g.

Quel que soit le mode de formation envisagé, il apparaît bien que les comètes du Nuage de Oort n'ont subi que peu de transformations et sont donc les vestiges des éléments initiaux de notre système.

## 1.2. LISTE DES COMÈTES AYANT PU APPARTENIR AU NUAGE DE OORT

Compte tenu des résultats numériques établis dans le chapitre 4, rassemblons ci-dessous les quelques comètes qui, dans le passé, auraient pu appartenir au Nuage de Oort. Nous y retrouverons bien sûr les comètes d'orbite quasi-parabolique mais aussi celles d'orbite hyperbolique, tout en sachant que leur excentricité reste quand même toujours assez proche de 1 et qu'il faut tenir compte des approximations et imprécisions apparaissant dans les calculs.

Ces comètes ont pu, par le passé, atteindre directement la planète qui a contrôlé par la suite leur mouvement ou bien ont suivi un processus de capture en plusieurs rencontres planétaires.

Notons de plus la remarque formulée par Carusi et Valsecchi en 1992: “Un mouvement hyperbolique héliocentrique défini lors d'un passage au périhélie ne signifie pas, en général, que la comète n'était pas originellement “bornée” par le Soleil parce qu'avant d'entrer dans la région planétaire, la comète se déplaçait autour du barycentre du Système Solaire, subissant l'action gravitationnelle du Soleil et des planètes. L'excentricité de l'orbite barycentrique, habituellement appelée l'orbite originelle, est souvent légèrement plus petite.”

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$I_{obs}$
Ashbrook Jackson	0.995	10.15	4289.21	12.5
Biéla	1.039	5.83	$\infty$	12.6
Boethin	1.094	9.55	$\infty$	4.9
Crommelin	1.025	18.81	$\infty$	28.9
Denning Fujikawa	1.008	8.95	$\infty$	9.1
Faye	0.997	29.83	$\infty$	9.1
Finlay	1.032	5.77	$\infty$	3.7
Gale	1.022	9.30	$\infty$	10.7
Helfenzrieder	0.999	5.40	10794.60	7.9
Honda Mrkos Pajduskava	1.007	5.75	$\infty$	4.2
Klemola	0.996	8.50	4236.63	10.9
Lexell	1.034	5.70	$\infty$	1.6
Machholtz 2	1.058	5.27	$\infty$	12.8
Schwassmann Wachmann 3	0.998	5.19	5087.18	11.4
Shoemaker 3	1.034	10.74	$\infty$	6.4

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$I_{obs}$
Spacewatch	1.013	28.81	$\infty$	10.0
Stephan Oterma	1.066	21.00	$\infty$	18.0
Tempel 1	1.066	29.48	$\infty$	10.5
Tritton	0.992	28.87	$\infty$	7.0
Wild 2	1.049	28.92	$\infty$	3.2
Wirtanen	1.001	5.14	$\infty$	11.7

L'inclinaison de ces comètes étant comprise entre  $1.6^\circ$  et  $28.9^\circ$ , il semblerait plus probable que leur lieu d'origine soit la partie du Nuage de Oort appelée par les Anglo-Saxons inner-core. Celle-ci, concentrée à moins de 10 000 ua du Soleil, comprendrait une partie plane importante et dix fois plus de comètes que le reste du Nuage. En outre, d'après Rickman (1992), seules 10% des comètes de la famille de Jupiter proviendraient du Nuage de Oort "classique". La source la plus importante serait alimentée, grâce aux captures successives par les planètes, de comètes de l'inner-core mais surtout de la Ceinture de Kuiper que nous allons étudier.

## 2. LA CEINTURE DE KUIPER

### 2.1. *ÉVOLUTION ET FORMATION*

Les comètes de la famille de Jupiter ont toutes une inclinaison très petite, ce qui rend leur origine dans le Nuage de Oort fort improbable. C'est pourquoi, il faut envisager un autre berceau pour ces particules.

En 1951, Gérard Kuiper émet l'hypothèse de l'existence d'un réservoir de comètes sous forme d'un anneau plat situé au-delà de l'orbite de Neptune, entre 30 et 500 ua. En effet, il ne comprend pas pourquoi le Système Solaire serait vide au-delà des planètes. Il évalue donc la densité de matière en deçà de l'orbite de Neptune à partir des masses des planètes et reporte son résultat dans les régions externes. Il démontre ainsi qu'il devrait y avoir plusieurs masses terrestres dans ce nouveau réservoir.

L'objectif des observateurs est donc de trouver des éléments de la Ceinture de Kuiper. Depuis 1992, une cinquantaine de ces objets ont été découverts, en particulier par David Jewitt et Jane Luu. Leurs magnitudes sont comprises entre 21 et 25, leurs distances aphélie sont estimées entre 32 et 45 ua et les orbites sont similaires: proches de l'écliptique et quasi-circulaires.

Si ces corps sont composés de la même matière que la comète de Halley, c'est-à-dire avec un albedo égal à 0.04, alors la connaissance de leurs magnitudes permet de déduire que leurs diamètres varient de 100 à 400 km, ce qui est très important.

On pense qu'il pourrait y avoir 35 000 objets de plus de 100 km de diamètre dans la Ceinture de Kuiper entre 30 et 50 ua, ce qui correspond à 3 millièmes de masse terrestre. On est encore loin des "plusieurs masses terrestres" avancées par Kuiper. Cependant, Levison, en 1992, précise que la densité dans la Ceinture de Kuiper atteint un pic aux environs de 70 ua, ce qui rendrait les observations des corps plus difficiles et pourrait expliquer cette différence de masse.

À nouveau, se pose le problème de l'extraction des comètes de ce disque plat. Reprenons le raisonnement entamé dans la partie précédente avec le Nuage de Oort et mettant en évidence une périodicité de 30 millions d'années dans la formation des cratères planétaires. Qui dit existence de "plusieurs masses terrestres" dans la Ceinture de Kuiper sous-entend existence possible d'une autre planète. C'est à cette question qu'ont tenté de répondre Matese et Whitmire (1986) dans leurs travaux en recherchant les effets éventuels de cette planète *X*. L'introduction historique ci-dessous se retrouve également dans l'article de Seidemann et Harrington (1988).

### La planète *X*

La planète Neptune a été découverte en 1846 en raison d'une imprécision de 100 secondes d'arc observée dans le mouvement d'Uranus. Une analyse plus précise de l'orbite d'Uranus indiqua de plus une perturbation de sa longitude de 5 secondes d'arc. Ceci permit donc de prédire l'existence d'une neuvième planète, au-delà de Neptune.

Lorsque Pluton fut découverte en 1930 près d'une des longitudes prévues, elle fut tout d'abord identifiée à la planète *X* dont l'existence avait été proposée par Percival Lowell. Pour perturber Uranus, une planète placée à la distance de Pluton devrait avoir une masse égale à celle de la Terre. La découverte de Charon, satellite de Pluton, donna une estimation plus précise de la masse du système formé par ces deux éléments. Elle se rapproche de 0.002 fois la masse de la Terre. Ainsi, Pluton n'était pas la planète *X* proposée par Lowell.

Si cette planète existe, ses éléments osculateurs pourraient être les suivants:

$$a=50 \text{ à } 100 \text{ ua}$$

$$i \geq 25^\circ$$

$$e=0.1 \text{ à } 0.5$$

$$m=1 \text{ à } 5 \text{ fois la masse de la Terre}$$

Les valeurs usuelles adoptées sont:  $a=80$  ua,  $e=0.3$ ,  $i = 45^\circ$ ,  $m=3$  fois la masse de la Terre. Sa grande inclinaison par rapport à l'écliptique et sa luminosité 160 fois plus faible que celle de Neptune, si on suppose que leurs albédos et leurs densités sont similaires, expliqueraient le fait qu'elle n'ait jamais été observée.

Il est également possible de trouver d'autres valeurs pour les éléments de cette planète  $X$  dans l'article de Harrington (1988) qui privilégie un demi-grand axe  $a$  plus proche de 100 ua, ou bien dans les travaux de Jackson et Killen (1988), Gomes (1989), Neuhauser et Feitzinger (1991).

Pour Matese et Whitmire, la planète  $X$  serait à l'origine des flux périodiques de comètes dans le Système Solaire et par suite, des cratères terrestres avec toujours cette périodicité de 30 millions d'années. Dans ce modèle, les pluies périodiques de comètes seraient associées à la précession des points aphélie et périhélie de la planète  $X$  au travers d'un disque de comètes s'étendant au-delà de l'orbite de Neptune, en l'occurrence la Ceinture de Kuiper. Le schéma ci-dessous illustre le phénomène d'entrée des points aphélie et périhélie dans le disque de Kuiper et le mécanisme des pluies résultantes. Afin de simplifier cette description schématique, l'inclinaison choisie est de  $90^\circ$  et les pluies au périhélie ont été omises.

Cette réponse à la question posée est un sujet très délicat et d'une nature extrêmement controversée par l'ensemble de la classe scientifique. Une discussion est d'ailleurs proposée dans l'article de Seidelmann et Williams (1988).

### Problèmes de résonances

De nombreux travaux ont été réalisés dans ce domaine pour expliquer la transformation des orbites quasi-circulaires des corps de la Ceinture de Kuiper en orbites d'excentricité plus grande pouvant croiser celle de Neptune. Citons par exemple l'étude de Malhotra (1996) qui suggère que très tôt dans l'histoire du Système Solaire, la majorité des orbites des objets de la Ceinture ont été réparties en orbites excentriques dans des zones étroites de

résonance avec Neptune, alors qu'entre ces régions de résonance, ces résidus de la nébuleuse primitive ont été largement éjectés. Cette conclusion apparaît également dans l'article de Duncan, Levison et Budd (1995) qui estiment que la région comprise entre 36 ua et 39 ua n'est pas peuplée, ce qu'il faudrait cependant vérifier par des observations car leurs calculs montrent que cette zone est dynamiquement stable depuis plus de 4.5 milliards d'années. Deux scénarios pourraient expliquer ce phénomène particulier.

- L'hypothétique déplacement initial de Neptune vers la partie extérieure du Système Solaire aurait causé des résonances en moyen mouvement capables de balayer les objets présents dans cette région (voir Malhotra, 1995).
- Des rencontres gravitationnelles mutuelles entre les objets du disque auraient pu engendrer un accroissement de leur excentricité et par voie de conséquence leur éjection de la zone concernée, surtout si la Ceinture de Kuiper admettait initialement des objets de la taille de Charon (environ 500 km) comme le suppose Stern (1991).

En 1995, Morbidelli, Thomas et Moons ont publié un article présentant leurs recherches tendant à montrer que les objets de la Ceinture peuvent avoir une orbite stable ou instable, et donc peuvent être considérés comme de futures comètes ou comme des membres stables du Système Solaire au même titre que les astéroïdes. Ils ont principalement étudié des membres de la partie interne de la Ceinture (1992*QB*<sub>1</sub>, 1993*FW*, 1993*RO*, 1993*SB*, 1993*SC*), lieu où les perturbations des grosses planètes peuvent être prises en compte.

Leurs conclusions sont les suivantes:

- Les résonances en moyen mouvement d'ordre 1 avec Neptune pour un demi-grand axe inférieur à 39 ua sont très stables et protègent des rencontres avec la planète. Seule la résonance 2/3 est très complexe car les objets 1993*SB* et 1993*SC* qui la subissent sont stables alors que 1993*RO* est, lui, instable et donc pourrait devenir une future comète.
- Les orbites non résonantes ne sont pas protégées des rencontres avec Neptune et seules celles ayant un demi-grand axe supérieur à 42 ua et une excentricité inférieure à 0.1 sont stables.
- Au-delà de 42 ua, la Ceinture de Kuiper semble avoir une distribution uniforme d'objets, celle-ci devant suivre la distribution de masse de la nébuleuse primitive qui est supposée décroître selon une loi fonction de l'inverse du demi-grand axe.
- Les régions instables de la Ceinture de Kuiper délivrent des objets vers les planètes dans un temps court relativement à l'âge du Système Solaire et d'autres à une échelle de temps comparable à celle du Système Solaire. Mais, ces régions sont trop petites pour fournir le grand nombre de comètes à courte période observées actuellement. Il est donc possible que quelques corps de la taille de Chiron proviennent de la Ceinture et se soient fragmentés pour engendrer des petites comètes d'inclinaison faible.

En revanche, dans un autre article, Thomas et Morbidelli (1996) ont montré que les résonances de Kosai, mises en évidence par Yoshihide Kosai en 1962 dans la Ceinture des Astéroïdes, n'affecteraient pas le comportement des corps de la Ceinture de Kuiper. Elles auraient cependant un effet (à longue échelle) sur les comètes à longue période et con-

tribueraient à la production des comètes frôlant le Soleil, appelées selon la terminologie anglaise “Sun-grazer comets”.

Ces conclusions peuvent donc apporter une nouvelle réponse quant au modèle d'éjection des corps de la Ceinture et quant à l'origine des comètes de la famille de Jupiter.

La Ceinture de Kuiper a dû être formée il y a 4.5 milliards d'années par la condensation du disque protoplanétaire. Celui-ci aurait bien sûr engendré les planètes mais, au-delà de Neptune, n'aurait pu en donner d'autres car les petits corps, futures comètes, n'étaient pas assez nombreux.

Il est difficile d'étudier la formation de notre Système Solaire et de ses petits composants car, pour le moment, les réservoirs supposés de comètes sont trop sombres pour être décelés. C'est pourquoi, l'observation d'autres étoiles qui ont dépassé ou non l'âge de la formation planétaire s'avère très importante. De nombreux disques de poussières pouvant s'apparenter à la Ceinture de Kuiper ont été découverts autour des T-Tauri, qui en sont aux premiers stades de la formation des étoiles et de leurs planètes éventuelles, ainsi qu'autour d'autres étoiles plus évoluées. En effet, le satellite IRAS a montré la présence de disques de poussières qui s'étendent de 100 à 1000 ua autour des étoiles proches  $\beta$  Pictoris,  $\alpha$  Lyrae (Véga) et  $\alpha$  Piscis Austrinus (Fomalhaut) avec une zone centrale vide de quelques ua.

Ainsi que le remarquent Lecavelier des Etangs, Vidal-Madjar et Ferlet dans leur article (1996), l'étude spectroscopique du nuage relatif à  $\beta$  Pictoris a mis en évidence des apparitions aléatoires de raies d'absorption d'atomes métalliques. Ceci correspondrait peut-être à la chute de petits corps vers l'étoile centrale et se rapprocherait du phénomène dû aux comètes du groupe de Kreutz. De plus, le télescope spatial Hubble a montré la présence d'oxyde de carbone (CO), ce qui tendrait à prouver que le ré-approvisionnement du disque de poussières serait lié à l'évaporation de corps du même type que les comètes.

De telles observations toujours plus précises permettront sûrement de faire des progrès spectaculaires dans la compréhension du mode de formation de notre Système Solaire et l'apparition des comètes.

## *2.2. LISTE DES COMÈTES AYANT PU APPARTENIR À LA CEINTURE DE KUIPER*

De même que pour le Nuage de Oort, retranscrivons ici l'ensemble de toutes les comètes qui, d'après les résultats numériques proposés précédemment, appartiendraient à la Ceinture de Kuiper. Rentrent dans cette catégorie les comètes dont la liste a été établie dans les paragraphes 2.3., 3.2., 3.3. et 5. du chapitre 4, ainsi que celles présentées ci-dessous:

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$I_{obs}$
Arend Rigaux	0.508	19.28	59.10	17.9
d'Arrest	0.469	17.84	49.31	19.5
Bus	0.861	17.67	235.73	2.6
Ciffreo	0.677	18.67	96.78	13.1
Grigg Skjellerup	0.903	32.26	633.93	21.1
Kearns Kwee	0.585	19.97	76.32	9.0
Kohoutek	0.718	19.74	120.40	5.9
Kowal Mrkos	0.832	18.12	197.73	3.0
Longmore	0.742	31.50	212.94	24.4
Mac Naught Hughes	0.690	20.29	110.58	7.3
Metcalf Brewington	0.916	29.86	680.81	13.0
Reinmuth 1	0.796	18.25	160.54	8.1
Reinmuth 2	0.786	19.12	159.20	6.9
Schorr	0.759	19.46	141.97	5.6
Schuster	0.807	17.59	165.02	20.1
Schwassmann Wachmann 2	0.832	19.30	210.97	3.7
Shoemaker 2	0.627	29.47	128.48	21.5
Shoemaker Levy 4	0.631	20.10	88.79	8.5
Shoemaker Levy 7	0.615	20.10	84.24	10.3
Shoemaker Levy 9	0.442	19.33	49.94	5.8
Singer Brewster	0.851	18.14	224.60	9.2
Takamizawa	0.934	28.99	845.83	9.5
Van Houten	0.699	29.28	165.47	6.7
Wild 4	0.812	19.56	188.32	3.7
Wolf Harrington	0.506	20.35	62.05	18.5

D'après les articles consacrés à l'étude de la Ceinture de Kuiper, il apparaît que tous les membres de ce réservoir de comètes doivent avoir une inclinaison faible, répondant à la nature quasiment plane de la Ceinture.

L'échantillon de comètes proposé dans cette partie vérifie cette condition orbitale puisque les inclinaisons sont réparties de la façon suivante:

Il est aisé de vérifier que l'inclinaison des comètes est principalement comprise entre  $1^\circ$  et  $14^\circ$  et qu'elle ne dépasse pas  $25^\circ$ . Ce résultat est bien en accord avec la morphologie supposée de la Ceinture, décrite par de nombreux chercheurs.

De plus, il est maintenant admis que la Ceinture de Kuiper est le principal, mais non l'unique, réservoir de comètes à courte période. En analysant l'ensemble de mes résultats, ce critère serait vérifié puisque 44% des comètes étudiées proviendraient de ce lieu particulier. Il serait même possible d'ajouter à cet ensemble une partie des corps situés dans les zones intermédiaires, représentant 32% du total et ayant connu une évolution orbitale différente et sûrement plus complexe puisque soumise à l'action conjointe de deux planètes. Pour échapper à la Ceinture de Kuiper, les comètes, selon leurs éléments initiaux, ont pu subir les résonances avec Neptune proposées par Morbidelli et al. (1995) ou bien l'action gravitationnelle d'un corps de masse importante, de position inconnue pour le moment. L'objet du chapitre suivant est donc d'essayer de définir l'orbite d'un ou plusieurs corps perturbateurs de comètes situés au-delà de l'orbite de Neptune.

## CONCLUSION PARTIELLE

Depuis quelques années, la recherche cométaire s'oriente principalement vers l'étude de l'origine des comètes puisque leur mouvement commence à être bien défini.

Deux réservoirs ont été proposés dès 1950: l'un, sphérique et centré au Soleil, aurait un rayon de 2 années-lumière; l'autre, source plane, s'étendrait au-delà de l'orbite de Neptune, entre 30 et 500 ua.

Les progrès des techniques d'observation ont permis de détecter les premiers membres de la Ceinture de Kuiper au-delà de 32 ua et des halos de poussières du même type que le Nuage de Oort, autour d'étoiles proches.

L'analyse de mes résultats proposés au chapitre 4 appuie l'existence de ces deux réservoirs. En effet, 13% seulement des comètes proviendraient du Nuage de Oort, ce qui corrobore le principe selon lequel le nuage, berceau de comètes à inclinaison quelconque, ne pourrait être la source de toutes les comètes à courte période et d'inclinaison faible observées.

En revanche, la majorité des comètes, apparemment presque 50% d'entre elles, auraient pour origine la Ceinture de Kuiper. Leur inclinaison, inférieure à  $25^\circ$  et principalement concentrée entre  $1^\circ$  et  $14^\circ$ , ne contredit pas la nature quasi-plane de la Ceinture.

Mes résultats rentrent donc dans le cadre des théories développées depuis 1950.

## CHAPITRE 7: EXISTE-T'IL DES CORPS MASSIFS CAPTEURS DE COMÈTES AU-DELÀ DE L'ORBITE DE NEPTUNE?

Rassemblés dans le chapitre 4, les résultats numériques, relatifs au scénario de capture que j'ai défini dans ce travail, montrent que plusieurs comètes aujourd'hui à courte période avaient leur point aphélie initial situé au-delà de l'orbite de Pluton. Quatre groupes se distinguent autour de 40, 55, 75 et 95 ua.

En relevant cette caractéristique, une question se pose immédiatement: quel phénomène a permis à ces comètes de quitter leur orbite initiale quasi-circulaire pour atteindre, après une évolution plus ou moins complexe dans notre Système Solaire, leur position actuelle? Les travaux de Morbidelli et al. (1995) indiquent que les orbites des comètes ayant un demi-grand axe supérieur à 42 ua et une excentricité inférieure à 0.1 étaient non résonantes et stables. Ceci implique que l'action de Neptune n'agirait pas de façon catastrophique sur ces comètes. L'explication attendue serait donc d'une autre nature.

De nombreux auteurs (Harrington et van Flandern, 1979, Matese et Withmire, 1986, Duncan et al., 1989, Stern, 1991) ont émis l'hypothèse de l'existence de corps de grande taille du même type que Charon (son diamètre est d'environ 500 km) au-delà de l'orbite de Neptune qui, par rencontres gravitationnelles, auraient pu éjecter les comètes de leur région d'origine.

C'est dans cette voie que s'oriente mon travail développé en trois parties: la première, très théorique, propose un modèle de calcul des éléments des différents corps recherchés; la deuxième concerne plus particulièrement le corps situé à 40 ua qui pourrait être Pluton; la dernière se concentre sur les autres corps responsables de l'éjection des comètes initialement situées aux environs de 55, 75 et 95 ua. Une comparaison avec d'autres résultats établis par différents auteurs sera proposée.

## 1. REMARQUES PRÉLIMINAIRES

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 4, certaines comètes, après avoir évolué près des quatre planètes géantes et subi parfois leur influence, ont eu dans le passé une distance aphélie particulière (aux alentours de 40, 55, 75 et 95 ua). En effet, celle-ci se situait au-delà de l'orbite de Neptune, dernière planète jovienne capable apparemment de perturber de façon catastrophique les orbites cométaires.

De ce fait, il faut rechercher les raisons pour lesquelles ces comètes ont vu leur trajectoire transformée au point de devenir observables.

On ne peut évidemment pas s'empêcher de penser à Pluton mais aussi à trois autres corps massifs éventuels situés dans la Ceinture de Kuiper.

En 1951, ainsi que je l'ai expliqué dans le chapitre précédent, Gérard Kuiper a émis l'hypothèse de l'existence d'un réservoir plan de comètes au-delà de l'orbite de Neptune qui devrait contenir "plusieurs masses terrestres".

Les estimations actuelles, qui restent complexes, évaluent à 3 millièmes de masse terrestre l'ensemble des objets compris entre 30 et 50 ua. Mais peut-être y-a-t'il, au-delà de ces limites justement, des corps massifs difficilement observables en raison d'une faible luminosité et d'une inclinaison élevée telle celle de Pluton?

Dans le passé, Lowell a essayé de prouver l'existence d'une dixième planète (voir le chapitre 6 et l'article de Matese et Whitmire écrit en 1986), existence qui est assez controversée aujourd'hui.

En 1991, Stern suggère dans son article, qu'en plus des comètes, un nombre important de corps planétaires (de taille environ 1000 km) auraient été éparpillés dans la Ceinture de Kuiper et le Nuage de Oort. Cette hypothèse implique donc que la population actuelle de planètes dans la partie externe du Système Solaire serait plus importante que ce qui a été précédemment reconnu.

Mais, qu'entend-il par corps planétaires?

Pour Stern, un objet sera considéré comme une planète si:

- son orbite autour du Soleil est directe;
- il est suffisamment massif pour que la gravité excède sa résistance matérielle;
- il n'est pas trop massif pour engendrer de l'énergie par fusion nucléaire.

Ces trois critères impliquent que Pluton ainsi que Cérès et plusieurs autres astéroïdes importants peuvent être classés comme corps planétaires. En revanche, les météorites, les comètes et la plupart des astéroïdes ne le sont pas.

Toujours selon Stern, la présence de corps planétaires de taille 1000 km dans la partie externe du Système Solaire, dans un lointain passé, peut être mise en évidence par la configuration dynamique actuelle des planètes dans cette zone, par exemple grâce:

- aux obliquités importantes d'Uranus et Neptune ( $98^\circ$  et  $29^\circ$  respectivement) qui seraient le résultat d'une impulsion occasionnée par l'impact de grands corps, de masse correspondant à 0.3-2 fois celle de la Terre, sur ces deux planètes;
- au système Pluton-Charon qui indique qu'un objet en rotation rapide se serait brisé ou qu'un impact entre deux corps de taille approximativement identique à celle de Pluton se serait produit. Une preuve soutenant cette dernière hypothèse de choc, ou même de rencontre proche, entre Pluton et le corps ayant engendré Charon peut être apportée par la valeur anormalement élevée du moment angulaire du système et par l'inclinaison et l'excentricité importantes de Pluton. Pour Stern, ce mode de formation est le plus probable et indique que plusieurs dizaines, voire centaines, de corps du même type que Pluton-Charon étaient présents dans cette région (30-40 ua) avant d'avoir été envoyés vers la partie encore plus externe du Système Solaire;
- à l'orbite rétrograde de Triton autour de Neptune qui indique que ce satellite a été capturé à partir d'une orbite héliocentrique par Neptune. Pour obtenir une probabilité de capture plausible, l'existence de plusieurs corps du type de Triton dans la zone d'accrétion de Neptune est indispensable.

Seuls les corps comme Triton, Pluton ou Charon ayant trouvé une orbite apparemment stable subsistent et n'ont pas été éjectés vers des zones plus lointaines. Cependant, de nombreux autres corps pourraient aussi exister dans les régions stables de la Ceinture de Kuiper (30-500 ua), a priori au-delà de 50 ua, ou dans le Nuage de Oort.

Pour conclure, si l'on prête attention à titre indicatif à une loi exponentielle et à celle de Titius-Bode, on peut remarquer qu'elles envisagent la présence d'objets dont les demi-grands axes seraient 54.1, 75.1 ou 77.2 et 104.5 ua.

Rappelons que:

- la loi de Titius-Bode vérifie la relation  $a_n = 0.4 + 0.32^{n-1}$  où  $n = -\infty$  pour Mercure et  $n = 1$  pour Vénus;
- la loi exponentielle vérifie la relation  $a_n = 0.4 * 1.39^{n-1}$  où  $n = 1$  pour Mercure;

0.4 étant le demi-grand axe de Mercure.

En partant de l'hypothèse énoncée précédemment (l'inclinaison est élevée), le but de ce chapitre est d'essayer de définir les éléments osculateurs de ces quatre corps perturbateurs et montrer que l'un d'entre eux correspond assez bien avec la planète Pluton.

Mais avant de débiter, reproduisons ci-après les lois exponentielle et de Titius-Bode.

## Lois exponentielle et de Titius-Bode

corps	Titius-Bode		exponentielle	
	$n$	$a_n$	$n$	$a_n$
Mercure	$-\infty$	0.4	1	0.4
?	?	?	2	0.5
Vénus	1	0.7	3	0.7
Terre	2	1.0	4	1.0
Mars	3	1.6	5	1.4
?	?	?	6	2.0
Astéroïdes	4	2.8	7	2.8
?	?	?	8	3.9
Jupiter	5	5.2	9	5.4
?	?	?	10	7.5
Saturne	6	10.0	11	10.4
?	?	?	12	14.5
Uranus	7	19.6	13	20.1
Neptune	?	?	14	28.0
Pluton	8	38.8	15	38.9
?	?	?	16	54.1
?	9	77.2	17	75.1
?	?	?	18	104.5

## 2. ÉTUDE THÉORIQUE

### 2.1. RECHERCHE DES PREMIERS ÉLÉMENTS ORBITAUX

Les résultats fournis par le chapitre 4 ont montré qu'il existait toujours une distance  $r$  de rencontre pour chaque comète. De ce fait, je suppose connues maintenant ces valeurs  $r$  ainsi que le demi-grand axe  $a'$  du corps cherché puisque je peux, par exemple, l'estimer par la moyenne des distances aphélie de toutes les comètes sélectionnées relatives à ce corps.

Toutes les comètes étudiées ici ont une petite inclinaison (ce qui sous-entend:  $\cos I_1 = \cos I_2$ ) ou un argument du périhélie environ égal à  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ . Donc, si on suppose que les corps massifs ont, comme Pluton, une grande inclinaison, la rencontre s'est alors produite aux noeuds ascendant ou descendant de ces corps. C'est également grâce à cette hypothèse principale que je vais maintenant énoncer le procédé de calcul.

Avec la formule:

$$r = \frac{p'}{1 + e' \cos f'}$$

où  $f' = -\omega'$  au noeud ascendant et  $f' = 180^\circ - \omega'$  au noeud descendant, je peux écrire:

$$r_a = \frac{p'}{1 + e' \cos \omega'} \quad \text{et} \quad r_d = \frac{p'}{1 - e' \cos \omega'}$$

De ces deux égalités, j'obtiens:

$$e' \cos \omega' = \frac{r_d - r_a}{r_d + r_a} \quad \text{et} \quad p' = \frac{2r_a r_d}{r_a + r_d}$$

et de façon évidente:

$$q' = a'(1 - e') \quad \text{et} \quad Q' = a'(1 + e')$$

## 2.2. RECHERCHE DE $I'$ et $\Omega'$

Afin de déterminer l'inclinaison et donc le noeud ascendant du corps massif, j'utilise le scénario particulier de rencontre que j'ai considéré tout au long de mon exposé.

Reprenons à nouveau le principal résultat faisant intervenir la quantité de Tisserand:

$$\frac{1}{a_1} + 2\frac{\sqrt{p_1}\sqrt{p'}}{r^2} \cos I_1 = \frac{1}{a_2} + 2\frac{\sqrt{p_2}\sqrt{p'}}{r^2} \cos I_1$$

En transformant cette égalité de sorte à isoler  $\cos I_1$ , on obtient:

$$\cos I_1 = \frac{r^2(a_1 - a_2)}{2a_1a_2\sqrt{p'}(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2})}$$

Je rappelle que l'inconnue  $I$  est l'inclinaison de la comète par rapport au plan de la planète, ou ici du corps, et qu'elle est définie par:

$$\cos I = \cos I' \cos I_c + \sin I' \sin I_c \cos(\Omega - \Omega')$$

où  $I_c$  est l'inclinaison de la comète par rapport à l'écliptique.

La formule encadrée permet de déterminer l'angle de la comète par rapport au plan du corps massif. Cependant, il faut connaître les valeurs  $a_1$  et  $p_1$ . Pour cela, j'ai envisagé dans mes calculs la possibilité qui me semblait la plus raisonnable concernant l'origine de ces comètes: en raison de la valeur de leur inclinaison, celles-ci peuvent avoir toujours été membres de la Ceinture de Kuiper avec une distance aphélie proche de 40, 55, 75 ou 95 ua, donc situées près du premier corps perturbateur leur correspondant. Comme tout membre de la Ceinture, leur mouvement était quasi-circulaire, ce qui implique que l'excentricité initiale était proche de 0.

Cette hypothèse particulière a été utilisée dans les applications numériques et a fourni un encadrement possible de  $\cos I$ .

L'expression de  $\cos I$  peut se transformer de la façon suivante:

$$|\cos(\Omega' - \Omega)| = \left| \frac{\cos I - \cos I' \cos I_c}{\sin I' \sin I_c} \right| \leq 1$$

et donne:

$$|\cos I - \cos I' \cos I_c|^2 \leq |\sin I' \sin I_c|^2$$

$$(\cos I)^2 - 2 \cos I \cos I' \cos I_c + (\cos I')^2 (\cos I_c)^2 \leq (\sin I')^2 (\sin I_c)^2$$

d'où

$$\boxed{(\cos I')^2 - 2 \cos I \cos I_c \cos I' + (\cos I)^2 - (\sin I_c)^2 \leq 0}$$

La résolution de cette dernière inéquation permet de trouver les valeurs possibles de  $I'$  et par la suite de  $\Omega'$  à l'aide d'un encadrement que nous allons maintenant essayer de déterminer.

Afin de résoudre l'inéquation:

$$(\cos I')^2 - 2 \cos I \cos I_c \cos I' + (\cos I)^2 - (\sin I_c)^2 \leq 0$$

commençons par étudier l'équation:

$$(\cos I')^2 - 2 \cos I \cos I_c \cos I' + (\cos I)^2 - (\sin I_c)^2 = 0$$

Calculons le discriminant relatif à cette équation:

$$\begin{aligned} \Delta' &= (\cos I \cos I_c)^2 - (\cos I)^2 + (\sin I_c)^2 \\ &= (\cos I)^2 [(\cos I_c)^2 - 1] + (\sin I_c)^2 \\ &= -(\sin I_c)^2 (\cos I)^2 + (\sin I_c)^2 \\ &= (\sin I_c)^2 [1 - (\cos I)^2] \\ &= (\sin I_c)^2 (\sin I)^2 \end{aligned}$$

Ainsi, les solutions de l'équation sont:

$$\cos I'_1 = \cos I \cos I_c + |\sin I \sin I_c|$$

$$\cos I'_2 = \cos I \cos I_c - |\sin I \sin I_c|$$

Ceci se résume par l'encadrement suivant:

$$\boxed{\cos I \cos I_c - |\sin I \sin I_c| \leq \cos I' \leq \cos I \cos I_c + |\sin I \sin I_c|}$$

La valeur de  $\cos I'$  et donc de  $I'$  étant à présent définie, il reste à estimer  $\Omega'$ , ce qui se fait de façon très simple grâce à la relation suivante:

$$\cos I = \cos I' \cos I_c + \sin I' \sin I_c \cos(\Omega - \Omega')$$

qui fournit l'égalité:

$$\Omega' = \Omega + \arccos\left(\frac{\cos I - \cos I' \cos I_c}{\sin I' \sin I_c}\right)$$

### 2.3. RECHERCHE DE $L'$ ET $B'$

Afin de compléter de manière satisfaisante cette étude, il ne me reste plus qu'à déterminer les longitude et latitude écliptiques du périhélie du corps massif, ce qui s'effectue très simplement grâce aux relations:

$$L' = \Omega' + \arctan(\tan \omega' \cos I')$$

$$B' = \arcsin(\sin \omega' \sin I')$$

Ces résultats étant établis, je peux aborder la partie numérique de ce chapitre et répondre à la question que je me suis posée: existe-t'il quatre corps perturbateurs de comètes, dont l'un d'eux serait Pluton, au-delà de l'orbite de Neptune?

### 3. UNE CAPTURE PAR PLUTON EST-ELLE POSSIBLE?

Lors d'études précédentes, certains scientifiques se sont demandé s'il existait des petits corps évoluant sur une orbite stable c'est-à-dire, selon eux, dans le voisinage de celles de Saturne, Uranus et Neptune. Mais, ils n'ont toujours pris pour exemple que les petites planètes Troyennes.

Rappelons que cet ensemble d'astéroïdes, scindé en deux groupes, se déplace sur une orbite stable, similaire à celle de Jupiter, tout en formant un triangle équilatéral dont l'un des sommets est Jupiter, les deux autres étant appelés les points de Lagrange.

Parmi ces travaux, on peut citer ceux d'Innanen et Mikkola (1989), de Mikkola et Innanen (1992) ou de Holman et Wisdom (1992). Ils ont montré que des particules test placées aux points de Lagrange relatifs à Uranus et Neptune survivent sans rencontre proche sur une période de 10 à 20 millions d'années. Cependant, les particules tests placées aux points de Lagrange relatifs à Saturne rencontrent la planète sur une échelle de temps courte (est-ce le résultat de la résonance 2:5 entre Jupiter et Saturne?), alors que celles placées à une petite distance des points entrent en libration sans rencontre proche. La transformation se fait par une augmentation très légère du demi-grand axe. Les deux schémas ci-après, tirés de l'article d'Innanen et Mikkola (1989), illustrent bien ce phénomène.

En procédant de même avec Uranus et Neptune, les orbites ainsi obtenues deviennent "instables" et, au cours du temps, les particules test se trouvent éjectées hors du Système Solaire ou bien se placent sur une orbite similaire à celle de Pluton. Ceci semble donc suggérer que l'orbite de Pluton pourrait être une sorte d'attracteur d'astéroïdes dans le Système Solaire extérieur.

Lorsque les orbites cométaires, avant leur longue évolution au sein du Système Solaire, avaient une distance aphélie proche de l'orbite de Pluton, l'action de cette planète ne pourrait-elle pas avoir eu les mêmes effets attractifs puis perturbateurs sur celles-ci? Nous sommes en droit de nous poser la question et d'imaginer quelles pourraient en être les conséquences.

Dispersion des positions des Troyens relatifs à Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune dans un système de coordonnées tournant.

Dans cette figure, les demi-grands axes initiaux ont été augmentés de 1%, ce qui a un effet stabilisant pour les Troyens relatifs à Saturne.

Reprenons l'étude théorique que nous venons de développer et appliquons-la aux comètes sélectionnées dans cette partie de mon exposé, c'est-à-dire à toutes celles qui, au cours de leur histoire, ont eu une distance aphélie proche de 40 ua.

Rappelons le nom et les éléments de ces comètes calculés dans le chapitre 4 et fournis par les observations.

Nom	$a_1$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$a_{obs}$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	$I_{obs}$
Brooks 1	22.14	0.778	4.91	39.36	3.09	0.571	1.33	4.86	12.7
Forbes	24.84	0.791	5.20	44.49	3.35	0.568	1.45	5.25	7.2
Kushida Muramatsu	32.50	0.358	20.88	44.14	3.80	0.277	2.75	4.85	2.4
Lovas 2	20.77	0.731	5.58	35.95	3.58	0.591	1.46	5.70	1.5
Shoemaker Holt 1	29.58	0.366	18.76	40.41	4.50	0.321	3.06	5.94	4.4
Shoemaker Levy 3	31.24	0.399	18.77	43.70	3.74	0.250	2.81	4.68	5.0
Slaughter Burnham	25.77	0.676	8.35	43.19	5.12	0.504	2.54	7.70	8.2
Wild 3	34.59	0.119	30.46	38.71	3.63	0.366	2.30	4.96	15.4

### 3.1. RECHERCHE DES ÉLÉMENTS DU CORPS SITUÉ À 40 UA

Les comètes du tableau précédent me fournissent une estimation des distances de rencontre possibles aux noeuds ascendant et descendant  $r_a = 36$  et  $r_d = 43$  (ces distances  $r$  correspondent à la distance aphélie  $Q_2$  qui a changé après la rencontre avec le corps massif et a augmenté en raison des perturbations postérieures pour devenir  $Q_3$ ; elles ont été choisies pour minimiser les valeurs de  $Q_1$  supérieures et inférieures à  $a'$ ). Ces comètes me fournissent aussi les éléments suivants pour un éventuel corps perturbateur situé dans cette région de 40 ua:

$$a' = 41.24$$

$$p' = 39.19$$

$$e' = 0.223$$

$$q' = 32.04$$

$$Q' = 50.44$$

$$\omega' = 66.6^\circ \quad \text{ou} \quad 293.4^\circ$$

$$\text{ou encore } \omega' = 113.4^\circ \quad \text{ou} \quad 246.6^\circ$$

$$\begin{aligned}
14.8^\circ &\leq I' \leq 19.6^\circ \\
93.7^\circ &\leq \Omega' \leq 273.7^\circ \\
27.8^\circ &\leq L' \leq 208.4^\circ \quad \text{pour} \quad \tan \omega' \leq 0 \\
159.0^\circ &\leq L' \leq 339.6^\circ \quad \text{pour} \quad \tan \omega' \geq 0 \\
13.6^\circ &\leq B' \leq 17.9^\circ \quad \text{pour} \quad \sin \omega' \geq 0 \\
-17.9^\circ &\leq B' \leq -13.6^\circ \quad \text{pour} \quad \sin \omega' \leq 0
\end{aligned}$$

### Évaluation de la masse du corps

Dans leur article de 1991, Neuhauser et Feitzinger, souhaitant déterminer les éléments de la planète  $X$ , proposent également un mode de calcul de la masse. Celui-ci repose sur la formule suivante, liant la densité de masse  $\rho'$  d'un corps à ses éléments:

$$\rho' = M' \frac{3}{4\pi} (Q' - q')^{-1}$$

En reprenant les valeurs maximale et minimale de cette densité, essayons d'en déduire la masse du corps situé à 40 ua.

Pour  $\rho' = 1.412 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 0.185 M_\oplus$ .

Pour  $\rho' = 5.821 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 0.763 M_\oplus$ .

Il faut toutefois comparer maintenant toutes ces valeurs à celles qui correspondent effectivement à Pluton. De cette manière, je verrai si ces éléments ont quelque point commun et donc, s'il est envisageable de penser que les comètes étudiées ici aient pu être perturbées par Pluton au cours de leur histoire.

### *3.2. COMPARAISON AVEC LES ÉLÉMENTS DE PLUTON*

Les éléments de la dernière planète de notre Système Solaire, fournis par les éphémérides, sont les suivants:

$$\begin{aligned}
a' &= 39.37 \\
p' &= 36.97 \\
e' &= 0.247 \\
q' &= 29.65 \\
Q' &= 49.09 \\
\omega' &= 113.52^\circ \\
I' &= 17.15^\circ \\
\Omega' &= 110.22^\circ \\
L' &= 114.49^\circ
\end{aligned}$$

$$B' = 15.69^\circ$$

Peut-on définir des similitudes entre les éléments du corps massif et ceux de Pluton?

Commençons par regarder les éléments  $a'$ ,  $p'$ ,  $e'$ ,  $q'$  et  $Q'$ .

Il apparaît que toutes ces valeurs sont proches et permettent d'ores et déjà de penser qu'a priori, malgré les légères divergences constatées, il ne semble pas y avoir de grandes différences et de contradictions entre présence d'un corps perturbateur et existence de Pluton aux environs de 40 ua.

Essayons pourtant de justifier ces différences qui peuvent être une conséquence du faible nombre de comètes considérées. La rencontre entre les huit comètes et ce corps qui pourrait être Pluton a sûrement eu lieu il y a plusieurs millions d'années. Les comètes n'ayant pas subi à cette époque de dégazage dû à leur passage près du Soleil, leur durée de vie ne peut être comparée à celle des comètes à courte période observées actuellement. Notons de plus que Everhart (1977) a estimé qu'une capture en plusieurs étapes (rencontres successives avec les planètes joviennes) se réalisait sur une échelle de temps de l'ordre de centaines de millions d'années si le processus commençait par Neptune et Uranus. Qu'en serait-il donc s'il débutait par Pluton? Une estimation de plusieurs millions d'années est de ce fait envisageable.

Ainsi, il faut estimer et retrouver l'ensemble des éléments métriques de Pluton dans un lointain passé. Ce travail a été effectué par Kinoshita et Nakai (1984 et 1996).

L'une de leurs applications numériques montre qu'en effet le demi-grand axe de Pluton était proche de 41 ua pendant presque deux milliards d'années, ce qui a permis à cette planète, placée sur une orbite instable et irrégulière, d'éviter toute rencontre avec Neptune. Ce demi-grand axe varie en fait entre 38.9 et 41.7 ua tout au long de l'intégration qu'ils ont définie sur cinq milliards d'années. Quant à l'excentricité, elle est comprise dans l'intervalle  $[0.185; 0.250]$ . En utilisant leurs graphiques, il est possible de vérifier que pour  $a = 41.2$  ua, l'excentricité  $e$  se place entre 0.215 et 0.230.

Ces résultats ne mettent donc pas en défaut ceux que j'ai définis.

Poursuivons par l'étude de  $\omega'$ .

Pourquoi y-a-t'il quatre valeurs possibles?

De façon évidente,  $\cos \omega' \simeq 0.39742$  fournit deux angles de valeur opposée:  $66.6^\circ$  et  $-66.6^\circ \equiv 293.4^\circ$ .

D'autre part, le choix effectué au début de l'étude théorique qui a été le suivant:

$$r_a = \frac{p'}{1 + e' \cos \omega'} = 36 \quad \text{et} \quad r_d = \frac{p'}{1 - e' \cos \omega'} = 40$$

peut s'avérer différent si les distances aux noeuds ascendant et descendant sont inversées, ce qui est fort possible.

De ce fait, il faut remarquer que  $\cos \omega' \simeq -0.39742$  et, par suite, les angles correspondants sont:  $113.4^\circ$  et  $-113.4^\circ \equiv 246.6^\circ$ .

Sachant que pour Pluton,  $\omega' = 113.52^\circ$ , il est possible de rapprocher cette valeur de  $113.4^\circ$  et à nouveau de conclure qu'il n'y a pas de grandes contradictions entre les éléments du corps perturbateur et ceux de la planète.

Achevons ce travail par l'étude de  $I'$  et  $\Omega'$ .

Les valeurs trouvées sont définies par:

$$14.8^\circ \leq I' \leq 19.6^\circ$$

$$93.7^\circ \leq \Omega' \leq 273.7^\circ$$

L'inclinaison de Pluton  $I' = 17.15^\circ$  est bien comprise dans l'intervalle ci-dessus et il en est de même pour  $\Omega' = 110.22^\circ$ .

Toujours d'après les travaux de Kinoshita et Nakai (1984 et 1996), l'inclinaison de Pluton a connu de nombreuses variations et fut comprise entre  $10.5^\circ$  et  $18.5^\circ$ . L'intervalle que j'ai défini ci-dessus n'est donc pas en grande contradiction avec cette fluctuation de l'inclinaison.

En ce qui concerne  $L'$  et  $B'$ , il est important de remarquer que pour  $\omega' = 113.4^\circ$ , qui serait la valeur à retenir, les valeurs  $L' = 114.49^\circ$  et  $B' = 15.69^\circ$  sont bien comprises dans les intervalles correspondants:

$$27.8^\circ \leq L' \leq 208.4^\circ \quad \text{et} \quad 13.6^\circ \leq B' \leq 17.9^\circ$$

Là encore, les valeurs sont en accord et me permettent de reformuler la conclusion déjà établie, à savoir que le corps perturbateur des comètes ayant eu une distance aphélie aux environs de 40 ua peut être la planète Pluton.

Il reste à étudier la valeur de la masse du corps obtenu qui varie entre  $0.185M_\oplus$  et  $0.763 \times M_\oplus$ . Celle-ci est différente de la masse réelle de Pluton, ce qui peut se traduire par la nature même de cette planète. En effet, si c'est un ancien satellite de Neptune qui se serait échappé à la suite d'une collision avec un autre corps, comme le pensent de nombreux auteurs, la valeur de la densité  $\rho'$  (associée à la présence d'une planète telle les huit autres par exemple) ne s'appliquerait donc pas dans ce cas. La contradiction relevée pour cet élément trouverait ainsi sa justification.

## 4. EXISTE-T'IL DES CORPS MASSIFS AU-DELÀ DE PLUTON?

### 4.1. PREMIÈRES REMARQUES

Développons, pour débiter ce paragraphe, l'idée élaborée par Harrington et van Flandern dans leur article paru en 1979 laissant sous-entendre qu'il existerait peut-être un corps massif au-delà de l'orbite de Pluton.

Le principe selon lequel Pluton serait un satellite éjecté du système de Neptune est suggéré par le fait que les orbites des deux planètes se croisent et par la similitude des brillances de Pluton et du satellite de Neptune le plus important, Triton. Il est donc important de définir les circonstances qui ont permis à Pluton d'échapper à Neptune et de rejoindre sa présente orbite.

Dès 1936, une rencontre entre Pluton, considéré comme satellite de Neptune, et Triton a été proposée (voir aussi l'article de Dormand et Woolfson, 1980). Mais celle-ci laisserait l'orbite de Néréide inexplicée ou requerrait des échanges d'énergie extrêmes. De plus, Pluton ne pourrait se situer sur son orbite actuelle en raison de ses grandes inclinaison et excentricité. C'est pourquoi, les auteurs pensaient qu'il était plus probable de considérer l'action perturbatrice d'un hypothétique corps venu de l'extérieur du système neptunien, plus massif qu'un simple satellite.

Pour tester cette possibilité, une simulation numérique a été effectuée en supposant que Neptune possédait à l'origine un ensemble de satellites réguliers sur des orbites circulaires et équatoriales. L'hypothétique corps perturbateur a été choisi avec une orbite hyperbolique par rapport à Neptune. Toutes les possibilités (orbites directes, rétrogrades, planes ou inclinées) ont été testées. La masse du corps a été choisie dans l'intervalle  $[10^{-6} M_{\odot}; 10^{-5} \times M_{\odot}]$ , où  $M_{\odot}$  est la masse du Soleil, c'est-à-dire entre 0.02 et 0.2 fois la masse de Neptune. Un ensemble de 10 368 orbites satellitaires a été examiné.

Parmi les résultats trouvés par les deux auteurs, un groupe d'orbites héliocentriques avec une excentricité comprise entre 0.2 et 0.6 et une inclinaison plus grande que  $10^{\circ}$  par rapport au plan de Neptune a été obtenu. Ces caractéristiques décrivent l'orbite actuelle de Pluton. Pour obtenir un tel type d'orbites, les auteurs ont jugé préférable de considérer un corps perturbateur d'orbite héliocentrique elliptique et légèrement inclinée qui ne peut pas être Pluton car sa masse est trop faible. En revanche, Pluton doit être un de ces satellites, éjecté grâce à la rencontre avec un autre corps.

Les auteurs ont bien insisté sur le fait que leur scénario ne rentrait pas en conflit avec l'actuelle résonance 3/2 entre Neptune et Pluton, synonyme de système dynamiquement stable.

Une intégration pourtant assez ancienne, proposée par Cohen et Hubbard (1965), le prouve

et confirme que Pluton échappe à toute rencontre très proche avec Neptune. Le demi-grand axe  $a$  présente une amplitude de 0.14 ua; l'excentricité  $e$  diminue de 0.005 (sa période ne peut pas être inférieure à un million d'années); l'inclinaison  $i$  a une croissance d'environ  $0.2^\circ$  (là encore, la période est supérieure à un million d'années); le noeud  $\Omega$  régresse de  $9.5^\circ$  sur 100 000 ans avec une période de quatre millions d'années; l'argument du périhélie  $\omega$  augmente à la vitesse de  $1.2^\circ$  par 100 000 ans (sa période est de trente millions d'années). Toutes ces faibles variations indiquent que, maintenant, Pluton possède un grand degré de stabilité.

Revenons à l'article de Harrington et van Flandern et aux caractéristiques du corps perturbateur.

Si, à l'origine, le Système Solaire avait eu un corps supplémentaire d'une masse égale de 2 à 5 fois celle de la Terre, sur une orbite quasi-circulaire autour de Neptune, le scénario présenté ci-dessus se serait bien sûr déroulé si quelque chose avait perturbé son orbite, l'amenant à croiser celle de Neptune au cours de son histoire et de son évolution.

L'orbite héliocentrique du projectile après la rencontre serait restée elliptique avec un demi-grand axe plus petit que 100 ua et une excentricité inférieure à 0.6, ce qui laisse à penser qu'il pourrait y avoir une autre planète au-delà de l'orbite de Neptune.

Telle est la conclusion établie par les deux auteurs qui peut justifier le travail effectué ci-après et la recherche des éléments métriques d'éventuelles autres planètes situées au-delà de l'orbite de Pluton.

Notons cependant, pour être complets, qu'une autre théorie pouvant expliquer l'orbite particulière de Pluton a été proposée par Malhotra (1995). Celui-ci estime que lors de l'étape finale de la formation des planètes, l'orbite de Neptune se serait transformée et étendue, entraînant la capture de Pluton. À l'origine, la neuvième planète de notre Système Solaire était située, selon l'auteur, sur une orbite quasi-circulaire, non résonante et de faible inclinaison. Le mouvement de Neptune l'aurait donc placée sur son orbite actuelle, en résonance 3/2 avec Neptune.

## 4.2. RECHERCHE DES ÉLÉMENTS DU CORPS SITUÉ À 55 UA

Comme pour Pluton, commençons par redonner les noms et éléments des comètes dont la distance aphélie se serait située dans le passé aux environs de 55 ua, avant de passer aux applications numériques.

Nom	$a_1$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$a_{obs}$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	$I_{obs}$
Arend Rigaux	39.19	0.508	19.28	59.10	3.59	0.600	1.44	5.74	17.9
d'Arrest	33.57	0.469	17.84	49.31	3.49	0.614	1.35	5.63	19.5
Chiron	35.65	0.468	18.95	52.33	13.70	0.383	8.45	18.95	6.9
Churyumov Ger.	26.91	0.792	5.59	48.22	3.52	0.630	1.30	5.74	7.1
Gehrels 3	33.27	0.396	20.10	46.44	4.03	0.151	3.42	4.64	1.1
Haneda Campos	28.21	0.804	5.53	50.89	3.44	0.632	1.27	5.61	4.9
Kowal Vavrova	32.28	0.689	10.05	54.52	6.33	0.588	2.61	10.05	4.3
Mueller 1	39.84	0.236	30.42	49.24	4.13	0.337	2.74	5.52	8.8
Neujmin 2	26.58	0.816	4.90	48.27	3.09	0.567	1.34	4.84	10.6
Parker Hartley	36.83	0.497	18.51	55.13	4.29	0.290	3.05	5.53	5.2
Russell 2	40.49	0.233	31.04	49.92	3.79	0.399	2.28	5.30	12.0
Shoemaker Levy 9	34.63	0.442	19.33	49.94	6.79	0.208	5.38	8.20	5.8
Whipple	33.60	0.456	18.29	48.92	4.17	0.259	3.09	5.25	9.9
Wild 1	34.02	0.728	9.24	58.79	5.61	0.647	1.98	9.24	19.9

Les comètes du tableau me fournissent, dans ce paragraphe aussi, une estimation des distances de rencontre possibles aux noeuds ascendant et descendant  $r_a = 47$  et  $r_d = 54$  (là encore, la distance  $r$  correspondant à  $Q_2$  a changé après la rencontre et a augmenté ou diminué en raison des perturbations postérieures pour donner  $Q_3$  et a été choisie selon les mêmes critères que précédemment) ainsi que les éléments suivants pour un éventuel corps perturbateur situé dans cette région de 55 ua:

$$a' = 51.50$$

$$p' = 50.26$$

$$e' = 0.155$$

$$q' = 43.52$$

$$Q' = 59.48$$

$$\begin{aligned}
\omega' &= 63.4^\circ \quad \text{ou} \quad 296.6^\circ \\
\text{ou encore } \omega' &= 116.6^\circ \quad \text{ou} \quad 243.4^\circ \\
12.2^\circ &\leq I' \leq 22.9^\circ \\
141.4^\circ &\leq \Omega' \leq 188.8^\circ \\
91.4^\circ &\leq L' \leq 140.5^\circ \quad \text{pour} \quad \tan \omega' \leq 0 \\
189.7^\circ &\leq L' \leq 238.8^\circ \quad \text{pour} \quad \tan \omega' \geq 0 \\
9.4^\circ &\leq B' \leq 17.5^\circ \quad \text{pour} \quad \sin \omega' \geq 0 \\
-17.5^\circ &\leq B' \leq -9.4^\circ \quad \text{pour} \quad \sin \omega' \leq 0
\end{aligned}$$

### Évaluation de la masse du corps

Comme nous l'avons fait pour le corps situé à 40 ua, essayons d'évaluer la masse de celui qui se situerait à 55 ua à partir des deux valeurs extrêmes de la densité  $\rho'$ .

Pour  $\rho' = 1.412 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 0.25 M_\oplus$ .

Pour  $\rho' = 5.821 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 1.03 M_\oplus$ .

### Comparaison avec d'autres articles

Dans son article de 1995, Malhotra juge intéressant d'essayer de détecter des corps du même type que Pluton qui seraient en résonance 2/1 avec Neptune. Il estime donc que de tels objets peuvent exister.

Ceux-ci auraient une magnitude variant entre 15.0 au périhélie et 17.3 à l'aphélie. Cependant, de tels corps, de demi-grand axe égal par exemple à 47.8, d'inclinaison supérieure à  $15^\circ$  et d'excentricité 0.25, passeraient seulement 35% de leur période orbitale à des distances héliocentriques inférieures à 49 ua, ce qui rendrait leur observation très difficile.

À partir des valeurs que j'ai obtenues ci-dessus, la période orbitale du corps considéré est de 369.6 ans environ. Celle de Neptune étant de 165.3 ans, l'objet que j'ai défini est donc très proche de cette résonance 2/1 proposée par Malhotra.

Jackson et Killen (1988) se sont penchés sur le problème de l'existence d'une dixième planète capable d'expliquer l'origine des résidus observés dans l'étude du mouvement d'Uranus et Neptune. Ils ont étudié quatre ensembles d'éléments distincts pour cette éventuelle planète  $X$ , reprenant en particulier les travaux de Seidelmann (1971). Celui-ci avait en effet émis l'hypothèse de la présence d'une planète aux environs de 50 ou 75 ua. Dans les deux cas, ses éléments seraient les suivants ( $M_\oplus$  est la masse de la Terre):

$a' = 48.3$	$a' = 75.5$
$e' = 0$	$e' = 0.265$
$q' = 48.3$	$q' = 55.49$
$Q' = 48.3$	$Q' = 95.51$
$I' = 8.79^\circ$	$I' = 15.37^\circ$
$\omega' = 356.14^\circ$	$\omega' = 189.99^\circ$
$\Omega' = 333.20^\circ$	$\Omega' = 238.64^\circ$
$M' = 0.1 M_\oplus$	$M' = 1 M_\oplus$

Jackson et Killen ont considéré de plus le cas d'une planète en résonance 3/1 avec Neptune et 2/1 avec Pluton, puis le cas d'une planète sur une orbite non résonante. Ces deux dernières auraient une masse de  $5M_{\oplus}$ .

L'intégration numérique résultante les a amenés à conclure que les deux premières planètes considérées ne détruiraient pas la libration de l'argument du périhélie de Pluton tout au long de son cycle de quatre millions d'années, ainsi que la résonance 3/2 existant entre Neptune et Pluton, et qu'il semblait improbable qu'une planète de masse  $5M_{\oplus}$  existe entre 40 et 75 ua.

Les éléments de la première planète (notée  $P_1$ ) m'incitent à les comparer avec ceux du corps  $C_2$  que j'ai définis aux environs de 55 ua. Cette planète  $P_1$  d'orbite circulaire recouvre une partie de l'espace soumis à l'action du corps  $C_2$ , ce qui n'impose pas de contradictions flagrantes avec mon travail quant à son emplacement. Notons cependant que les angles  $\omega'$  et  $\Omega'$  sont très différents mais que l'inclinaison s'approche de la borne inférieure de mon intervalle. De plus, ses éléments sont bien en accord avec les critères d'appartenance à la Ceinture de Kuiper: inclinaison et excentricité faibles. Pour ce qui est de la masse de  $P_1$ , elle est légèrement plus faible que celle que j'ai trouvée grâce à la valeur minimale de  $\rho'$ . En conclusion, je dirai que, déterminée à partir des perturbations qu'elle exerce sur Uranus et Neptune et non pas en fonction d'une famille éventuelle de comètes,  $P_1$  est bien évidemment sur une orbite différente de la mienne mais offre également un ensemble d'éléments susceptibles de décrire l'orbite de la planète  $X$  recherchée.

Traisons enfin un dernier exemple.

Toujours basée sur les perturbations constatées dans les mouvements d'Uranus et Neptune, la théorie de Gomes (1989) propose plusieurs modèles d'orbites excentriques adaptés à l'éventuelle planète  $X$ . Contrairement à la plupart des auteurs, Gomes impose à ces orbites d'être planes.

Aux environs de 55 ua, une possibilité proche de mes résultats peut être relevée, les éléments de la planète étant les suivants ( $\bar{\omega}'$  est la longitude du périhélie):

$$a' = 50$$

$$e' = 0.100$$

$$q' = 45$$

$$Q' = 55$$

$$\bar{\omega}' = 90^\circ$$

$$M' = 0.41M_{\oplus}$$

Tous les éléments, sauf l'inclinaison bien sûr, sont d'un ordre de grandeur similaire aux miens. Notons que la masse se situe cette fois-ci dans l'intervalle que j'ai défini en fonction des valeurs extrêmes de  $\rho'$ . D'après mon travail, la longitude du périhélie  $\bar{\omega}'$  est comprise entre  $204.8^\circ$  et  $252.2^\circ$  si  $\omega' = 63.4^\circ$  ou entre  $78^\circ$  et  $125.4^\circ$  si  $\omega' = 296.6^\circ$ . La valeur fournie par Gomes appartient au deuxième intervalle et peut donc convenir.

Ainsi, deux modes de recherche différents d'une dixième planète peuvent fournir des résultats en accord les uns avec les autres.

### 4.3. RECHERCHE DES ÉLÉMENTS DU CORPS SITUÉ À 75 UA

À nouveau, commençons par redonner les noms et éléments des comètes dont la distance aphélie se serait située dans le passé aux environs de 75 ua, avant de passer aux applications numériques.

Nom	$a_1$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$a_{obs}$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	$I_{obs}$
Hartley 2	39.34	0.856	5.65	73.02	3.44	0.700	1.03	5.85	13.6
Howell	39.46	0.876	4.91	74.03	3.14	0.552	1.41	4.87	4.4
Kearns Kwee	48.15	0.585	19.97	76.32	4.31	0.487	2.21	6.41	9.0
Kushida	39.34	0.851	5.83	72.63	3.78	0.639	1.36	6.20	4.2
Shoemaker Levy 6	38.52	0.844	6.01	71.03	3.85	0.706	1.13	6.57	16.8
Tuttle Giac. Kres.	40.06	0.870	5.20	74.91	3.10	0.656	1.07	5.13	9.2

Les comètes du tableau me fournissent encore une estimation des distances de rencontre possibles aux noeuds ascendant et descendant  $r_a = 72$  et  $r_d = 75$  (là encore, la distance  $r$  correspondant à  $Q_2$  a changé après la rencontre et a augmenté ou diminué en raison des perturbations postérieures pour donner  $Q_3$ ) ainsi que les éléments suivants pour un éventuel corps perturbateur situé dans cette région de 75 ua:

$$a' = 74.30$$

$$p' = 73.47$$

$$e' = 0.106$$

$$q' = 66.42$$

$$Q' = 82.18$$

$$\omega' = 78.9^\circ \text{ ou } 281.1^\circ$$

$$\text{ou encore } \omega' = 101.1^\circ \text{ ou } 258.9^\circ$$

$$10.7^\circ \leq I' \leq 28.7^\circ$$

$$141.1^\circ \leq \Omega' \leq 217.9^\circ$$

$$62.4^\circ \leq L' \leq 140.5^\circ \text{ pour } \tan \omega' \leq 0$$

$$218.5^\circ \leq L' \leq 296.6^\circ \text{ pour } \tan \omega' \geq 0$$

$$10.5^\circ \leq B' \leq 28.1^\circ \text{ pour } \sin \omega' \geq 0$$

$$-28.1^\circ \leq B' \leq -10.5^\circ \text{ pour } \sin \omega' \leq 0$$

#### Évaluation de la masse du corps

Reprenons à partir des deux valeurs extrêmes de la densité  $\rho'$  le calcul de la masse du corps situé à 75 ua.

Pour  $\rho' = 1.412 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 0.51 M_\oplus$ .

Pour  $\rho' = 5.821 \times 10^{-6} M_\oplus \text{ua}^{-3}$ , on obtient  $M' = 2.12 M_\oplus$ .

### Comparaison avec d'autres articles

Reprenons les résultats obtenus par Jackson et Killen faisant état de la présence d'une planète aux environs de 75 ua. Les éléments de ce corps sont les suivants:

$$\begin{aligned} a' &= 75.5 \\ e' &= 0.265 \\ q' &= 55.49 \\ Q' &= 95.51 \\ I' &= 15.37^\circ \\ \omega' &= 189.99^\circ \\ \Omega' &= 238.64^\circ \\ M' &= 1M_\oplus \end{aligned}$$

De même que pour le corps situé à 55 ua, il n'y a pas de totale contradiction entre ces valeurs et mes résultats, sauf pour les angles  $\omega'$  et  $\Omega'$ . L'inclinaison proposée par Jackson et Killen est comprise cette fois-ci dans l'intervalle que j'ai défini; la valeur de la masse respecte bien les bornes que j'ai établies. La seule différence provient de la valeur de l'excentricité qui est deux fois plus importante que la mienne, ce qui transforme par conséquent les distances périhélie et aphélie.

La comparaison se révèle donc satisfaisante.

Dans l'article de Gomes (1989), l'existence d'un corps situé à 70 ua est également proposée avec pour éléments:

$$\begin{aligned} a' &= 70 \\ e' &= 0.200 \\ q' &= 56 \\ Q' &= 84 \\ \bar{\omega}' &= 90^\circ \\ M' &= 1.98M_\oplus \end{aligned}$$

Si l'on suit un modèle de comparaison similaire à celui effectué dans le paragraphe précédent, il est possible d'affirmer que tous les éléments, sauf encore l'inclinaison, sont du même ordre de grandeur. En prenant  $\omega' = 281.1^\circ$ , la longitude du périhélie du corps que j'ai défini est comprise entre  $62.2^\circ$  et  $139^\circ$ , intervalle dans lequel se situe l'angle  $\bar{\omega}'$  proposé par Gomes.

La comparaison peut donc aussi être considérée comme satisfaisante.

Parmi tous les travaux consacrés à la recherche de la planète  $X$ , citons celui de Neuhauser et Feitzinger (1991) qui utilisent un procédé similaire au mien. Les éléments de la planète sont en effet déterminés à partir de ceux d'une famille de comètes qui, contrairement à mon hypothèse, est unique et ne fournit pas un flux de comètes à courte période. Celles-ci sont également regroupées en Annexe 1. Les distances aphélie de ces corps sont comprises entre 64.87 et 106.2 ua et permettent, en calculant leur moyenne, l'obtention du demi-grand axe  $a'$  de la planète  $X$ . Ce modèle n'est pas sans rappeler celui que j'ai présenté dans la partie théorique (paragraphe 2).

Le demi-grand axe étant acquis, les auteurs en déduisent l'excentricité, les distances périhélie et aphélie. Pour déterminer enfin l'inclinaison de la planète  $X$ , ils s'appuient sur l'article de Matese et Whitmire (1986), développé dans le chapitre précédent, en partant du principe que la planète, placée sur une orbite inclinée, traverse le disque avec une période de 30 millions d'années en éjectant des comètes vers l'intérieur de notre Système Solaire.

Tous les éléments sont ainsi définis de la façon suivante:

$$a' = 83.0 \pm 5.3$$

$$e' = 0.1193 \pm 0.0076$$

$$q' = 73.1 \pm 4.9$$

$$Q' = 92.9 \pm 6.0$$

$$i' = 46.1^\circ \pm 3.6^\circ$$

$$M' = 5.1_{-2.4}^{+3.6} M_{\oplus}$$

Considérons les bornes inférieures de ces valeurs proposées:

$$a' = 77.7$$

$$e' = 0.1117$$

$$q' = 68.2$$

$$Q' = 86.9$$

$$i' = 42.5^\circ$$

$$M' = 2.7 M_{\oplus}$$

En comparant ces résultats à ceux que j'ai trouvés ci-dessus, il est aisé de vérifier qu'ils sont tous proches sauf l'inclinaison qui est très élevée pour Neuhauser et Feitzinger. Les intervalles distance périhélie-distance aphélie sont voisins quelle que soit la méthode, ce qui est encourageant. Pour ce qui est de l'inclinaison, elle me semble trop importante pour décrire l'un des corps de la Ceinture de Kuiper.

#### 4.4. RECHERCHE DES ÉLÉMENTS DU CORPS SITUÉ À 95 UA

Comme pour les corps précédents, redonnons les noms et éléments des comètes dont la distance aphélie se serait située dans le passé aux environs de 95 ua, avant d'appliquer la partie théorique.

Nom	$a_1$	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$a_{obs}$	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	$I_{obs}$
Blanpain	48.50	0.893	5.20	91.81	2.96	0.699	0.89	5.03	9.1
Brewington	48.58	0.824	8.57	88.61	4.86	0.671	1.60	8.12	18.1
Ciffreo	57.71	0.677	18.67	96.78	3.74	0.543	1.71	5.77	13.1
Gehrels 1	51.65	0.825	9.02	94.26	6.10	0.510	2.99	9.21	9.6
Shoemaker Levy 4	54.44	0.631	20.10	88.79	3.49	0.420	2.02	4.96	8.5
Shoemaker Levy 7	52.16	0.615	20.10	84.24	3.56	0.543	1.63	5.49	10.3

Les comètes du tableau précédent me fournissent, pour cette dernière partie, une estimation des distances de rencontre possibles aux noeuds ascendant et descendant  $r_a = 85$  et  $r_d = 94$  (l'explication portant sur cette distance est la même que pour les trois cas précédents) ainsi que les éléments suivants pour un éventuel corps perturbateur situé dans cette région de 95 ua:

$$a' = 91.22$$

$$p' = 89.27$$

$$e' = 0.146$$

$$q' = 77.90$$

$$Q' = 104.54$$

$$\omega' = 69.9^\circ \text{ ou } 290.1^\circ$$

$$\text{ou encore } \omega' = 110.1^\circ \text{ ou } 249.9^\circ$$

$$14.2^\circ \leq I' \leq 31.2^\circ$$

$$163.7^\circ \leq \Omega' \leq 193.6^\circ$$

$$94.4^\circ \leq L' \leq 126.8^\circ \text{ pour } \tan \omega' \leq 0$$

$$230.5^\circ \leq L' \leq 262.9^\circ \text{ pour } \tan \omega' \geq 0$$

$$13.3^\circ \leq B' \leq 29.1^\circ \text{ pour } \sin \omega' \geq 0$$

$$-29.1^\circ \leq B' \leq -13.3^\circ \text{ pour } \sin \omega' \leq 0$$

#### Évaluation de la masse du corps

Déterminons enfin, toujours à partir des deux valeurs extrêmes de la densité  $\rho'$ , la masse du corps situé à 95 ua.

Pour  $\rho' = 1.412 \times 10^{-6} M_{\oplus} ua^{-3}$ , on obtient  $M' = 1.31 M_{\oplus}$ .

Pour  $\rho' = 5.821 \times 10^{-6} M_{\oplus} ua^{-3}$ , on obtient  $M' = 5.41 M_{\oplus}$ .

### Comparaison avec d'autres articles

En 1988, Harrington a analysé les perturbations produites par une planète  $X$  inconnue sur les orbites d'Uranus et Neptune. En effet, les mouvements de ces deux planètes ne peuvent être représentés uniquement à partir du modèle gravitationnel actuel du Système Solaire. Pluton n'ayant, en raison de sa faible masse, aucune action détectable sur celles-ci, il est alors possible d'imaginer l'existence d'une dixième planète.

Harrington a choisi un très grand nombre de valeurs pour la masse et le vecteur position de la planète et a vérifié que les résidus calculés en fonction de ces valeurs pour Uranus et Neptune étaient en accord avec ceux qui résultent des observations. Il a fait varier la longitude écliptique de 1 à 24 heures, la latitude écliptique de  $-45^{\circ}$  à  $45^{\circ}$  et la masse de 3 à 5 masses terrestres ( $M_{\oplus}$ ).

Les éléments de la planète  $X$ , en 1988, répondant aux meilleurs ajustements sont définis par:

$$a' = 101.2$$

$$e' = 0.411$$

$$q' = 59.6$$

$$Q' = 142.8$$

$$\omega' = 208.5^{\circ}$$

$$\Omega' = 275.4^{\circ}$$

$$I' = 32.4^{\circ}$$

$$M' = 4M_{\oplus}$$

Époque de passage au périhélie: 6 août 1789

Ces résultats permettent en fait de remplacer trois des corps que j'ai définis puisque la distance périhélie  $q$  est égale à 59.6. Son action peut donc être ressentie par les comètes situées à 55, 75 et 95 ua.

Cependant, j'estime que les valeurs proposées par Harrington, déterminées avant la première découverte d'un élément de la Ceinture de Kuiper, ne respectent pas certaines contraintes inhérentes à la nature de la Ceinture. Il semble effectivement plus que probable que les corps de ce disque soient placés sur des orbites quasi planes et circulaires. Ainsi, l'excentricité  $e' = 0.411$  et l'inclinaison  $I' = 32.4^{\circ}$  me paraissent trop importantes. Notons de plus que, d'après mes résultats présentés au chapitre 4, toutes les comètes pouvant être originaires de la Ceinture de Kuiper ont une inclinaison n'excédant pas  $25^{\circ}$ . Il pourrait donc en être de même pour l'éventuelle planète  $X$ .

Reprenons une dernière fois l'article de Gomes (1989) qui propose la présence d'une planète à 90 ua avec pour éléments:

$$a' = 90$$

$$e' = 0.250$$

$$q' = 67.5$$

$$Q' = 112.5$$

$$\bar{\omega}' = 342^\circ$$

$$M' = 3.89M_\oplus$$

Cette fois-ci, le demi-grand axe et la masse mis à part, tous les éléments, sans être très éloignés de ceux que j'ai trouvés, ne correspondent plus réellement à mes résultats. La valeur de l'excentricité, une fois et demie plus grande pour Gomes, augmente l'écart qui existe entre les distances périhélie et aphélie; l'angle  $\bar{\omega}'$  quant à lui n'appartient à aucun des intervalles définis à partir de mes résultats.

Ces différences dues au modèle de recherche de la planète  $X$  sont sensibles mais ne remettent pas en cause la présence éventuelle dans cette région du Système Solaire d'un corps massif.

Pour clore ce chapitre, donnons les éléments proposés par Neuhauser et Feitzinger (1991) qui correspondent aux bornes supérieures des intervalles définis par les auteurs:

$$a' = 88.3$$

$$e' = 0.1269$$

$$q' = 78$$

$$Q' = 98.9$$

$$i' = 49.7^\circ$$

$$M' = 8.7M_\oplus$$

Ces derniers résultats attirent la même critique, développée ci-dessus pour l'article de Harrington, quant à la valeur de l'inclinaison qui est sûrement trop élevée pour un membre de la Ceinture de Kuiper. Cette remarque semble s'appliquer également à la masse du corps. Les autres éléments osculateurs sont eux plus proches de mes résultats et recouvrent une partie presque similaire de l'espace, laissant entendre que l'existence du corps aux environs de 95 ua peut être envisageable.

## CONCLUSION PARTIELLE

L'objectif de ce chapitre était de trouver une explication à la position initiale particulière de plusieurs comètes actuellement à courte période. Dans le passé, celles-ci auraient été situées aux environs de 40, 55, 75 et 95 ua, c'est-à-dire dans la Ceinture de Kuiper.

Les effets de résonance avec Neptune ne pouvant expliquer l'éjection de ces comètes de la Ceinture vers le centre de notre Système Solaire, une hypothèse émise par certains auteurs (Harrington et van Flandern, 1979, Matese et Withmire, 1986 et Stern, 1991) a été développée. Celle-ci consiste à supposer que des corps massifs auraient été membres (et le seraient encore?) de la Ceinture de Kuiper et auraient permis, par perturbations gravitationnelles, de bouleverser radicalement l'orbite de nombreuses comètes.

Le point de départ de cette étude est lié à l'orbite spécifique de Pluton, en particulier à sa grande inclinaison. Une partie théorique, basée sur une rencontre aux noeuds ascendant et descendant des corps perturbateurs avec les comètes, permet de déterminer les éléments métriques de ceux-ci.

Le corps massif situé aux environs de 40 ua (son demi-grand axe serait égal à 41.24 ua) a été plus précisément étudié car il présente de nombreuses similitudes avec Pluton et ses éléments passés (voir les articles de Kinoshita et Nakai, 1984 et 1996). Il pourrait donc s'agir d'un seul et même corps.

Les trois autres corps ont eux aussi été définis de la même manière et auraient pour demi-grand axe 51.50, 74.30 et 91.22 ua et une inclinaison comparable à celle de Pluton, c'est-à-dire comprise entre une dizaine et une vingtaine de degrés.

Une comparaison avec divers travaux antérieurs a été réalisée et a montré que, dans l'ensemble, aucune contradiction majeure n'a pu être relevée.

## CHAPITRE 8: RELATION ENTRE COMÈTES ET ASTÉROÏDES

La quête de nouvelles planètes dans notre Système Solaire a permis de découvrir des corps particuliers, situés entre les orbites de Mars et Jupiter et nommés astéroïdes. Ces éléments, dont près de 8000 sont connus actuellement, seraient les restes de proto-planètes qui se seraient fragmentées au cours de la formation de notre système.

L'étude sans cesse plus performante des astéroïdes et de leur trajectoire a montré que certains d'entre eux présentaient un mouvement orbital très proche de celui des comètes: position excentrée de la distance aphélie et valeur similaire de la quantité de Tisserand. De nombreux travaux ont donc été entrepris dans le but de prouver que ces astéroïdes étaient d'anciennes comètes éteintes, n'ayant plus aucune activité au voisinage du Soleil. Les recherches furent diverses, s'appuyant sur une analyse spectrale ou dynamique des corps, et ont apporté leur lot de réponses, parfois non définitives comme nous l'expliquerons dans ce chapitre.

Avant d'appliquer mon scénario de rencontre proche à cet échantillon d'astéroïdes, je donnerai, dans un premier paragraphe, quelques précisions sur la nature de ces corps et sur les liens qui peuvent les unir aux comètes. Le deuxième paragraphe sera consacré aux résultats numériques obtenus et à une analyse de ceux-ci en fonction d'études antérieures.

# 1. LES ASTÉROÏDES ET LES COMÈTES

## 1.1. *LES ASTÉROÏDES*

Les astéroïdes ont été découverts lors de la recherche de nouvelles planètes entreprise à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle. Le premier, Cérès, a été découvert le 1er janvier 1801 par Guiseppe Piazzi à Palerme.

L'origine des astéroïdes peut remonter à la formation du Système Solaire. À cette époque-là, des petites proto-planètes se sont heurtées et fragmentées entre Mars et Jupiter. De très nombreux restes, les astéroïdes, circulent donc autour du Soleil concentrés principalement entre 2.1 et 3.3 ua, en un lieu nommé Ceinture des Astéroïdes.

Junon, Vesta, Pallace et Cérès sont les plus importants et ont un diamètre pouvant varier de 200 à 900 km. On estime que 34 astéroïdes ont un diamètre plus grand que 100 km et que plus de 3000 astéroïdes ont une dénomination.

Les demi-grands axes des orbites des astéroïdes ne sont pas répartis au hasard car Jupiter exerce une influence sur leur distribution. Pour toutes les distances correspondant à des fractions entières de la période de Jupiter, il existe des zones instables (des “gaps”) dans lesquelles ne se trouve aucun astéroïde. Ces “gaps” sont dus à des effets de résonance avec Jupiter et assurent en fait la stabilité du Système Solaire.

Un petit groupe d'astéroïdes, appelés Planètes Troyennes, s'est placé sur l'orbite de Jupiter. Ils occupent des points très stables nommés points de Lagrange et sont en résonance 1/1 avec la planète.

Notons également l'existence du groupe de Hilda, ensemble d'astéroïdes en résonance 3/2 avec Jupiter, ou le groupe de Griqua dont les éléments sont en résonance 2/1 avec Jupiter.

En étudiant la courbe de lumière relative à l'albedo, il est possible de déterminer la période de rotation des astéroïdes. En effet, les variations de cette courbe de lumière indiquent qu'il y a rotation puisque le corps ne présente plus la même quantité de surface.

Cette période s'étend de deux heures à deux mois. Elle est connue à 100 % pour les astéroïdes de diamètre plus grand que 200 km, à 30-40% pour les objets d'environ 100 km et à moins de 10% pour ceux dont le diamètre est plus petit que 50 km.

La connaissance de la forme des astéroïdes est primordiale pour comprendre le principe de collisions dans la Ceinture des Astéroïdes, en particulier pour les corps les plus importants, les astéroïdes de toute petite taille étant supposés être des fragments obtenus après de telles collisions.

Les plus grands astéroïdes présentent une structure régulière alors que les petits semblent être plus irréguliers.

Une classification de ces formes peut être établie de la façon suivante:

- les sphéroïdes: 23%;
- les objets irréguliers: 25%;
- les ellipsoïdes: 32%;
- les objets avec variations d'albédo: 20%.

La taille des astéroïdes peut être déterminée en particulier par l'occultation d'une étoile. Les résultats sont très précis mais l'application de la méthode ne se fait que pour un nombre restreint d'astéroïdes en raison de la difficulté de prévoir avec justesse une occultation.

Ainsi, on a montré que le plus large des astéroïdes est Cérès avec un diamètre de  $932 \pm 5$  km. La taille de 4000 objets est ainsi connue et on présume que la majeure partie de la masse totale estimée (environ  $5 \cdot 10^{-3}$  fois la masse terrestre) de la Ceinture des Astéroïdes est contenue dans ces corps.

Les astéroïdes sont constitués de matériaux primitifs qui n'ont pas été altérés au cours de l'histoire du Système Solaire malgré les collisions et l'érosion et qui gardent donc des informations importantes sur la composition chimique et les conditions initiales de formation des corps planétaires.

Le spectre de la lumière du Soleil réfléctée par les astéroïdes fournit des informations valables sur leur composition. La technique utilisée consiste à comparer ces spectres à ceux d'échantillons de météorites et donc à définir différents types d'astéroïdes.

Après analyse de 438 astéroïdes, on a obtenu neuf classes nommées B, E, G, C, M, D, S et P, classification que l'on peut rapprocher de celle des étoiles.

Classe D: objets sombres avec un spectre rouge étant à l'origine des matériaux primitifs;

Classe C: groupe très important contenant des objets de faible albédo (0.05) et de spectre aplati;

Classe S: groupe très important d'albédo modérée (0.16) et présentant une décroissance dans la région des ultraviolets;

Classe B: objets dont le spectre est assez aplati avec un maximum dans la région du bleu;

Classes G, M et E: groupes dont le spectre est semblable à celui de la classe C et dont les valeurs de l'albédo sont respectivement 0.08, 0.11 et 0.37;

Classe P: objets dont le spectre est très rouge.

Les composants des astéroïdes sont très variés et peuvent être, par exemple, du carbone, de l'olivine, du pyroxène, des silicates, ...

Si la plupart des météorites sont des fragments d'astéroïdes, alors elles sont les seules preuves fossiles de la formation et de l'évolution de ces astéroïdes. La composition des matériaux permet de savoir à quelle température l'objet s'est formé et d'en déduire des hypothèses sur les transformations du Système Solaire au cours de son histoire.

Le groupe D est primordial car il contient la matière initiale de la création du Système Solaire. Ces éléments étant les plus éloignés du Soleil, ils ont subi le moins de transformations. Cette matière est riche en éléments volatiles alors que celle de la classe B l'est

moins sûrement parce que formée à une plus haute température. Le passage de la classe D aux autres classes d'astéroïdes s'est faite de façon progressive lors de la condensation de la nébuleuse, transformant les matériaux initiaux en de nouveaux moins volatiles.

Il semble y avoir une zone de transition naturelle vers le milieu de la Ceinture des Astéroïdes, à environ 2.7 ua. En deçà de cette distance, plus de la moitié des astéroïdes appartiennent principalement à la classe S, mais aussi aux classes E et M. Aux environs de 2.7 ua, un changement radical intervient puisque la ceinture est complètement dominée par des éléments appartenant aux classes C, P et D. Ceci pourrait être dû à une condensation à basse température de minéraux opaques, sombres et riches en carbone dans la nébuleuse solaire primitive (voir l'article de Hartmann et al., 1987). Enfin, notons, qu'à 4 ua, 40% des éléments du groupe de Hilda appartiennent à la classe P; 40% des éléments de ce même groupe sont de classe D. De plus, à 5.2 ua, 70% des Planètes Troyennes correspondent aussi à la classe D.

Ainsi, pour connaître l'évolution de notre Système Solaire, il faut se baser sur des objets facilement observables comme le sont maintenant les astéroïdes. L'étude de leur forme, de leur composition chimique fournit donc de nombreux indices. C'est pourquoi, il est indispensable de définir des méthodes fiables de détermination des formes et des compositions de ces corps.

## *1.2. LIEN ENTRE LES ASTÉROÏDES ET LES COMÈTES*

Dans le chapitre 1, nous avons vu que lors de leur parcours dans notre Système Solaire, les comètes pouvaient connaître diverses évolutions: capture par une planète, éjection hors du Système Solaire, bouleversement important de la trajectoire, fragmentation sous l'effet des forces de marées dues au Soleil ou à Jupiter, ou choc avec une planète et disparition définitive de la comète.

Si une comète échappe à tous ces scénarios catastrophiques, elle épuise son potentiel d'éléments volatiles par des passages répétés près du Soleil et poursuit sa course avec un vieux noyau inerte en rejoignant, pourquoi pas, la grande famille des astéroïdes. Sa trajectoire un peu à l'écart de la Ceinture des Astéroïdes témoigne encore de son origine cométaire.

Comme l'indique d'ailleurs Rickman (1988), il est maintenant important de définir clairement la nature de ces objets observés qui présentent à la fois les propriétés des comètes et celles des astéroïdes.

La différence principale entre astéroïdes et comètes réside dans la stabilité de leur orbite dominée par Jupiter. En effet, les comètes entrent dans la région planétaire sur des orbites souvent chaotiques et si d'aventure elles sont soumises à une résonance quelconque, celle-ci disparaît au bout de plusieurs siècles; une rencontre proche avec Jupiter, par exemple, peut

ainsi survenir. Seules deux comètes, Arend Rigaux et Neujmin 1, en résonance 7/4 avec Jupiter, sont totalement protégées de toute rencontre avec la planète. En 1970, Marsden a suggéré que ce type de mouvement pouvait caractériser la période de transition entre nature cométaire et astéroïde. D'ailleurs, il existe des similitudes orbitales entre Neujmin 1 et 944 Hidalgo.

En revanche, les astéroïdes placés sur des orbites stables peuvent être envoyés sur des orbites instables par collisions (de tels événements sont apparemment rares) ou destructions partielles; s'ensuit alors une éjection de la Ceinture des Astéroïdes.

Une autre définition caractérisant chacun des deux corps peut être obtenue dynamiquement à l'aide de la quantité de Tisserand  $X$ . Ainsi, une orbite cométaire suivra la condition  $X < 3$  alors qu'un astéroïde sera lié à une valeur de  $X$  supérieure à 3 ou à une résonance de quotient simple.

En 1963, Ernst Öpik a montré que les petits corps coupant l'orbite terrestre étaient trop nombreux pour être issus seulement, après collisions ou fragmentations, de la Ceinture des Astéroïdes. C'est pourquoi, le premier, il a pensé que certains astéroïdes pouvaient être d'anciennes comètes éteintes. Il est possible maintenant d'affirmer que près de 25% des astéroïdes pouvant frôler la Terre (du type Apollo, Amor ou Aten) sont d'origine cométaire. Parmi les principaux candidats se trouvent 2101 Adonis, 1580 Betulia, 1866 Sisyphus et 1981 Midas (voir Kresak, 1979).

D'autres astéroïdes assez gros, ayant une orbite de fortes excentricité et inclinaison, pourraient être aussi des noyaux de comètes éteintes. Citons les exemples de 944 Hidalgo qui a une excentricité de 0.658 et une inclinaison de  $42.5^\circ$ , découvert en 1920 par Walter Baade, ou de 5335 Damoclès qui a une excentricité de 0.867, une inclinaison de  $61.7^\circ$  et dont l'orbite s'étend de Mars à Uranus, découvert en 1991 par Robert Mac Naught.

D'après Kresak (1979), 944 Hidalgo se situe sur une orbite plus proche de celles de Peters, Väisälä 1, Wild 1, Chernykh ou Sanguin que de celle de tout autre astéroïde. Son mouvement est assez stable mais toute rencontre avec Jupiter peut être envisagée. Son diamètre estimé à 39 km et l'absence d'objet similaire en ce lieu du Système Solaire indiquent que 944 Hidalgo peut être une ancienne comète de noyau très important.

Parmi la grande famille des astéroïdes, pourraient être associés à des comètes éteintes 279 Thule, 334 Chicago et 1256 Normannia (groupe de Hilda), 1362 Griqua, 1921 Pala et 1922 Zulu (groupe de Griqua).

N'oublions pas Chiron, découvert en 1977 et dont l'orbite est comprise entre celles de Saturne et d'Uranus, qui a d'abord été classé comme astéroïde avant que sa nature cométaire ne se soit révélée.

L'ensemble de ces corps (Chiron, Damoclès, Pholus, ...), se déplaçant entre Jupiter et Neptune, porte le nom de Centaures.

Tous les objets découverts depuis 1992 au-delà de l'orbite de Neptune sont définis comme des corps intermédiaires entre comètes en sommeil (l'activité est interrompue) et astéroïdes. Il pourrait être possible d'établir un lien entre les Centaures et les objets transneptuniens car ils ont des tailles et des couleurs similaires. Peut-être appartiennent-ils à une même

famille d'objets célestes qui auraient subi ou non l'influence gravitationnelle de Neptune?

L'objectif de ce chapitre est donc d'essayer de définir les orbites initiales de ces corps et de trouver un lien plus concret entre comètes et astéroïdes.

## 2. APPLICATION DU SCÉNARIO DE RENCONTRE AUX ASTÉROÏDES

### 2.1. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

De même que pour les comètes, les éléments initiaux pouvant être peu précis, il semble difficile de déterminer exactement l'origine et l'évolution des astéroïdes suivants. Ces résultats n'ont donc pour objectif que de donner une estimation d'éventuelles orbites suivies par les astéroïdes considérés ici et non pas d'en tirer des conclusions définitives.

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_5$	$q_5$	$Q_5$	$e_6$	$q_6$	$Q_6$
	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe					
153 Hilda				0.196	4.77	7.09	0.059	4.24	4.77
	0.150	3.40	4.60	J					
279 Thule	0.555	18.26	63.80	0.358	8.63	18.26	0.366	8.44	18.18
	0.090	7.05	8.44	0.260	4.62	7.86	0.012	4.50	4.62
	0.023	4.20	4.40	U S J					
334 Chicago	0.688	29.18	157.73	0.475	10.39	29.18	0.520	9.01	28.52
	0.335	4.49	9.01	0.341	4.42	8.98	0.002	4.40	4.42
	0.051	3.70	4.10	N S J					

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$
	$\epsilon_4$	$q_4$	$Q_4$	$\epsilon_5$	$q_5$	$Q_5$	$\epsilon_6$	$q_6$	$Q_6$
	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe					
944 Hidalgo	0.145	7.10	9.50	0.683	1.79	9.50	0.661	1.95	9.55
	0.187	6.54	9.55	0.203	6.36	9.60	0.655	2.00	9.60
	0.655	2.00	9.60	S S S					
1036 Ganymed	0.126	5.56	7.16	0.552	1.60	5.56	0.479	2.00	5.68
	0.019	5.46	5.68	0.145	4.42	5.92	0.242	2.70	4.42
	0.537	1.23	4.09	J J J					
1212 Francette							0.315	8.55	16.41
	0.106	6.91	8.55	0.252	4.82	8.08	0.121	3.78	4.82
	0.187	3.21	4.69	S J					
1256 Normannia	0.718	29.44	179.26	0.500	9.82	29.44	0.526	9.03	29.04
	0.338	4.47	9.03	0.338	4.47	9.03	0.018	4.31	4.47
	0.077	3.60	4.20	N S J					
1345 Potomac				0.175	4.82	6.86	0.097	3.96	4.82
	0.178	3.27	4.49	J					
1362 Griqua	0.042	4.95	5.39	0.280	2.79	4.95	0.222	3.19	5.01
	0.047	4.55	5.01	0.045	4.57	5.01	0.148	3.39	4.57
	0.333	2.20	4.40	J J J					
1439 Vogtia	0.461	19.06	51.69	0.382	8.52	19.06	0.382	8.52	19.06
	0.130	6.56	8.52	0.267	4.65	8.03	0.037	4.32	4.65
	0.113	3.54	4.44	U S J					
1474 Beira	0.092	5.55	6.67	0.536	1.67	5.55	0.471	2.03	5.65
	0.032	5.29	5.65	0.146	4.36	5.86	0.231	2.72	4.36
	0.488	1.40	4.08	J J J					
1921 Pala	0.047	10.71	11.77	0.431	4.26	10.71	0.164	8.15	11.34
	0.081	6.93	8.15	0.241	4.76	7.78	0.271	2.73	4.76
	0.402	1.95	4.57	S S J					

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$
	$\epsilon_4$	$q_4$	$Q_4$	$\epsilon_5$	$q_5$	$Q_5$	$\epsilon_6$	$q_6$	$Q_6$
	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe					
1922 Zulu	0.186	3.35	4.89	0.396	2.11	4.89	0.404	2.07	4.89
	0.177	3.42	4.89	0.125	3.75	4.83	0.431	1.92	4.83
	0.479	1.69	4.80	J J J					
2059 Baboquivari									
				0.547	4.50	15.38	0.256	2.66	4.50
	0.526	1.26	4.04	J					
2212 Hephaistos									
				0.856	4.70	60.78	0.519	1.49	4.70
	0.834	0.36	3.97	J					
4179 Toutatis									
				0.972	4.54	320.55	0.462	1.67	4.54
	0.640	0.90	4.12	J					
5145 Pholus									
				0.380	31.09	69.23	0.624	7.20	31.09
	0.571	8.68	31.80	N					
5335 Damocles	0.323	10.42	20.36	0.990	0.10	20.36	0.983	0.18	20.61
	0.385	9.15	20.61	0.449	8.02	21.11	0.974	0.28	21.11
	0.866	1.59	22.11	U U U					
6344 PL									
				0.975	4.58	365.20	0.489	1.57	4.58
	0.635	0.94	4.22	J					
1939 TN	0.497	17.92	53.37	0.288	9.91	17.92	0.337	8.68	17.50
	0.122	6.79	8.68	0.202	5.54	8.35	0.301	2.98	5.54
	0.248	3.40	5.64	U S J					
1979 VA									
				0.983	4.62	540.19	0.500	1.54	4.62
	0.627	0.98	4.30	J					

Nom	$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
	$e_4$	$q_4$	$Q_4$	$e_5$	$q_5$	$Q_5$	$e_6$	$q_6$	$Q_6$
	$e_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe					
1981 FD							1.047	31.75	$\infty$
	0.735	4.85	31.75	0.734	4.87	31.77	0.447	1.86	4.87
	0.478	1.69	4.79	N J					
1981 VA									
				0.796	4.62	40.68	0.611	1.12	4.62
	0.744	0.63	4.29	J					
1982 TA									
				1.007	4.60	$\infty$	0.564	1.28	4.60
	0.771	0.53	4.07	J					
1982 YA	0.024	10.28	10.79	0.673	2.01	10.28	0.609	2.54	10.47
	0.108	8.42	10.47	0.298	5.87	10.86	0.834	0.53	5.87
	0.697	1.12	6.30	S S J					
1983 LC									
				1.024	4.85	$\infty$	0.584	1.27	4.85
	0.709	0.77	4.49	J					
1983 VA									
				0.913	4.68	102.29	0.595	1.19	4.68
	0.693	0.80	4.42	J					
1983 XF									
				0.834	4.87	53.66	0.506	1.60	4.87
	0.535	1.45	4.79	J					
1984 BC							0.058	10.36	11.64
	0.449	3.94	10.36	0.336	5.29	10.63	0.547	1.55	5.29
	0.547	1.55	5.29	S J					
1985 WA									
				0.881	4.76	74.98	0.531	1.46	4.76
	0.603	1.13	4.57	J					

Nom	$\epsilon_1$	$q_1$	$Q_1$	$\epsilon_2$	$q_2$	$Q_2$	$\epsilon_3$	$q_3$	$Q_3$
	$\epsilon_4$	$q_4$	$Q_4$	$\epsilon_5$	$q_5$	$Q_5$	$\epsilon_6$	$q_6$	$Q_6$
	$\epsilon_{obs}$	$q_{obs}$	$Q_{obs}$	Groupe					
1987 QB									
				0.936	4.71	141.70	0.507	1.54	4.71
	0.594	1.14	4.48	J					
1990 HA									
				1.0001	4.75	$\infty$	0.550	1.38	4.75
	0.693	0.79	4.37	J					
1990 TG1									
				1.035	4.58	$\infty$	0.544	1.35	4.58
	0.692	0.76	4.20	J					
1991 TB2									
				0.997	5.00	2994.38	0.639	1.10	5.00
	0.836	0.39	4.41	J					

## 2.2. COMPARAISONS AVEC D'AUTRES TYPES D'ÉTUDE

De nombreux travaux ont été consacrés à la recherche de l'origine, peut-être cométaire, de certains astéroïdes soit dynamiquement, soit par le biais de l'étude de leur spectre.

Ainsi, en 1985, Davies s'est penché sur le cas de l'astéroïde 3200 Phaeton en portant son attention sur une analyse spectrale du corps. L'origine cométaire de 3200 Phaeton a été envisagée car son orbite coïncide fortement avec celle de l'essaim de météorites, les Géminides. Lors de son passage proche de la Terre en décembre 1984, les observations ont montré que l'astéroïde appartenait à la classe S (corps pierreux), ce qui est contradictoire avec la composition plus sombre et riche en carbone des comètes. Donc, 3200 Phaeton n'est pas une comète éteinte et l'essaim des Géminides serait sûrement une relique d'une collision survenue alors que l'astéroïde était déjà sur une orbite croisant celle de la Terre.

D'autres études spectrales ont redonné le même type de classification.

En particulier, Hartmann et al. (1987) ont analysé, grâce aux observations, les albédos de certains astéroïdes (Apollo-Amor), de comètes dont la coma est très fine voire indétectable

et de comètes beaucoup plus actives. Ils ont ainsi montré que ces astéroïdes, qui ont souvent été associés à des comètes éteintes, avaient un albédo beaucoup plus élevé, du même type que ceux des objets de classe S. Ces corps n'étaient donc pas d'origine cométaire. Les auteurs en ont donc conclu qu'un sous-ensemble du groupe des Apollo-Amor pouvait s'être déplacé sur des orbites cométaires, dans la partie externe de la Ceinture des Astéroïdes, avant d'avoir été perturbé et placé sur des orbites croisant celle de la Terre. Ceci rejoint l'idée formulée par Öpik dès 1963.

En revanche, l'étude effectuée par Hartmann et al. sur dix autres astéroïdes, sélectionnés dynamiquement en fonction de leur quantité de Tisserand comme anciennes comètes (regroupés en Annexe 3), a prouvé que 5 d'entre eux étaient de classe D, 4 autres de classe C et le dernier de classe P. Ces classes sont identiques à celles déterminées pour les comètes Neujmin 1, Arend Rigaux et Schwassmann Wachmann 1 dont la coma est presque indétectable. Ainsi, il est fort possible que ces dix astéroïdes soient d'anciennes comètes n'ayant plus aucune activité.

D'autre part, en 1994, Ziolkowski s'est posé la même question pour l'astéroïde 2201 Oljato qui semblerait être une comète éteinte et avoir connu une période de dégazage à laquelle est associé l'essaim de météorites  $\chi$  Orionides. C'est pourquoi, l'auteur a essayé de déterminer quels auraient pu être les effets des forces non-gravitationnelles sur le mouvement orbital de l'astéroïde, en particulier sur son demi-grand axe. À partir de 70 observations effectuées entre 1931 et 1993, la variation du demi-grand axe obtenue était bien en accord avec une période d'activité et donc une éventuelle origine cométaire de 2201 Oljato.

De nombreuses associations comètes-famille d'astéroïdes peuvent être établies. Krezak (1979) considère Oterma, Gehrels 3 et Smirnova Chernykh comme des corps semblables à ceux du groupe de Hilda. La différence réside dans le fait que les astéroïdes ne peuvent s'approcher de Jupiter à moins de 1.4 à 2 ua alors que les comètes ont connu une rencontre proche avec la planète récemment: 0.16 en 1936 et 0.10 ua en 1963 pour Oterma; 0.0014 en 1970 et 0.04 ua en 1973 pour Gehrels 3; 0.20 en 1955 et 0.47 en 1963 pour Smirnova Chernykh. Krezak rajoute de plus que ce type de mouvement se produit lorsqu'une comète est capturée à partir d'une orbite de faible excentricité située à l'origine entre Jupiter et Saturne. Rappelons que cette remarque est en accord avec nos résultats (voir le chapitre 4).

Une étude purement dynamique est présentée dans l'article de Hahn et Rickman (1985) qui proposent les résultats de leur intégration numérique pour 14 astéroïdes ayant leur périhélie situé en-deçà de 1.7 ua et leur aphélie au-delà de 4 ua. Ils ont été choisis selon le critère défini par Kresak (1979), c'est-à-dire en fonction de leur quantité de Tisserand. L'intégration, basée sur le problème restreint elliptique des trois corps Soleil-Jupiter-astéroïde, s'étend sur 2000 ans (1000 ans dans le passé et 1000 ans dans le futur).

L'évolution définie pour huit astéroïdes (1036 Ganymed, 1474 Beira, 2059 Baboquivari, 6344 P-L, 1979 VA, 1981 FD, 1981 VA et 1982 TA) est régulière, ce qui implique que ces corps ne seraient finalement que des astéroïdes. En revanche, pour les six autres (1982 YA, 1983 LC, 1983 SA, 1983 VA, 1983 XF et 1984 BC), l'évolution est chaotique et permet de

penser que ces astéroïdes pourraient être des comètes éteintes.

Cependant, comme l'indiquent les auteurs, une amélioration des conditions initiales et une intégration à plus grande échelle peuvent radicalement changer les évolutions orbitales qu'ils ont définies.

Un cas particulier a souvent été traité, celui de la comète Encke. D'après Kresak (1979), ce corps est l'unique preuve montrant que la transformation d'une orbite cométaire en une orbite astéroïdale peut réellement se produire. À l'origine, la comète devait être très importante pour survivre aussi longtemps tout en restant active. Elle pourrait être à l'origine de l'essaim de météorites, les Taurides, et avoir engendré le corps tombé en Sibérie (Tunguska) en 1908. Après sa désactivation complète, Encke se transformera probablement en un objet identique à ceux du groupe Apollo, à 2212 Hephaistos par exemple.

Une de ces études a été effectuée par Valsecchi et al. (1995) qui soulignent qu'une évolution de la comète uniquement contrôlée par Jupiter ne peut expliquer la valeur particulièrement faible de la distance aphélie. Pour cela, il est impératif de prendre en compte les forces non-gravitationnelles et les éventuelles rencontres avec les planètes telluriques. D'autres auteurs émettent l'hypothèse de la fragmentation d'un grand corps, il y a 20 000 ans, qui serait à l'origine de la comète et de l'essaim des Taurides.

Rappelons ici les résultats obtenus pour cette comète dans le chapitre 4.

### Évolution de Encke

$e_1$	$q_1$	$Q_1$	$e_2$	$q_2$	$Q_2$	$e_3$	$q_3$	$Q_3$
0.986	4.77	684.42	0.601	1.19	4.77	0.850	0.33	4.09

Ceux-ci montrent qu'effectivement une rencontre avec la Terre ou Vénus peut être à l'origine de cette valeur exceptionnelle de  $Q$  pour une comète.

Dans leur article, Valsecchi et al. intègrent le mouvement de 21 astéroïdes sur des orbites proches de celle de Encke, appartenant au groupe des Taurides. Ils précisent que leurs orbites étant chaotiques, l'intégration ne fournit pas l'évolution réelle des corps mais peut donner des exemples d'évolutions possibles pour tout corps actuellement dans la région des Taurides.

Les résultats pour 2212 Hephaistos montrent que des rencontres avec les planètes telluriques ont placé l'astéroïde sur une orbite résonante, augmentant la valeur de l'excentricité jusqu'à ce qu'une rencontre avec Jupiter intervienne. Pour 4486 Mithra, la rencontre avec Jupiter est due à une croissance du demi-grand axe, à l'origine proche de celui de Encke.

L'intégration numérique effectuée par les auteurs offre de nombreux cas où l'astéroïde, après avoir passé un certain temps dans la famille de Jupiter, est éjecté sur une orbite hyperbolique. Valsecchi et al. rajoutent que ce chemin parcouru peut se produire dans le futur ou avoir effectivement eu lieu dans le passé. Cette considération prouve que les résultats obtenus ne sont pas en contradiction avec l'ensemble des évolutions définies par mes calculs.

Tous les résultats généraux obtenus par Valsecchi et al. peuvent s'appliquer au mouvement et à l'origine de la comète Encke, donnant ainsi une estimation de son évolution orbitale au sein de notre Système Solaire. Ils confirment également que Encke pourrait être un fragment d'une grosse comète dont le morceau le plus important serait 2212 Hephaistos.

Donnons enfin une dernière approche du mouvement de la comète Encke grâce à l'article de Steel et Asher (1996). Selon les auteurs, la position actuelle de la comète ne peut être due qu'aux effets des perturbations dues aux planètes telluriques, aux planètes géantes (incluant les diverses résonances) et aux forces non-gravitationnelles. Ce point de vue rejoint celui de Valsecchi et al.

Steel et Asher intègrent le mouvement de 54 particules test déterminées à partir des orbites de Encke, de 5025 P-L et de 6063 Jason, dans un système comprenant les huit planètes majeures ainsi que des forces non-gravitationnelles assez importantes imposées à chacun des corps. Les résultats prouvent que les orbites de 36 corps (ceux associés à Encke et 6063 Jason) se transforment jusqu'à croiser l'orbite de Jupiter.

Citons l'exemple d'un des membres de la "famille" de 6063 Jason dont l'excentricité et le périhélie augmentent de telle sorte que l'orbite de Vénus est atteinte, alors que le corps était proche de la résonance 3/1 avec Jupiter. Cette rencontre très proche avec Vénus place l'astéroïde sous l'influence de Jupiter qui contrôle ensuite son mouvement au même titre que tout corps de la famille de Jupiter connu actuellement.

Une évolution identique est à noter également pour des éléments déterminés à partir de l'orbite de Encke rejoignant ainsi le modèle défini par mon étude et mes résultats.

Une conclusion formelle et définitive ne peut être établie en raison de la connaissance aléatoire des éléments de la plupart des astéroïdes, souvent définis sur de courts arcs, et de l'absence de données précises sur les forces non-gravitationnelles associées aux éventuelles comètes éteintes. Cependant, il est intéressant de noter que deux études indépendantes, basées sur l'intégration numérique de plusieurs corps en orbites quasi-cométaires, ont montré qu'une rencontre avec Jupiter était probable comme l'a sous-entendu l'étude que j'ai effectuée au paragraphe 2.1. de ce chapitre.

Pour quelques astéroïdes, les résultats obtenus précédemment offrent des similitudes avec ceux établis pour les comètes (voir le chapitre 4).

En effet, certains corps suivent une évolution complexe au sein de notre Système Solaire rencontrant successivement plusieurs planètes joviennes: 279 Thule, 334 Chicago, 1212 Francette, 1256 Normannia, 1436 Vogtia, 1921 Pala, 1939 TN, 1981 FD et 1984 BC. Ce type de comportement n'est pas sans rappeler celui de très nombreuses comètes.

D'autres encore restent "définitivement" dans le voisinage de la même planète. C'est le cas de 944 Hidalgo, 1036 Ganymed, 1362 Griqua, 1474 Beira, 1922 Zulu et 5335 Damocles. Il est important de noter ici que ces six corps ont une inclinaison grande, voire très grande, ainsi qu'une latitude du périhélie très élevée. Une rencontre proche avec Jupiter (ou Uranus pour 5335 Damocles) semble peu probable; les astéroïdes subissent l'action perturbatrice de la planète, engendrant certaines variations de leur orbite, mais ne présentent pas de

changements catastrophiques de leurs éléments osculateurs. Remarquons qu'il en était de même pour les comètes Machholtz, IRAS, Pigott, Pons Brooks et Tuttle.

Enfin, considérons l'exemple de 2938 Hopi dont l'inclinaison et la latitude du périhélie sont les plus élevées de tous les astéroïdes étudiés dans ce chapitre. Lors des calculs, aucune valeur plausible de  $r$  n'a pu être définie. Cette particularité met donc bien en évidence que toute rencontre proche avec Jupiter ne peut être envisagée en se basant sur les éléments orbitaux de ce corps proposés en Annexe 2.

Ainsi, sans oublier les astéroïdes ayant eu une orbite hyperbolique ou leur point périhélie situé dans les zones intermédiaires, nous retrouvons une répartition similaire à celle obtenue pour les comètes, ce qui laisse à penser que ces corps pourraient bien être d'anciennes comètes, maintenant éteintes.

## CONCLUSION PARTIELLE

Dans ce dernier chapitre, il était important de vérifier que le scénario de rencontre proche établi pour les comètes était également valable pour certains astéroïdes. Ceux-ci se distinguent des membres de la Ceinture Principale, située entre Mars et Jupiter, par un mouvement orbital plus ou moins cométaire.

Lorsqu'une comète n'a pas été éjectée du Système Solaire ou n'a pas connu de choc sur une planète et donc de disparition définitive, elle épuise au long de sa trajectoire périodique tous ses éléments volatiles. De ce fait, il est donc possible que son noyau inerte soit associé actuellement à un astéroïde. De telles transformations et transitions sont observables par exemple pour les comètes Arend Rigaux, Neujmin 1 et Encke.

De nombreuses études ont été effectuées dans le but de trouver un lien entre astéroïdes et comètes par analyse spectrale ou dynamique. Mais, l'imprécision des éléments orbitaux de certains astéroïdes, calculés sur de courts arcs, ne permet pas d'apporter de réponses définitives. Le problème reste donc ouvert.

L'application de mon scénario de rencontre proche corps-planète a montré que l'échantillon d'astéroïdes étudié présentait un comportement orbital similaire à celui des comètes. Tous les types d'évolution sont redéfinis: corps restant dans le voisinage d'une même planète (son inclinaison est élevée), corps subissant plusieurs rencontres successives avec des planètes consécutives, corps situés dans les zones intermédiaires ou dans la Ceinture de Kuiper et enfin corps ayant eu une orbite hyperbolique.

Ces résultats impliquent donc qu'il n'est pas improbable que les astéroïdes étudiés dans ce chapitre soient d'anciennes comètes éteintes.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Parmi les nombreux corps qui peuplent notre Système Solaire, les comètes occupent une place de choix en attisant fortement l'intérêt des scientifiques. En effet, ceux-ci espèrent comprendre le mode de formation de notre système à l'aide de ces résidus naturels de la nébuleuse proto-planétaire. L'amélioration sans cesse constante des techniques spatiales et d'observation a permis, depuis une quinzaine d'années, de faire des progrès spectaculaires: des sondes ont exploré la comète de Halley; la puissance des télescopes a permis de découvrir de nouveaux corps au-delà de l'orbite de Neptune qui pourraient être des comètes "en sommeil"; l'informatique toujours plus performante affine au mieux les trajectoires des comètes et estime même leurs évolutions future et passée.

Mais, il est important de ne pas oublier l'engouement du public pour ces corps qui nous offrent à chaque passage un spectacle grandiose, comme ce fut le cas cette année avec la comète Hale Bopp. Cet attrait important fut la source des premières recherches principalement basées, il y a plusieurs siècles, sur la superstition de nos ancêtres puis sur la découverte primordiale de Tycho Brahé en 1577. Enfin les comètes étaient associées à des astres et non plus à des phénomènes atmosphériques!

De nombreuses théories ont pris corps depuis, grâce aux travaux de Halley, d'Alembert, Laplace, Lagrange, Tisserand et tant d'autres qui ont participé à cette quête.

Étudier une comète, c'est essayer de déterminer sa composition chimique ou encore analyser sa trajectoire et en déduire son évolution, son origine. Plusieurs questions en découlent. Existe-t'il des réservoirs de comètes? Comment peuvent-elles atteindre la partie interne du Système Solaire et par conséquent devenir visibles? Quels peuvent être les effets de l'action perturbatrice des planètes géantes sur leur mouvement?

L'objectif de ma thèse était de répondre à ces questions à l'aide d'un scénario particulier de rencontre comète-planète, assimilée à un choc au sens défini par Poincaré, c'est-à-dire à une quasi-collision de deux corps pendant un temps infiniment court. Selon ce modèle, une comète d'orbite initiale  $O_1$  rencontre à l'un de ses sommets une planète, se fragmente si elle dépasse la limite de Roche et engendre une ou plusieurs comètes d'orbite  $O_2$  admettant ce sommet initial pour l'un des leurs.

Une hypothèse supplémentaire est cependant jointe à ce mode de rencontre: le plan orbital de la comète est supposé inchangé au cours de la rencontre. Cette caractéristique, souvent

formulée par d'autres auteurs, n'est pas en contradiction avec les catalogues d'intégration numérique pour une grande majorité de comètes. L'association des deux contraintes (capture aux sommets dans le plan de la planète, conservation du plan orbital) est indiscutable comme nous avons pu le démontrer dans le chapitre 3, paragraphe 2.1.

Lors de sa rencontre proche avec une planète, l'étude du mouvement de la comète peut se réduire au problème des deux corps planétocentrique comète-planète. Dans ce repère particulier, le module du vecteur vitesse  $\vec{U}$  de la comète reste invariant, ce qui permet d'écrire  $U_1 = U_2$  ( $i = 1$  avant le choc et  $i = 2$  après le choc).

La transformation de cette égalité, en tenant compte de toutes les hypothèses du scénario, amène à la relation

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

où  $\alpha = 1/a + 2(\sqrt{p}\sqrt{p'}/rr')$   $\cos I$  est la quantité de Tisserand associée à la comète, puis à l'équation

$$x^2 - 2xu' \cos I + X - 2 = 0$$

où  $X = r\alpha$ ,  $x = \sqrt{p/r}$  et  $u' = \sqrt{p'/r'}$ .

Cette dernière équation est primordiale puisqu'à elle seule, elle a permis de définir les éléments orbitaux de la comète juste avant et juste après le choc, ainsi que nous l'avons montré dans le chapitre 3, paragraphe 2.4. Elle a, en outre, servi à trouver un encadrement de la distance de rencontre  $r$  (chapitre 3, paragraphe 3), de la solution  $x$  (chapitre 3, paragraphe 4) et de l'inclinaison initiale  $I_1$  de la comète (chapitre 3, paragraphes 5, 6 et 7). Rappelons brièvement les conditions établies sur  $I_1$  en fonction de la nature de l'orbite initiale qui, selon notre raisonnement, doit être directe.

- Si les orbites initiale et finale sont directes:
  - \*  $0^\circ < I_1 < 45^\circ$  si l'orbite initiale est parabolique ou hyperbolique;
  - \*  $0^\circ < I_1 < 60^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a échange périhélie-aphélie ou conservation du périhélie;
  - \*  $0^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a échange aphélie-périhélie ou conservation de l'aphélie.
- Si l'orbite finale est rétrograde:
  - \*  $45^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est parabolique;
  - \*  $30^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est hyperbolique;
  - \*  $45^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a échange périhélie-aphélie ou conservation du périhélie;
  - \*  $60^\circ < I_1 < 90^\circ$  si l'orbite initiale est elliptique et s'il y a échange aphélie-périhélie ou conservation de l'aphélie.

Le modèle théorique établi dans ce travail a été appliqué à toutes les comètes à courte période connues. Les encadrements de l'inclinaison  $I_1$  s'adaptent fort correctement aux observations. En effet, il semble largement admis par l'ensemble de la classe scientifique que toutes les comètes de la famille de Jupiter aient été capturées par cette planète à partir d'orbites à plus longue période ou non périodiques (quasi-paraboliques) lors de leur passage

au périhélie. Ce comportement impose donc que l'inclinaison initiale  $I_1$  soit au maximum majorée par  $60^\circ$ , ainsi que l'inclinaison finale  $I_2$  puisque j'ai admis la conservation du plan orbital de la comète au cours du choc. Or, dans cette famille de Jupiter, toutes les comètes ont une inclinaison comprise entre  $0.9^\circ$  (Kojima) et  $60.1^\circ$  (Machholtz), ce qui n'entre donc pas en contradiction avec la théorie présentée ci-dessus.

Ces premiers résultats positifs m'ont amenée à définir tous les éléments orbitaux initiaux des comètes à courte période observées et, par là même, à comprendre l'origine et l'évolution de ces corps au sein de notre Système Solaire. Évidemment, cette application numérique n'a pour autre but que de donner des informations statistiques sur le comportement d'un échantillon de comètes similaires à celles du système réel puisqu'une analyse exacte semble peu probable en raison de leur mouvement très chaotique.

En se restreignant à la famille de Jupiter dont le nombre d'éléments est le plus important, les calculs ont fourni les différentes évolutions suivantes:

- orbites initialement quasi-paraboliques (Nuage de Oort?): 6%;
- orbites dont l'aphélie initial est au-delà de 100 ua (Ceinture de Kuiper?): 5.5%;
- orbites dont l'aphélie initial est près d'une autre planète: 36%;
- orbites dont l'aphélie initial se situe dans les zones intermédiaires (entre deux planètes consécutives): 30%;
- orbites dont l'aphélie initial est proche de 40, 55, 75 ou 95 ua (Ceinture de Kuiper?): 9.5%;
- orbites dont l'aphélie initial est temporairement près de Jupiter: 10%;
- orbites dont l'aphélie initial est "définitivement" près de Jupiter: 3%.

La lecture de ces valeurs est importante car elle corrobore les résultats établis par de nombreux auteurs. En effet, dès 1973, Vaghi a montré que rares étaient les comètes de la famille de Jupiter provenant directement du Nuage de Oort, contrairement à ce qui avait été supposé auparavant, ce que reflète ici le pourcentage faible de 6%.

La Ceinture de Kuiper, réservoir de la famille de Jupiter situé au-delà de l'orbite de Neptune, semble recevoir plus de suffrages, ce qui se traduit dans cette étude par les pourcentages suivants: 5.5% (aphélie supérieur à 100 ua) et 9.5% (aphélie près de 40, 55, 75 et 95 ua) des comètes devaient appartenir à ce disque plat. Notons que ces pourcentages ne représentent que les corps provenant directement de la Ceinture. Le nombre total de telles comètes est en fait plus important si l'on tient compte des évolutions plus complexes survenues après l'éjection de la Ceinture, par exemple les rencontres successives avec plusieurs planètes consécutives. Enfin, l'étude de leur inclinaison, inférieure à  $25^\circ$  mais principalement à  $10^\circ$ , ne contredit pas le caractère plan du réservoir.

En affinant un peu l'analyse des résultats, il est possible de montrer que seulement 1% des comètes deviennent des "Sun-grazers comets", c'est-à-dire qu'elles devraient ou ont dû, au cours de leur évolution, frôler le Soleil. Ce chiffre correspond à celui trouvé par Levison et Duncan (1994).

Ainsi, une première exploitation des résultats, présentée sous forme statistique, ne contredit pas ceux proposés par différents auteurs. Cependant, il était important d'approfondir ces

comparaisons, en particulier avec les articles ou catalogues faisant appel à l'intégration numérique.

Parmi tous les articles consultés, j'ai retenu ceux de:

- Tancredi et al. (1990) présentant l'évolution selon eux similaire de Gehrels 3, Helin Roman Crockett, Oterma et Smirnova Chernykh qui auraient été temporairement satellites de Jupiter. Mon travail a permis de retrouver une telle similitude;
- Oikawa et Everhart (1979) consacré à la comète Chiron qui aurait pu appartenir ou appartiendra à la famille de Jupiter. L'application de mon scénario théorique fournit également le même comportement;
- Bailey et al. (1992 a et b) qui ont porté leur attention sur les "Sun-grazers comets", en particulier sur Machholtz dont la distance périhélie oscillerait entre maxima et minima sur une très longue échelle de temps, ainsi que je l'ai montré;
- Benest et al. (1993) qui ont intégré le mouvement de la comète Maury et prouvé qu'avant une longue période de stabilité, elle avait eu, comme Ciffréo, son point aphélie situé aux environs d'Uranus. Mon interprétation numérique confirme ces résultats pour les deux comètes;
- Benner et Mac Kinnon (1995) dont les travaux ont mis en évidence une évolution comparable des comètes Shoemaker Levy 9 et Gehrels 3. D'après mon modèle, ces deux comètes présentent en effet des comportements similaires.

Pour ce qui est des catalogues d'intégration numérique, j'ai fait appel à ceux de Carusi et al. (1985 et 1997), Belyaev et al. (1986) et aux travaux de Patrick Rocher du Bureau des Longitudes. Les évolutions définies pour chaque comète par ces trois types d'analyse ne sont pas toujours identiques car elles dépendent fortement des conditions initiales choisies et des forces non-gravitationnelles prises en compte.

Il en est donc de même avec mes résultats qui s'appuient sur des éléments orbitaux initiaux peut-être différents. Cependant, pour environ 1/4 des comètes, les évolutions trouvées sont similaires, en particulier pour les comètes Brooks 2, Gehrels 3, IRAS, Machholtz, Mueller 4, Tuttle ou Wolf pour ne nommer que celles-ci.

Comment expliquer les divergences constatées lors de l'étude des autres comètes? Elles pourraient être dues au fait que:

- le plan orbital de la comète ne reste pas inchangé au cours de la rencontre, contrairement à ce que j'ai envisagé;
- la latitude du périhélie de la comète est élevée et implique que la capture ne peut avoir eu lieu au sommet de l'orbite, ainsi que je le suppose;
- l'échelle de temps sur laquelle se fait l'intégration est restreinte (elle ne va parfois pas en-deçà de 1850 ou 1800) et la comète a pu rencontrer la planète selon un modèle similaire au mien avant cette date;
- la comète a pu subir une rencontre proche avec une des planètes telluriques qui l'aura ensuite placée sur une orbite résonante reflétée par ses éléments actuels.

Cette dernière explication ne contredit cependant pas mes résultats car il est possible qu'un

choc avec une planète jovienne se soit produit bien avant la mise en orbite résonante et le début de l'intégration numérique proposée par les catalogues.

Enfin, une dernière étude comparative a été effectuée avec un autre modèle théorique développé par Öpik et présenté au chapitre 2, paragraphe 3.

Les deux scénarios présentent une hypothèse commune: lors de la rencontre, l'étude du mouvement de la comète se réduit au problème des deux corps comète-planète. Malgré les contraintes plus restrictives de la théorie d'Öpik (mouvement circulaire de la planète, l'orbite de la comète doit couper celle de la planète, le mouvement de la comète entre les rencontres est invariant), les résultats obtenus grâce aux deux méthodes sont similaires pour près de la moitié des comètes. L'unique divergence provient du choix de rencontre au sommet que j'ai retenu et qui n'est pas primordial pour Öpik.

L'analyse précise des valeurs fournies par mon modèle étant réalisée, mon attention s'est portée sur l'ensemble des comètes ayant apparemment eu leur aphélie initial situé près de 40, 55, 75 et 95 ua. En effet, de nombreux auteurs (Harrington et van Flandern, 1979, Stern, 1991, ne sont que deux exemples) ont supposé qu'il existait, au-delà de l'orbite de Neptune, des corps de grande taille (environ 1000 km) capables de perturber le mouvement des comètes de la Ceinture de Kuiper. Mon objectif était donc de retrouver les éléments orbitaux de ces corps massifs à l'aide des comètes, actuellement à courte période, originellement situées au-delà de Neptune. Les résultats sont les suivants:

- Corps 1:  $a = 41.24$ ,  $e = 0.223$ ,  $q = 32.04$ ,  $Q = 50.44$  et  $14.8^\circ < I < 19.6^\circ$ ;
- Corps 2:  $a = 51.50$ ,  $e = 0.155$ ,  $q = 43.52$ ,  $Q = 59.48$  et  $12.2^\circ < I < 22.9^\circ$ ;
- Corps 3:  $a = 74.30$ ,  $e = 0.106$ ,  $q = 66.42$ ,  $Q = 82.18$  et  $10.7^\circ < I < 28.7^\circ$ ;
- Corps 4:  $a = 91.22$ ,  $e = 0.146$ ,  $q = 77.90$ ,  $Q = 104.54$  et  $14.2^\circ < I < 31.2^\circ$ ;

Une comparaison avec des travaux antérieurs montre que les valeurs définies pour ces différents corps sont souvent similaires. En particulier, le corps 1 pourrait bien sûr être associé à Pluton puisque les articles de Kinoshita et Nakai (1984 et 1996) indiquent que des variations ont amené les éléments de la planète à être proches de ceux que j'ai trouvés.

Pour clore ce travail, il était intéressant d'appliquer mon modèle de rencontre proche à des corps célestes parfois associés à des comètes éteintes: les astéroïdes. En effet, certains d'entre eux présentent une distance aphélie excentrée et proche de l'orbite de Jupiter ainsi qu'une quantité de Tisserand similaire à celle des comètes.

Bien que l'imprécision des éléments orbitaux de quelques astéroïdes, calculés sur de courts arcs de trajectoire, et la difficulté d'estimer les forces non-gravitationnelles subies par le passé ne permettent pas de conclure de façon affirmative, le scénario de choc développé lors de mon étude a apporté des résultats encourageants. Les évolutions orbitales des astéroïdes, trouvées par calculs, ne sont pas sans rappeler celles des comètes et présentent les mêmes caractéristiques: corps avec une inclinaison élevée restant dans le voisinage d'une même planète; corps connaissant des rencontres successives avec plusieurs planètes; corps initialement situés entre deux planètes ou dans la Ceinture de Kuiper; corps ayant eu une orbite quasi-parabolique.

Des comparaisons avec d'autres travaux ont été également effectuées (Hahn et Rickman, 1985, par exemple) et n'ont pas laissé entrevoir de contradictions formelles. Ainsi, le modèle de rencontre s'applique aussi à un certain nombre d'astéroïdes et permet de définir l'évolution et l'origine éventuelles de ces comètes éteintes.

Basée sur des hypothèses qui peuvent paraître restrictives mais dont certaines ont été mises en évidence par d'autres auteurs et l'intégration numérique, mon étude a permis de développer un scénario de rencontre proche entre un corps de masse faible et une planète géante.

L'application de ce modèle à l'ensemble des comètes à courte période connues actuellement et à certains astéroïdes catalogués comme comètes éteintes a fourni un échantillon divers d'orbites comparables à celles définies par d'autres travaux. Elle a aussi confirmé que la grande majorité des comètes de la famille de Jupiter, presque toutes d'inclinaison faible, trouvaient leur origine dans la Ceinture de Kuiper et avaient atteint Jupiter à la suite d'évolutions variées et souvent complexes au sein de notre Système Solaire.

## ANNEXES

Dans les tableaux et graphiques composant ces annexes, les divers éléments considérés sont définis de la manière suivante:

$a$  est le demi-grand axe de l'orbite héliocentrique exprimé en ua;

$e$  est l'excentricité de l'orbite héliocentrique;

$q$  est la distance périhélie de l'orbite héliocentrique exprimée en ua;

$Q$  est la distance aphélie de l'orbite héliocentrique exprimée en ua;

$i$  est l'inclinaison rapportée au plan de l'écliptique de l'orbite héliocentrique exprimée en degrés;

$\omega$  est l'argument de la latitude du périhélie de l'orbite héliocentrique exprimé en degrés;

$\Omega$  est la longitude du noeud ascendant de l'orbite héliocentrique exprimée en degrés;

$L$  est la longitude écliptique du périhélie de l'orbite héliocentrique exprimée en degrés;

$B$  est la latitude écliptique du périhélie de l'orbite héliocentrique exprimée en degrés.

## ANNEXE 1: ÉLÉMENTS ACTUELS DES COMÈTES

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Arend	3.99	0.537	1.85	6.13	19.9	47.1	355.5	40.8	14.4
Arend Rigaux	3.59	0.600	1.44	5.74	17.9	329.0	121.4	91.7	-9.1
d'Arrest	3.49	0.614	1.35	5.63	19.5	178.0	139.0	317.1	0.7
Ashbrook Jackson	3.83	0.395	2.32	5.34	12.5	348.7	2.0	351.0	-2.4
Barnard 1	3.07	0.583	1.28	4.86	5.5	301.0	6.1	307.2	-4.7
Barnard 2	27.60	0.960	1.11	54.10	31.2	60.2	271.9	328.1	26.7
Barnard 3	3.49	0.590	1.43	5.55	31.3	170.0	207.3	18.8	5.2
Biela	3.53	0.756	0.86	6.20	12.6	223.2	247.3	109.8	-8.6
Blanpain	2.96	0.699	0.89	5.03	9.1	350.2	79.2	69.5	-1.5
Boethin	5.13	0.774	1.16	9.10	4.9	22.3	14.4	36.6	1.9
Borrelly	3.62	0.623	1.36	5.88	30.3	353.3	74.7	68.9	-3.4
Bowell Skiff	6.25	0.689	1.95	10.56	3.8	169.0	346.3	335.3	0.7
Bradfield	28.41	0.952	1.36	55.48	51.8	219.2	356.9	23.7	-29.8
Bradfield*	45.42	0.988	0.55	90.29	148.6	257.6	102.5	207.0	-30.6
Bremikov	56.95	0.981	1.08	112.82	54.7	235.7	134.4	174.7	-42.4
Brewington	4.86	0.671	1.60	8.12	18.1	47.8	343.7	30.1	13.3
Brooks 1	3.09	0.571	1.33	4.86	12.7	176.8	54.5	231.4	0.7
Brooks 2	3.62	0.491	1.84	5.40	5.5	198.0	176.2	14.1	-1.7
Brorsen	3.10	0.810	0.59	5.61	29.4	14.9	102.3	115.4	7.3
Brorsen Metcalf	17.29	0.972	0.48	34.10	19.2	129.6	311.2	262.4	14.7

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Bus	3.49	0.375	2.18	4.80	2.6	24.4	181.5	205.9	1.1
Chernykh	5.80	0.594	2.36	9.25	5.1	263.2	130.4	213.6	-5.0
Chiron	13.70	0.383	8.45	18.95	6.9	339.6	209.4	189.1	-2.4
Churyumov Gerasimenko	3.52	0.630	1.30	5.74	7.1	11.4	50.3	61.6	1.4
Ciffreo	3.74	0.543	1.71	5.77	13.1	358.0	53.7	51.8	-0.4
Clark	3.12	0.502	1.55	4.69	9.5	208.8	59.7	268.2	-4.6
Coggia	45.62	0.963	1.69	89.55	34.1	149.6	216.9	191.0	16.5
Comas Sola	4.27	0.568	1.84	6.70	12.9	45.5	60.4	105.2	9.2
Crommelin	9.17	0.919	0.74	17.60	28.9	196.0	250.4	264.5	-7.7
Daniel	3.68	0.552	1.65	5.71	20.1	11.0	68.4	78.7	3.8
Denning	3.80	0.698	1.15	6.46	5.5	46.3	85.1	131.3	4.0
Denning Fujikawa	4.34	0.818	0.79	7.89	9.1	337.6	36.4	14.3	-3.5
Dubiago	15.71	0.929	1.12	30.30	22.3	97.4	66.5	344.5	22.1
Encke	2.21	0.850	0.33	4.09	11.9	186.3	334.0	160.2	-1.3
Faye	3.78	0.578	1.60	5.96	9.1	203.9	198.9	42.6	-3.7
Finlay	3.57	0.710	1.04	6.10	3.7	323.5	42.0	5.6	-2.2
Forbes	3.35	0.568	1.45	5.25	7.2	310.5	333.7	284.5	-5.4
Friend Reese Honda	49.58	0.981	0.94	98.22	26.3	132.7	329.1	284.9	19.0
Gale	5.02	0.758	1.21	8.83	10.7	215.4	59.3	94.2	-6.2
Gehrels 1	6.10	0.510	2.99	9.21	9.6	28.5	13.6	41.8	4.6
Gehrels 2	3.73	0.464	2.00	5.46	6.3	183.5	215.5	39.0	-0.4
Gehrels 3	4.03	0.151	3.42	4.64	1.1	231.9	242.3	114.2	-0.9
Ge Wang	5.04	0.501	2.52	7.57	11.7	176.1	180.5	176.7	0.8
Giacobini	3.54	0.588	1.46	5.62	11.4	140.5	194.2	335.3	7.2
Giacobini Zinner	3.52	0.706	1.03	6.01	31.8	172.5	194.7	8.3	3.9
Giclas	3.64	0.493	1.85	5.43	7.3	276.4	111.9	28.4	-7.3
Great Comet	54.80	0.985	0.82	108.78	85.4	330.1	280.2	277.6	-29.8
Grigg Skjellerup	2.96	0.664	0.99	4.93	21.1	359.3	212.6	212.0	-0.2
Gunn	3.60	0.316	2.46	4.74	10.4	197.0	67.9	264.7	-3.0
Halley	17.79	0.967	0.59	34.99	162.2	111.7	57.8	305.1	16.5

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Haneda Campos	3.44	0.632	1.27	5.61	4.9	305.4	67.2	12.7	-4.0
Harrington	3.58	0.561	1.57	5.59	8.6	233.4	118.6	351.7	-6.9
Harrington Abell	3.86	0.540	1.78	5.94	10.1	138.7	336.6	115.8	6.6
Harrington Wilson	3.43	0.515	1.66	5.20	16.4	343.0	127.8	111.4	-4.7
Hartley 1	3.31	0.451	1.82	4.80	25.7	178.7	38.2	217.0	0.6
Hartley 2	3.44	0.700	1.03	5.85	13.6	174.9	226.0	41.0	0.8
Hartley 3	3.60	0.317	2.46	4.74	11.7	168.5	287.1	95.9	2.3
Helfenzrieder	2.67	0.848	0.41	4.94	7.9	178.7	75.6	254.3	0.2
Helin	5.94	0.567	2.57	9.31	4.7	216.3	143.7	179.9	-2.8
Helin Lawrence	4.47	0.308	3.09	5.85	9.9	163.7	92.0	75.9	2.8
Helin Roman Alu 1	4.51	0.176	3.72	5.30	9.7	216.4	72.8	288.8	-5.8
Helin Roman Alu 2	4.08	0.532	1.91	6.25	5.8	221.0	178.5	219.4	-3.8
Helin Roman Crockett	4.05	0.139	3.49	4.61	4.2	10.2	91.4	101.6	0.7
Herschel Rigollet	28.77	0.974	0.75	56.79	64.2	29.3	355.3	9.0	26.1
Holmes	3.69	0.410	2.18	5.20	19.2	23.2	327.3	349.3	7.4
Holt Olmstead	3.42	0.370	2.15	4.69	14.4	2.6	14.6	17.1	0.7
Honda Mrkos Pajduskava	3.03	0.824	0.53	5.53	4.2	326.1	89.2	55.4	-2.3
Houghton Ensor	44.79	0.972	1.25	88.33	74.3	303.5	212.8	190.6	-53.4
Howell	3.14	0.552	1.41	4.87	4.4	234.7	57.1	291.7	-3.6
Ikeya	54.80	0.985	0.82	108.78	171.9	290.8	269.3	338.3	-7.6
IRAS	5.58	0.696	1.70	9.46	46.2	356.9	357.9	355.8	-2.2
Jackson Neujmin	4.08	0.661	1.38	6.78	13.5	196.6	163.1	359.2	-4.0
Johnson	3.65	0.367	2.31	4.99	13.7	208.3	116.7	324.3	-6.5
Kearns Kwee	4.31	0.487	2.21	6.41	9.0	131.8	315.0	87.2	6.7
Klemola	4.93	0.640	1.77	8.09	10.9	154.5	176.5	151.4	4.7
Kohoutek	3.54	0.496	1.78	5.30	5.9	175.7	269.0	84.7	0.4
Kojima	3.95	0.393	2.40	5.50	0.9	348.4	154.2	142.6	-0.2
Kopff	3.46	0.544	1.58	5.34	4.7	162.8	120.3	283.2	1.4
Kowal 1	6.08	0.232	4.67	7.49	4.4	174.7	28.8	23.5	0.4
Kowal 2	3.44	0.564	1.50	5.38	15.8	189.5	247.8	77.0	-2.6

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Kowal Mrkos	3.77	0.483	1.95	5.59	3.0	338.0	249.3	227.3	-1.1
Kowal Vavrova	6.33	0.588	2.61	10.05	4.3	19.5	202.6	222.0	1.4
Kushida	3.78	0.639	1.36	6.20	4.2	214.5	246.0	280.4	-2.4
Kushida Muramatsu	3.80	0.277	2.75	4.85	2.4	348.3	93.7	82.0	-0.5
Levy	13.80	0.929	0.98	26.62	19.2	41.5	329.4	9.2	12.6
Lexell	3.15	0.786	0.67	5.63	1.6	224.9	133.9	358.8	-1.1
Longmore	3.65	0.343	2.40	4.90	24.4	195.8	15.7	210.2	-6.5
Lovas 1	4.35	0.614	1.68	7.02	12.2	73.6	342.4	55.6	11.7
Lovas 2	3.58	0.591	1.46	5.70	1.5	71.6	282.8	354.4	1.4
Machholtz	3.01	0.959	0.12	5.90	60.1	14.5	93.8	101.1	12.5
Machholtz 2	3.01	0.750	0.75	5.27	12.8	149.3	246.2	216.1	6.5
Mac Naught Hartley	7.54	0.670	2.49	12.59	17.6	312.1	36.0	349.5	-13.0
Mac Naught Hughes	3.56	0.402	2.13	4.99	7.3	224.4	90.0	314.2	-5.1
Maury	4.24	0.522	2.03	6.45	11.7	119.8	176.8	117.1	10.1
Meier	53.04	0.973	1.43	104.65	67.1	112.6	296.9	253.8	58.3
Mellish	27.14	0.993	0.19	54.09	32.7	121.3	88.0	33.8	27.5
Metcalf	3.93	0.584	1.63	6.22	14.6	199.8	195.2	34.4	-4.9
Metcalf Brewington	3.92	0.594	1.59	6.25	13.0	208.0	187.1	34.5	-6.1
Mrkos	3.17	0.554	1.41	4.93	31.5	180.5	1.6	2.0	-0.3
Mrkos*	48.55	0.989	0.53	96.57	86.5	32.5	48.2	50.4	32.4
Mueller 1	4.13	0.337	2.74	5.52	8.8	29.9	4.6	34.2	4.4
Mueller 2	3.68	0.344	2.41	4.95	7.4	179.6	214.3	33.9	0.1
Mueller 3	4.21	0.288	3.00	5.42	9.4	226.0	137.3	2.9	-6.8
Mueller 4	4.32	0.389	2.64	6.00	29.8	43.6	145.4	185.0	20.1
Mueller 5	5.75	0.261	4.25	7.25	16.5	30.0	100.7	129.7	8.2
Nagata	49.86	0.979	1.05	98.67	42.3	320.1	191.5	159.8	-25.6
Neujmin 1	6.86	0.775	1.54	12.18	15.0	346.8	347.2	334.4	-3.4
Neujmin 2	3.09	0.567	1.34	4.84	10.6	193.7	328.0	341.5	-2.5
Neujmin 3	4.83	0.586	2.00	7.66	4.0	147.0	150.4	117.5	2.2
Olbers	16.94	0.930	1.18	32.69	44.6	64.6	85.4	141.7	39.4

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Oterma	3.96	0.144	3.39	4.53	4.0	354.9	155.8	150.7	-0.4
Parker Hartley	4.29	0.290	3.05	5.53	5.2	181.2	244.3	245.5	-0.1
Peltier Whipple	43.21	0.976	1.04	85.38	71.7	38.5	344.8	358.8	36.2
Perrine	54.75	0.980	1.10	108.40	72.5	47.3	263.2	281.2	44.5
Perrine Mrkos	3.58	0.639	1.29	5.87	17.8	166.5	240.6	47.7	4.1
Peters	5.45	0.720	1.53	9.37	30.5	339.6	261.9	244.0	-10.2
Peters Hartley	4.04	0.598	1.62	6.46	29.8	338.3	259.4	240.4	-10.6
Pigott	3.26	0.552	1.46	5.06	45.1	354.6	58.0	54.2	-3.8
Pons Brooks	17.14	0.955	0.77	33.51	74.2	199.0	255.2	260.6	-18.3
Pons Gambart	14.94	0.946	0.81	29.07	136.5	19.2	319.3	305.2	13.1
Pons Winnecke	3.43	0.634	1.26	5.60	22.3	172.3	93.4	86.3	2.9
Reinmuth 1	3.77	0.502	1.88	5.66	8.1	13.3	119.7	132.9	1.9
Reinmuth 2	3.53	0.464	1.89	5.17	6.9	45.9	295.4	341.1	4.9
Russell 1	3.87	0.438	2.17	5.57	17.7	333.7	225.8	200.6	-7.7
Russell 2	3.79	0.399	2.28	5.30	12.0	249.1	41.8	110.5	-11.2
Russell 3	3.83	0.344	2.51	5.15	14.1	353.4	248.7	242.3	-1.6
Russell 4	3.51	0.365	2.23	4.79	6.2	93.3	71.0	344.3	6.2
Sanguin	5.38	0.663	1.81	8.95	18.7	162.8	182.5	166.2	5.4
Schaumasse	4.09	0.703	1.21	6.97	11.8	57.4	80.4	137.2	9.9
Schorr	3.54	0.468	1.88	5.20	5.6	279.1	118.3	37.5	-5.5
Schuster	3.74	0.589	1.54	5.94	20.1	355.7	50.6	46.6	-1.5
Schwassmann Wachmann 1	6.04	0.045	5.77	6.31	9.3	49.9	312.8	2.3	7.1
Schwassmann Wachmann 2	3.44	0.399	2.07	4.81	3.7	358.1	125.6	123.7	-0.1
Schwassmann Wachmann 3	3.06	0.695	0.93	5.19	11.4	198.8	69.9	268.4	-3.7
Shajn Schaldach	3.83	0.388	3.26	5.32	6.1	216.5	166.2	202.5	-3.6
Shoemaker 1	3.75	0.470	1.99	5.51	26.2	18.8	339.2	356.2	8.2
Shoemaker 2	3.96	0.665	1.33	6.59	21.5	317.6	54.7	14.3	-14.3
Shoemaker 3	6.59	0.728	1.79	11.39	6.4	14.9	97.3	112.1	1.6
Shoemaker 4	5.96	0.506	2.94	8.98	24.8	192.1	92.9	103.9	-5.0
Shoemaker Holt 1	4.50	0.321	3.06	5.94	4.4	210.2	214.5	244.6	-2.2

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Shoemaker Holt 2	4.02	0.337	2.67	5.37	17.7	6.0	99.7	105.4	1.8
Shoemaker Levy 1	6.68	0.772	1.52	11.84	24.3	310.6	52.0	16.3	-18.2
Shoemaker Levy 2	4.41	0.582	1.84	6.98	4.6	140.1	236.0	196.2	2.9
Shoemaker Levy 3	3.74	0.250	2.81	4.68	5.0	181.7	303.0	304.7	-0.1
Shoemaker Levy 4	3.49	0.420	2.02	4.96	8.5	302.0	152.1	94.4	-7.2
Shoemaker Levy 5	4.22	0.530	1.98	6.46	11.8	6.0	29.7	35.6	1.2
Shoemaker Levy 6	3.85	0.706	1.13	6.57	16.8	333.1	37.9	12.0	-7.5
Shoemaker Levy 7	3.56	0.543	1.63	5.49	10.3	91.9	313.0	224.9	10.3
Shoemaker Levy 8	3.82	0.291	2.71	4.93	6.0	22.3	213.4	213.8	2.3
Shoemaker Levy 9	6.79	0.208	5.38	8.20	5.8	355.2	220.9	216.1	-0.5
Sing Brewster	3.46	0.414	2.03	4.89	9.2	46.7	191.9	238.2	6.7
Skiff Kosai	3.84	0.260	2.84	4.84	3.2	26.5	80.1	106.6	1.4
Slaughter Burnham	5.12	0.504	2.54	7.70	8.2	44.1	346.4	30.2	5.7
Smirnova Chernykh	4.19	0.147	3.57	4.81	6.6	88.9	76.8	165.7	6.6
Spacewatch	3.14	0.510	1.54	4.74	10.0	87.3	153.4	240.7	10.0
Spitaler	3.69	0.422	2.13	5.25	5.8	50.2	14.5	64.6	4.5
Stephan Oterma	11.24	0.860	1.57	20.91	18.0	358.2	78.5	76.8	-0.6
Swift	3.73	0.652	1.30	6.16	3.0	167.8	171.1	338.9	0.6
Swift Gehrels	4.33	0.692	1.36	7.33	9.3	84.8	314.4	39.1	9.3
Swift Tuttle	24.08	0.960	0.96	47.19	113.6	152.8	138.7	330.3	24.8
Takamizawa	3.74	0.575	1.59	5.89	9.5	147.7	124.9	93.0	5.1
Taylor	3.65	0.466	1.95	5.35	20.5	355.4	108.8	104.5	-1.6
Tempel 1	3.11	0.520	1.49	4.73	10.5	178.9	68.3	67.2	0.2
Tempel 2	3.11	0.522	1.49	4.73	12.0	194.8	117.6	132.1	-3.0
Tempel Swift	3.18	0.638	1.15	5.21	5.4	113.5	291.1	224.7	5.0
Tempel Tuttle	10.23	0.904	0.98	19.47	162.7	172.6	234.4	61.5	2.2
Thatcher	54.18	0.983	0.92	107.44	79.8	213.4	31.2	37.9	-32.8
du Toit	6.00	0.788	1.27	10.73	18.7	257.0	21.8	98.1	-18.2
du Toit Hartley	3.00	0.601	1.20	4.80	2.9	251.6	308.6	200.2	-2.8
du Toit Neujmin Delp.	3.44	0.500	1.72	5.16	2.8	115.3	188.3	303.6	2.5

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
Tritton	3.42	0.581	1.43	5.41	7.0	147.6	300.7	268.5	3.7
Tsuchinshan 1	3.53	0.576	1.50	5.56	10.5	22.7	96.2	118.6	4.0
Tsuchinshan 2	3.60	0.504	1.79	5.41	6.7	203.2	287.6	310.7	-2.6
Tuttle	5.72	0.823	1.02	10.43	54.5	206.9	270.6	287.0	-21.6
Tuttle Giacobini Kresak	3.10	0.656	1.07	5.13	9.2	61.7	141.5	202.9	8.1
Urata Nijima	3.53	0.588	1.45	5.61	24.2	21.5	31.2	51.0	8.6
Väisälä 1	4.88	0.635	1.78	7.98	11.6	47.4	135.1	181.9	8.5
Väisälä 2	19.39	0.934	1.29	37.50	38.0	335.2	171.6	151.6	-15.0
Van Biesbroeck	5.37	0.553	2.40	8.34	6.6	134.2	149.1	103.5	4.7
Van Houten	6.25	0.367	3.96	8.54	6.7	14.4	23.6	37.9	1.7
de Vico	17.98	0.963	0.66	35.29	85.1	12.9	79.0	80.1	12.9
de Vico Swift	3.77	0.431	2.15	5.39	6.1	1.9	359.0	0.9	0.2
West Hartley	3.86	0.448	2.13	5.59	15.3	103.0	46.7	330.2	14.9
West Kohoutek Ikemura	3.45	0.543	1.58	5.32	30.5	360.0	83.5	83.5	0.0
Westphal	15.63	0.920	1.25	30.01	40.9	57.1	347.3	36.7	33.3
Whipple	4.17	0.259	3.09	5.25	9.9	201.9	181.8	203.4	-3.7
Whipple Paraskevopoulos	56.95	0.981	1.08	112.82	54.7	235.7	134.4	174.7	-42.4
Wild 1	5.61	0.647	1.98	9.24	19.9	167.9	358.9	347.5	4.1
Wild 2	3.44	0.540	1.58	5.30	3.2	41.8	136.2	178.0	2.1
Wild 3	3.63	0.366	2.30	4.96	15.4	179.2	71.9	71.1	0.2
Wild 4	3.36	0.408	1.99	4.73	3.7	170.7	22.1	12.8	0.6
Wilk	32.70	0.981	0.62	64.78	26.0	31.5	57.6	86.4	13.2
Wilson Harrington	2.64	0.623	1.00	4.29	2.8	90.9	271.1	2.0	2.8
Wirtanen	3.10	0.657	1.06	5.14	11.7	356.3	82.2	78.6	-0.7
Wiseman Skiff	3.49	0.568	1.51	5.47	18.2	171.9	279.9	272.2	2.5
Wolf	4.08	0.406	2.42	5.74	27.5	162.3	203.4	187.6	8.1
Wolf Harrington	3.47	0.544	1.58	5.36	18.5	187.1	254.8	261.5	-2.2

**ANNEXE 2: ÉLÉMENTS DES FRAGMENTS DE LA COMÈTE  
SHOEMAKER LEVY 9**

Fragment	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
A	6.86	0.216	5.38	8.34	6.0	354.9	220.5	215.4	-0.5
B	6.86	0.216	5.38	8.34	6.0	354.9	220.6	215.5	-0.5
C	6.85	0.215	5.38	8.33	6.0	354.9	220.6	215.5	-0.5
D	6.85	0.215	5.38	8.33	6.0	354.9	220.6	215.5	-0.5
E	6.84	0.214	5.38	8.31	6.0	354.9	220.6	215.5	-0.5
F	6.84	0.214	5.38	8.31	5.9	354.9	220.7	215.6	-0.5
G	6.84	0.213	5.38	8.29	5.9	354.9	220.7	215.6	-0.5
H	6.83	0.212	5.38	8.27	5.9	354.9	220.7	215.6	-0.5
K	6.81	0.210	5.38	8.24	5.9	355.0	220.8	215.8	-0.5
L	6.80	0.209	5.38	8.22	5.9	355.0	220.8	215.8	-0.5
N	6.79	0.208	5.38	8.21	5.8	355.0	220.9	215.9	-0.5
P	6.79	0.208	5.38	8.21	5.8	355.0	220.9	215.9	-0.5
Q	6.78	0.207	5.38	8.19	5.8	355.0	220.9	215.9	-0.5
R	6.78	0.207	5.38	8.19	5.8	355.0	221.0	216.0	-0.5
S	6.78	0.206	5.38	8.17	5.8	355.0	221.0	216.0	-0.5
T	6.78	0.206	5.38	8.17	5.8	355.0	221.0	216.0	-0.5
U	6.77	0.205	5.38	8.15	5.8	355.0	221.0	216.0	-0.5
V	6.77	0.205	5.38	8.15	5.8	355.0	221.1	216.1	-0.5
W	6.76	0.204	5.38	8.14	5.8	355.0	221.1	216.1	-0.5

**ANNEXE 3: ÉLÉMENTS ACTUELS DES ASTÉROÏDES  
COMPARABLES AUX COMÈTES**

Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
153 Hilda	4.00	0.150	3.40	4.60	8.0	42.7	28.5	70.9	5.4
279 Thule	4.30	0.023	4.20	4.40	2.0	84.2	73.7	157.9	2.0
334 Chicago	3.90	0.051	3.70	4.10	5.0	136.9	130.7	267.7	3.4
944 Hidalgo	5.80	0.655	2.00	9.60	42.0	56.4	21.6	69.8	33.9
1036 Ganymed	2.66	0.537	1.23	4.09	26.4	131.5	215.7	350.3	19.5
1212 Francette	3.95	0.187	3.21	4.69	7.6	350.3	149.7	140.1	-1.3
1256 Normannia	3.90	0.077	3.60	4.20	4.0	111.8	238.6	350.5	3.7
1345 Potomac	3.98	0.178	3.27	4.69	11.4	335.6	137.7	113.7	-4.7
1362 Griqua	3.30	0.333	2.20	4.40	24.0	262.3	121.5	23.2	-23.8
1439 Vogtia	3.99	0.113	3.54	4.44	4.2	107.1	36.0	143.1	4.0
1474 Beira	2.74	0.488	1.40	4.08	26.7	83.5	323.5	46.2	26.5
1580 Betulia	2.19	0.490	1.12	3.27	52.1	159.3	62.4	229.3	16.2
1866 Sisyphus	1.89	0.539	0.87	2.91	41.2	293.0	63.7	3.2	-37.3
1921 Pala	3.26	0.402	1.95	4.57	19.5	18.6	352.9	10.5	6.1
1922 Zulu	3.24	0.479	1.69	4.80	35.4	31.7	226.6	253.3	17.7
1981 Midas	1.78	0.650	0.62	2.93	39.8	267.7	357.1	264.8	-39.8
2059 Baboquivari	2.65	0.526	1.26	4.04	11.0	191.1	200.5	31.4	-2.1
2101 Adonis	1.87	0.765	0.44	3.31	1.4	42.3	350.7	33.0	0.9
2212 Hephaistos	2.16	0.834	0.36	3.97	11.9	208.4	28.4	236.3	-5.6
2938 Hopi	3.14	0.338	2.08	4.20	41.5	263.0	109.3	9.9	-41.1

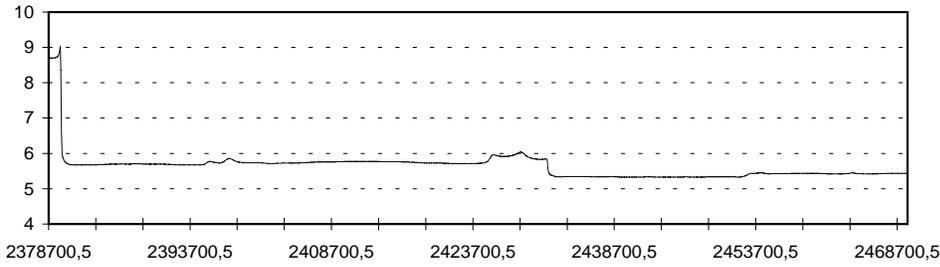
Nom	$a$	$e$	$q$	$Q$	$i$	$\omega$	$\Omega$	$L$	$B$
4179 Toutatis	2.51	0.640	0.90	4.12	0.5	274.8	128.2	43.0	-0.5
5145 Pholus	20.24	0.571	8.68	31.80	24.7	354.6	119.4	114.5	-2.3
5335 Damocles	11.85	0.866	1.59	22.11	61.7	191.2	314.2	139.6	-9.8
6344 PL	2.58	0.635	0.94	4.22	4.6	232.6	184.3	56.8	-3.7
1939 TN	4.52	0.248	3.40	5.64	2.1	165.5	242.4	47.9	0.5
1979 VA	2.64	0.627	0.98	4.30	2.8	89.6	271.6	1.2	2.8
1981 FD	3.24	0.478	1.69	4.79	2.6	138.4	19.4	157.8	1.7
1981 VA	2.46	0.744	0.63	4.29	22.0	59.4	246.0	303.5	18.8
1982 TA	2.30	0.771	0.53	4.07	12.1	118.6	10.0	129.1	10.6
1982 YA	3.71	0.697	1.12	6.30	34.6	143.6	269.2	57.9	19.7
1983 LC	2.63	0.709	0.77	4.49	1.5	184.7	159.1	343.8	-0.1
1983 VA	2.61	0.693	0.80	4.42	16.3	11.7	78.9	90.1	3.3
1983 XF	3.12	0.535	1.45	4.79	4.2	54.7	73.2	127.8	3.4
1984 BC	3.42	0.547	1.55	5.29	22.5	41.1	130.2	169.1	14.6
1985 WA	2.85	0.603	1.13	4.57	9.7	351.1	43.6	34.8	-1.5
1987 QB	2.81	0.594	1.14	4.48	3.5	156.2	153.5	309.7	1.4
1990 HA	2.58	0.693	0.79	4.37	3.9	308.2	184.8	133.1	-3.1
1990 TG1	2.48	0.692	0.76	4.20	9.1	33.3	205.0	238.0	5.0
1991 TB2	2.40	0.836	0.39	4.41	8.7	192.7	302.6	135.2	-1.9

**ANNEXE 4: CORRESPONDANCE ENTRE ESSAIMS DE MÉTÉORITES,  
ASTÉROÏDES ET COMÈTES**

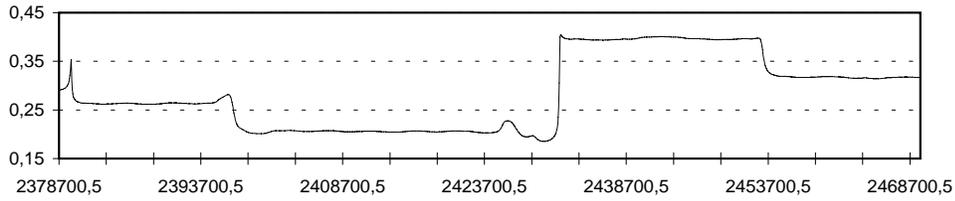
Essaims de météorites	Comètes ou astéroïdes
North Taurides	Encke
South Taurides	Encke
$\beta$ Taurides	Encke
Léonides	Temple Tuttle
$\Delta$ Léonides	Temple Tuttle
South $\chi$ Orionides	2201 Oljato
$\alpha$ Capricornides	
$\mu$ Virginides	
$\kappa$ Cygnides	
Giacobinides	Giacobini Zinner
Draconides	Giacobini Zinner
Andromédides	Biéla
Aquarides	1685 Toro
$\eta$ Aquarides	Halley
Orionides	Halley
Sagittarides	2101 Adonis
Géminides	3200 Phaeton
Perséides	Swift Tuttle
$\sigma$ Hydrides	
Bootides	Pons Winnecke
$\tau$ Herculides	Schwassmann Wachmann 3
Ursides	Tuttle
Phoénicides	Blanpain
Monocérotides	Mellish
Lyrides	Thatcher
$\delta$ Cancrides	2212 Hephaistos

**ANNEXE 5: INTÉGRATION NUMÉRIQUE EFFECTUÉE PAR  
PATRICK ROCHER, DU BUREAU DES LONGITUDES**

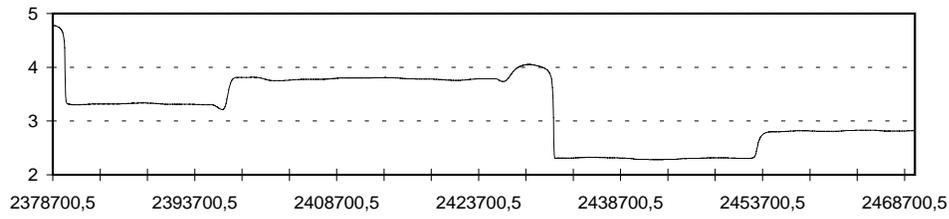
**Comète P/Ashbrook-Jackson  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



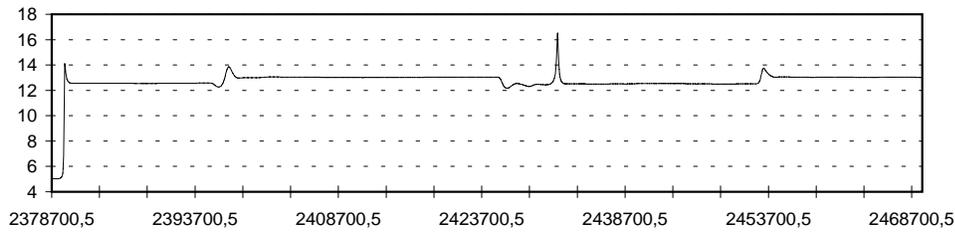
**Excentricité**



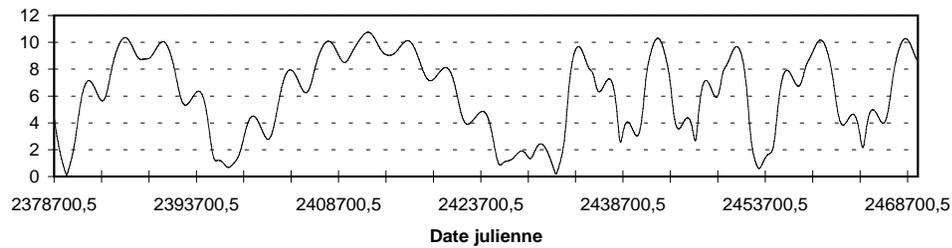
**Distance périhélie en ua**



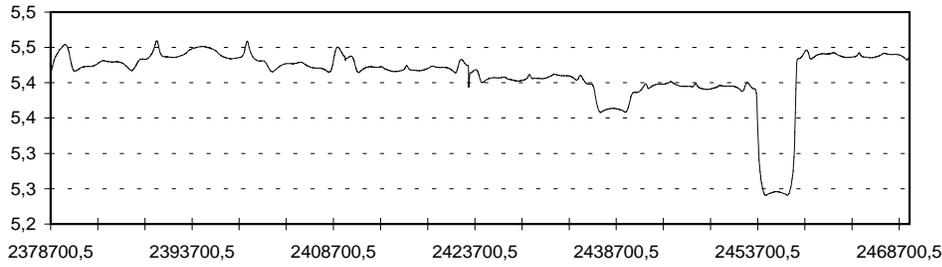
**Inclinaison en degré**



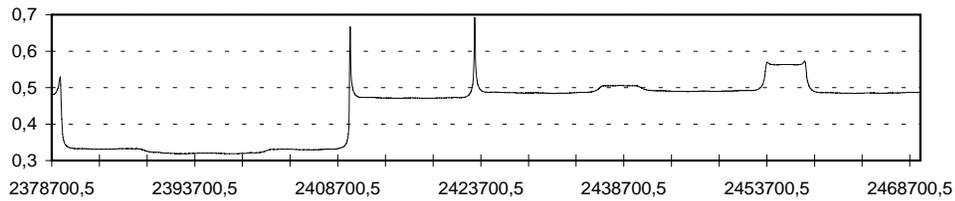
**Distance à Jupiter en ua**



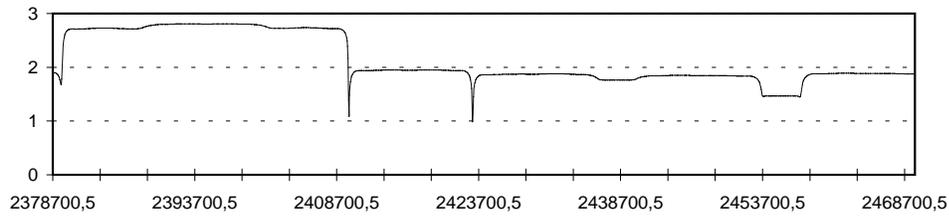
**Comète P/Brooks 2  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



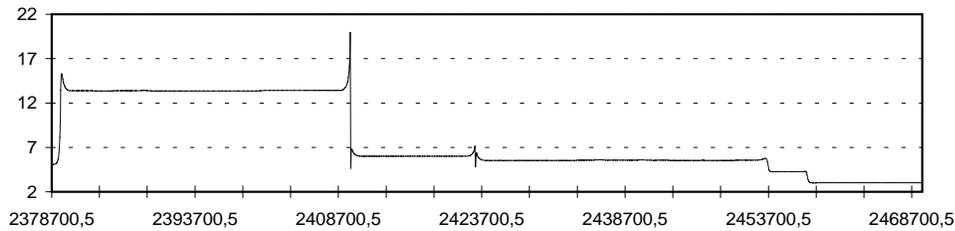
**Excentricité**



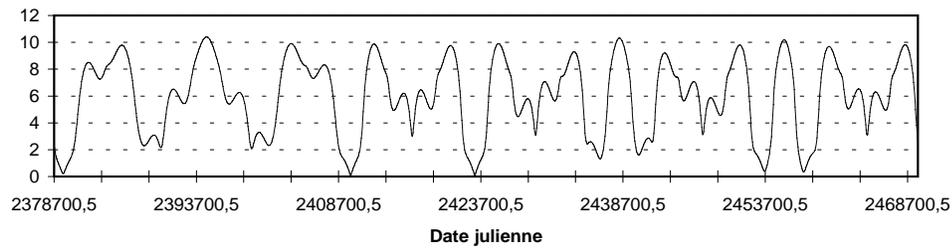
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

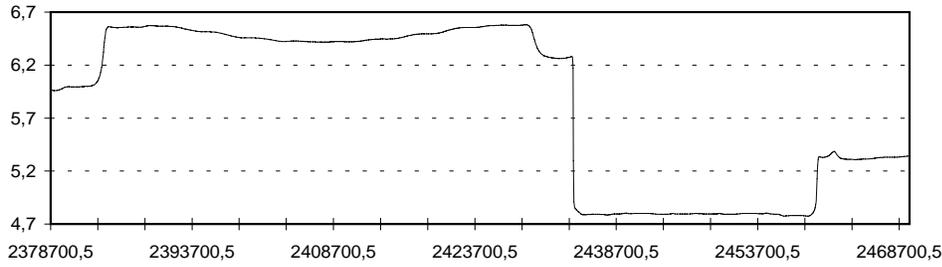


**Distance à Jupiter en ua**

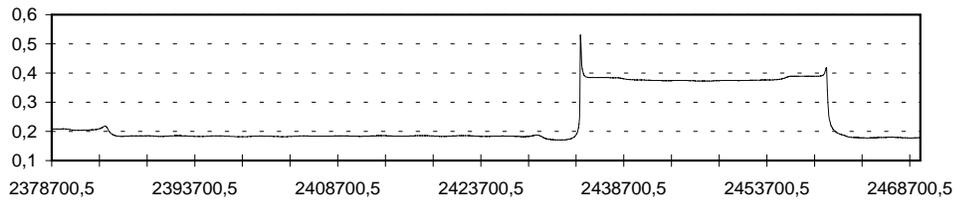


Date julienne

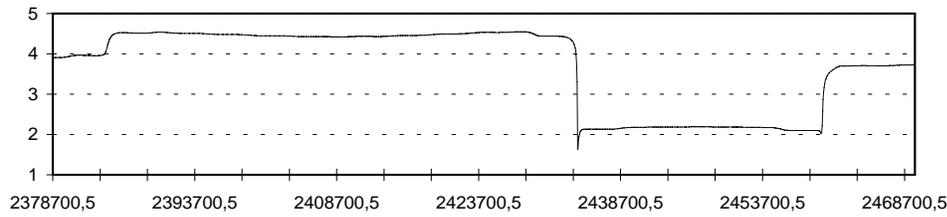
**Comète P/Bus  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



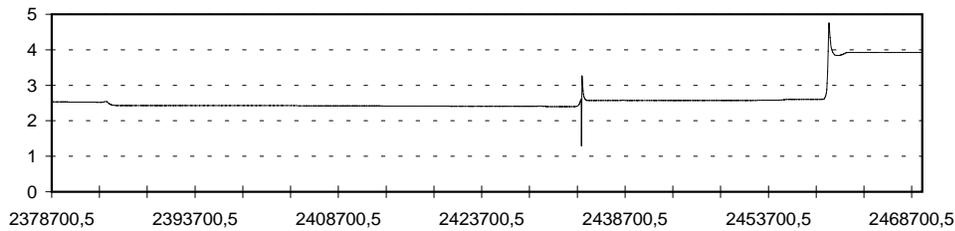
**Excentricité**



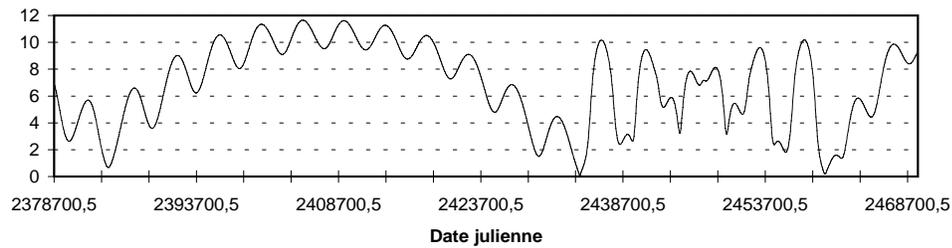
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

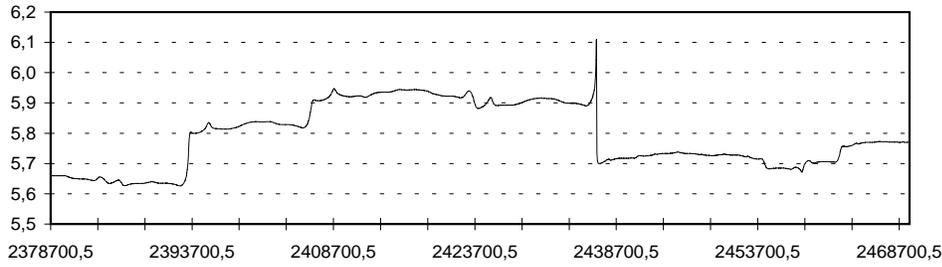


**Distance à Jupiter en ua**

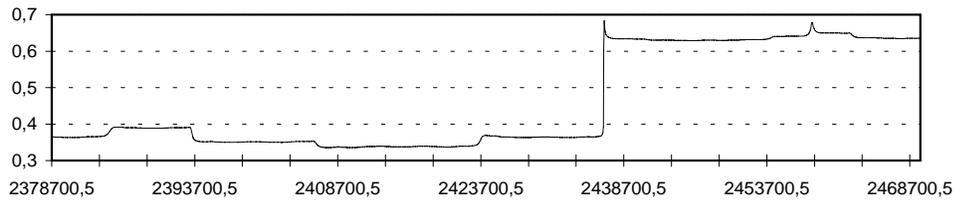


Date julienne

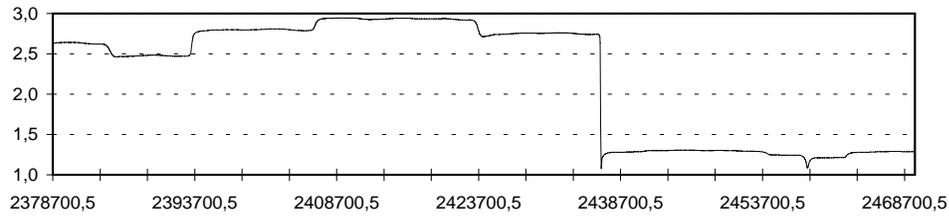
**Comète P/Churyumov-Gérasimenko  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



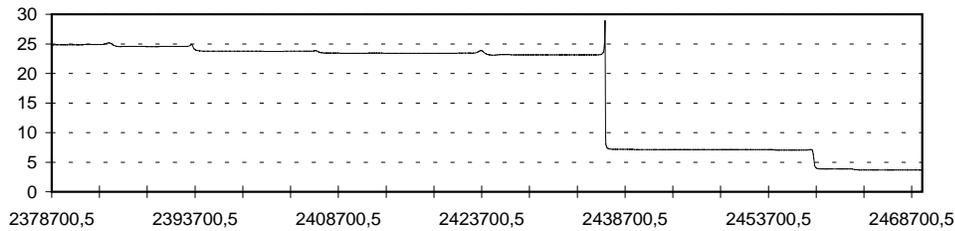
**Excentricité**



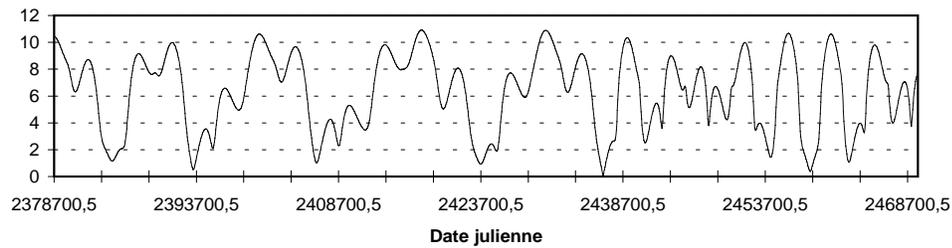
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

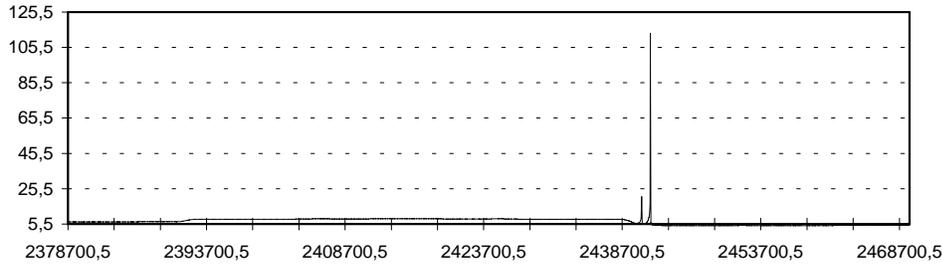


**Distance à Jupiter en ua**

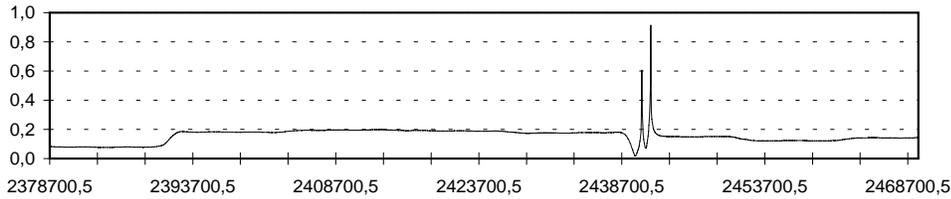


Date julienne

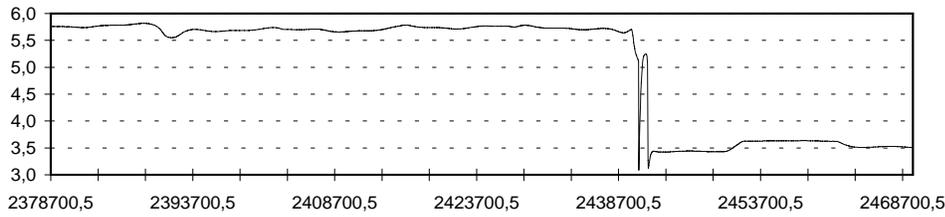
**Comète P/Gehrels 3  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



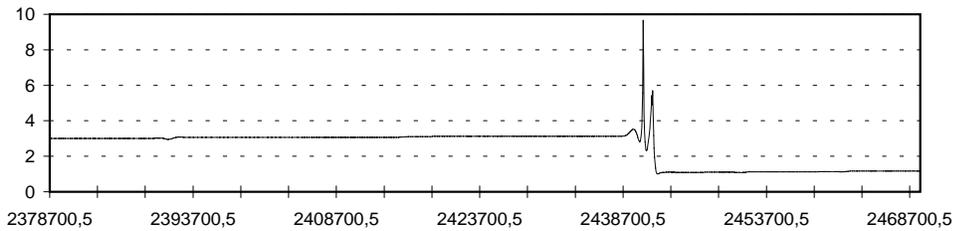
**Excentricité**



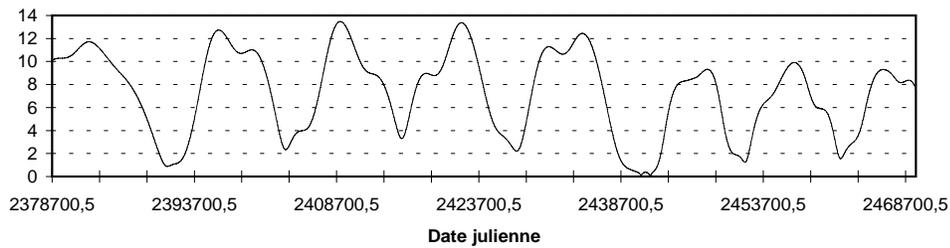
**Distance périhélie en ua**



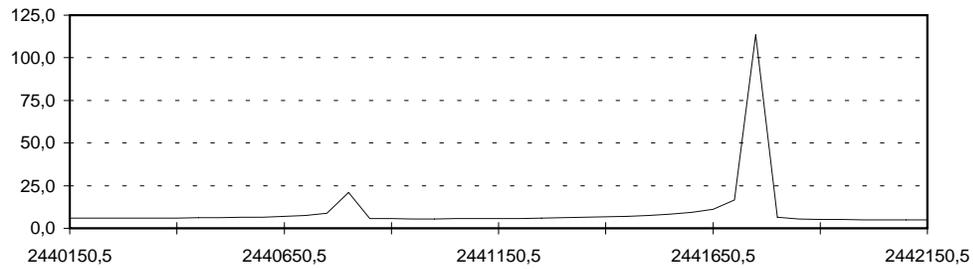
**Inclinaison en degré**



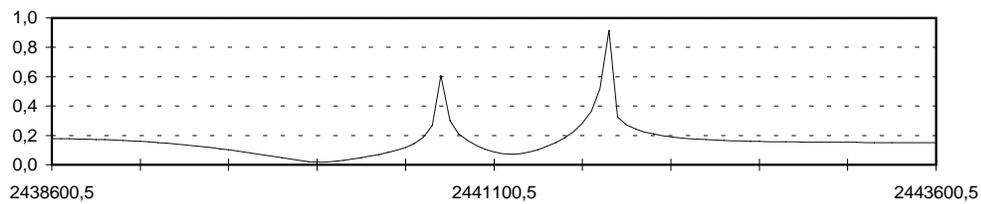
**Distance à Jupiter en ua**



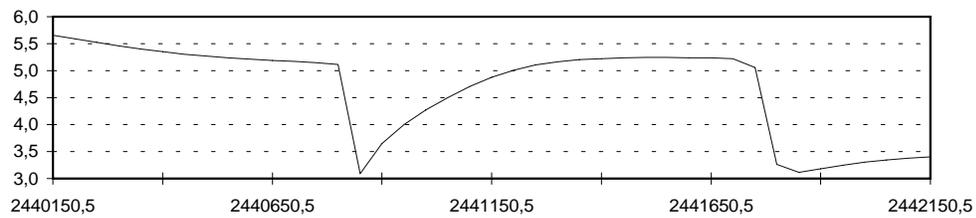
**Comète P/Gehrels 3**  
**Passages de 1970 et 1973**  
**Distance aphélie en ua**



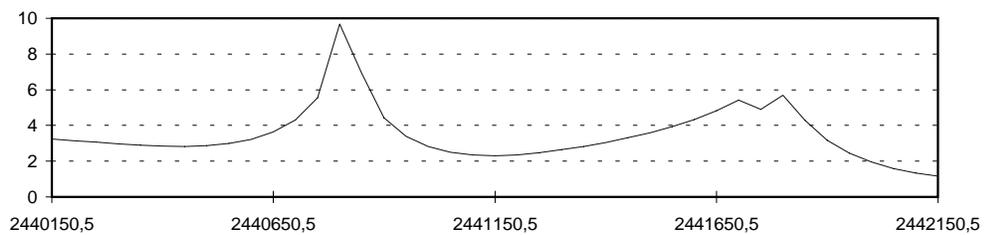
**Excentricité**



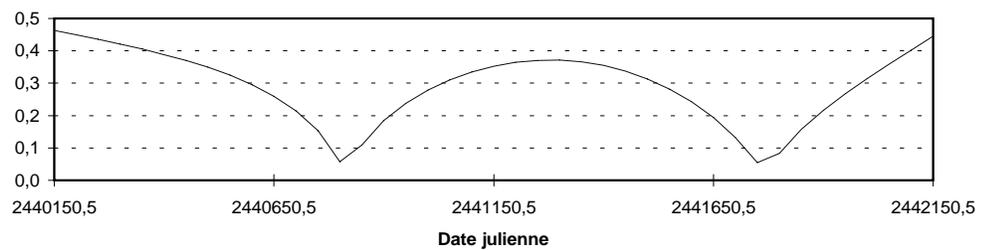
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

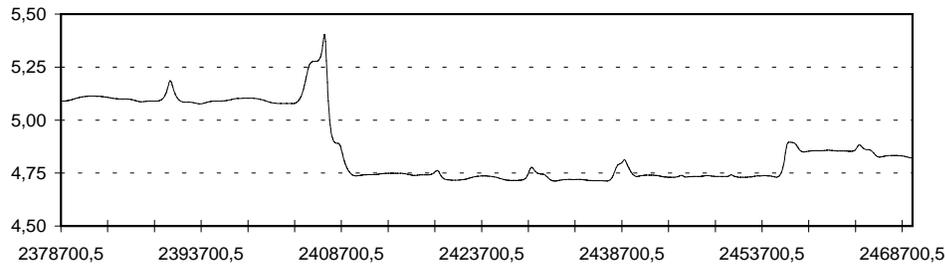


**Distance à Jupiter en ua**

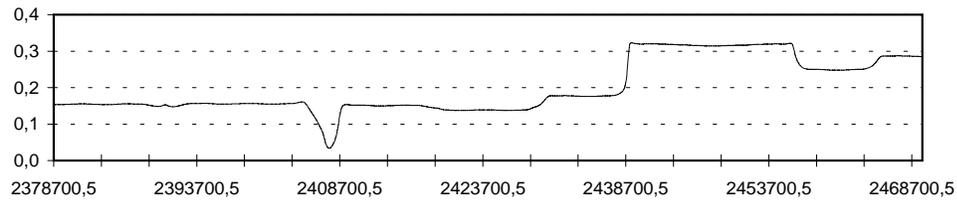


Date julienne

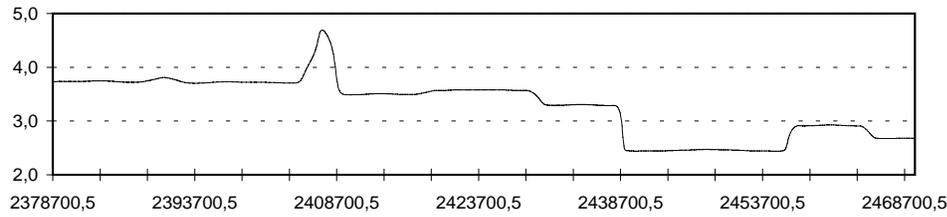
**Comète P/Gunn  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



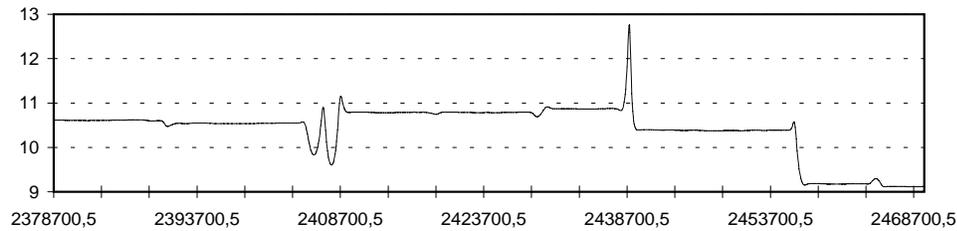
**Excentricité**



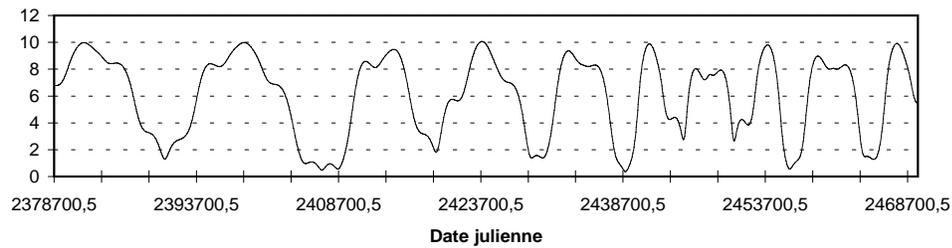
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

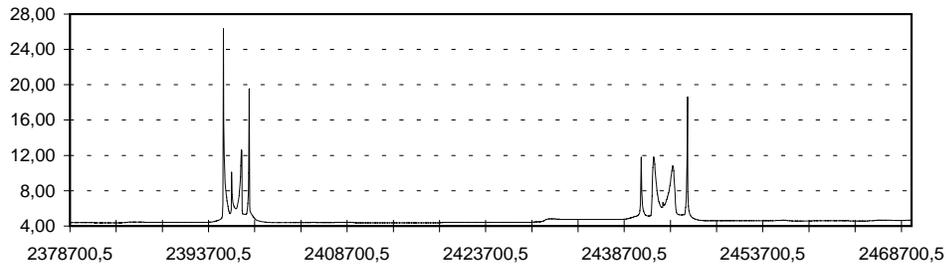


**Distance à Jupiter en ua**

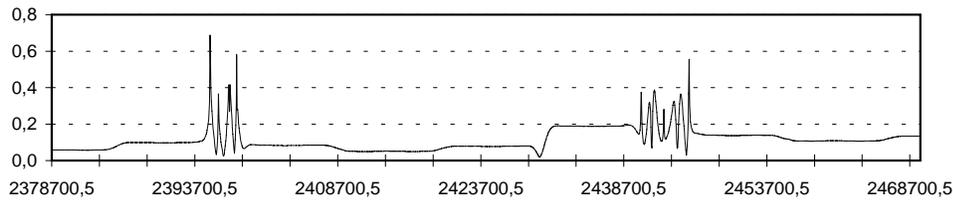


Date julienne

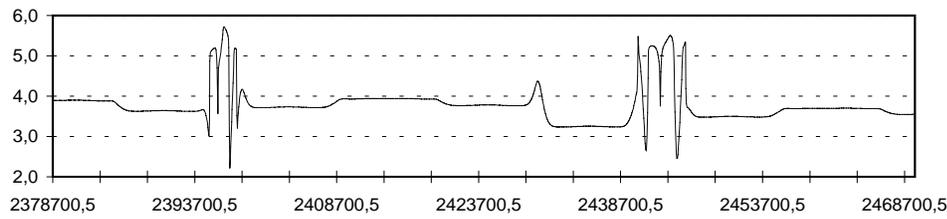
**Comète P/Helin-Roman-Crockett  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



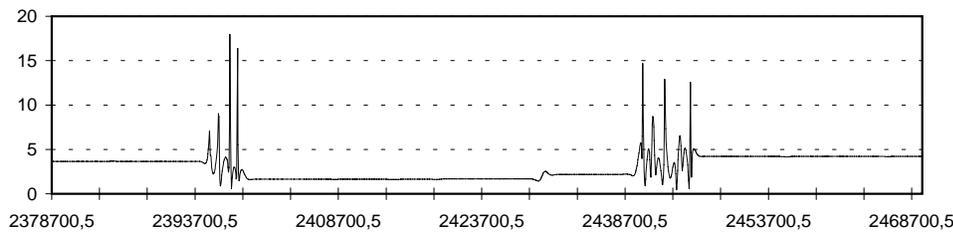
**Excentricité**



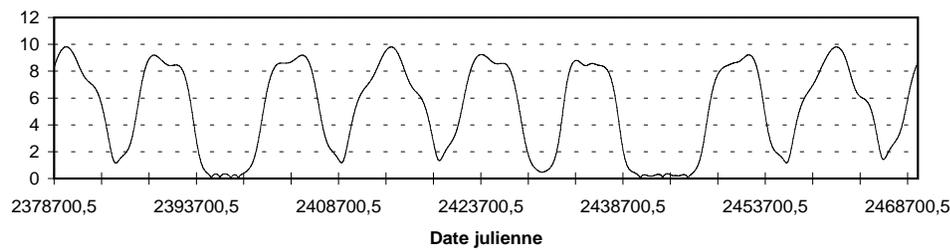
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

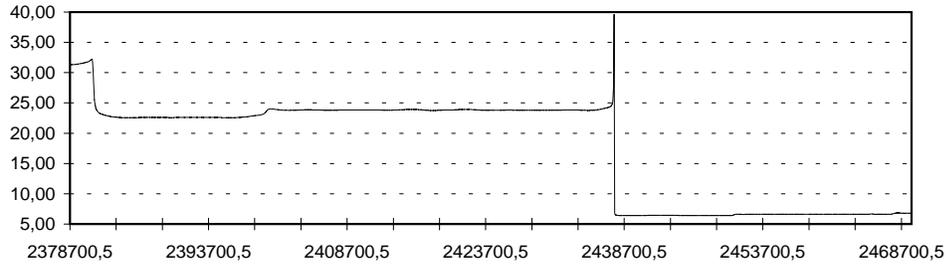


**Distance à Jupiter en ua**

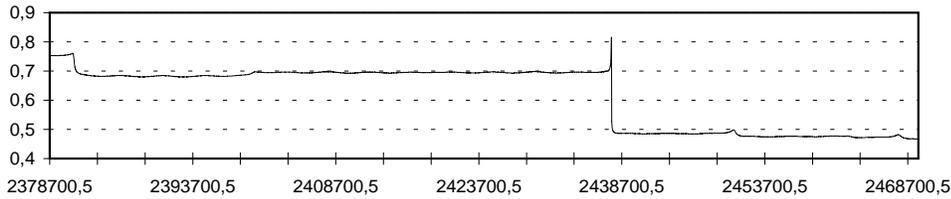


Date julienne

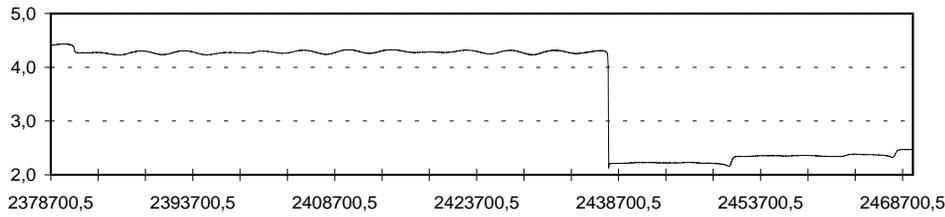
**Comète P/Kearns-Kwee  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



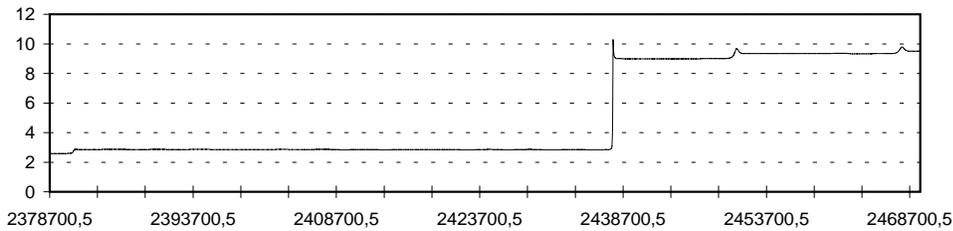
**Excentricité**



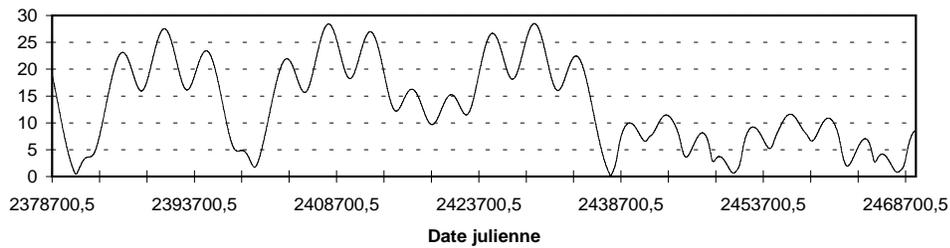
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

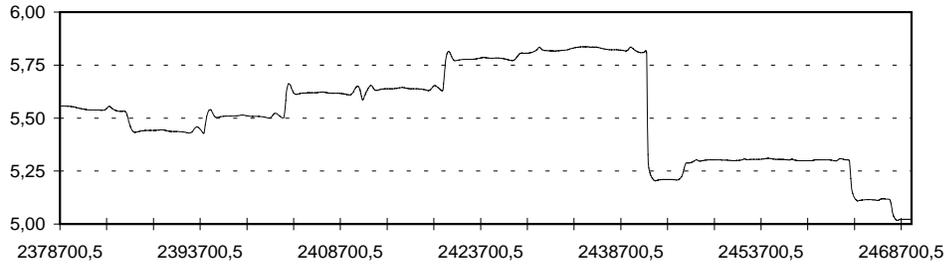


**Distance à Jupiter en ua**

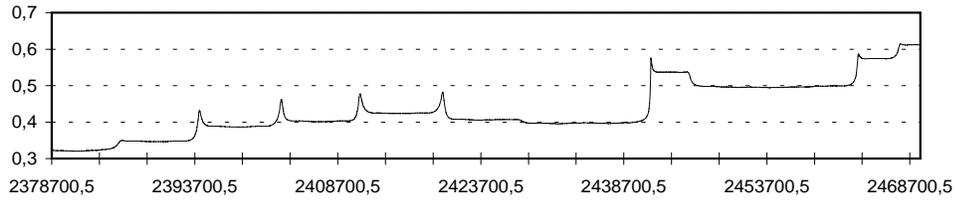


Date julienne

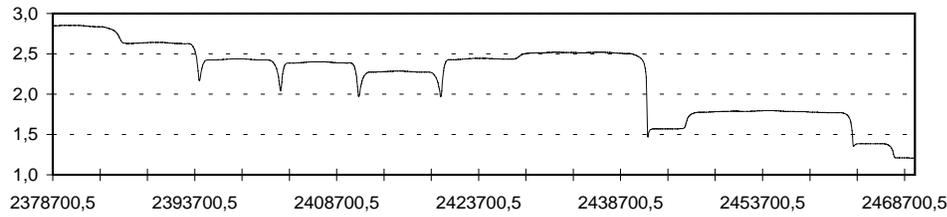
**Comète P/Kohoutek  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



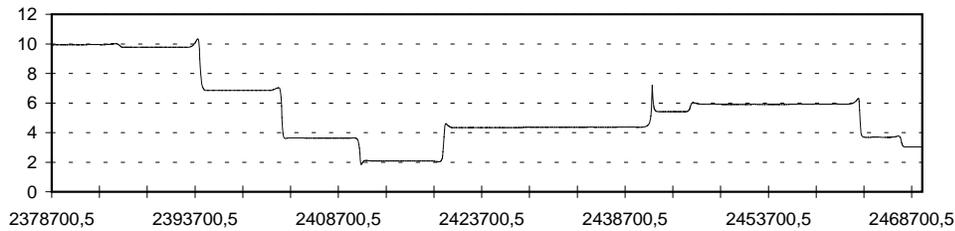
**Excentricité**



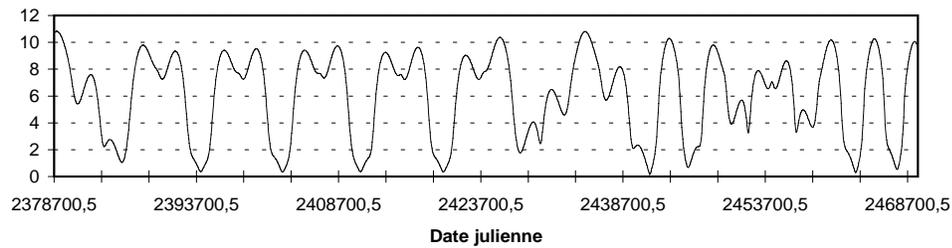
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

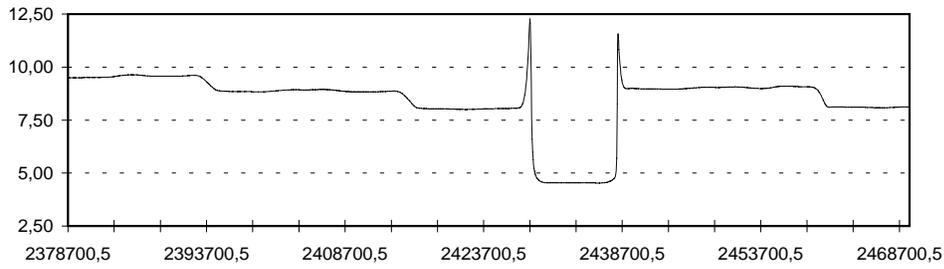


**Distance à Jupiter en ua**

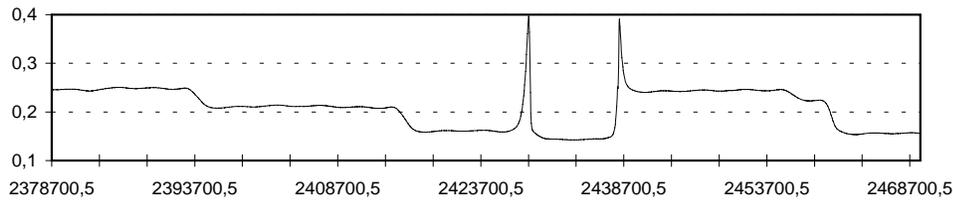


Date julienne

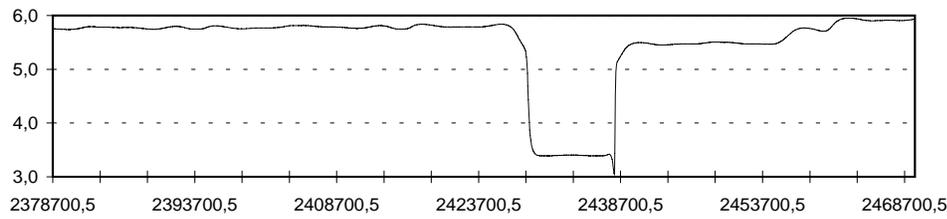
**Comète P/Oterma  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



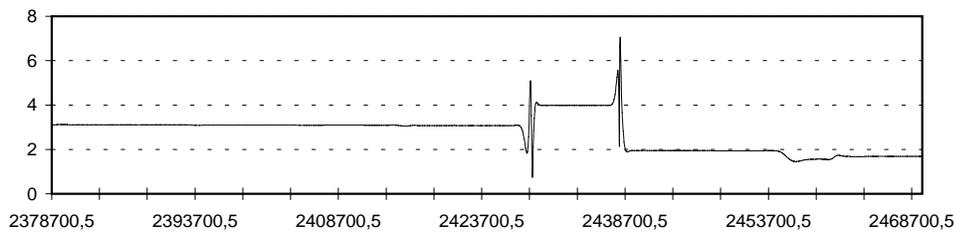
**Excentricité**



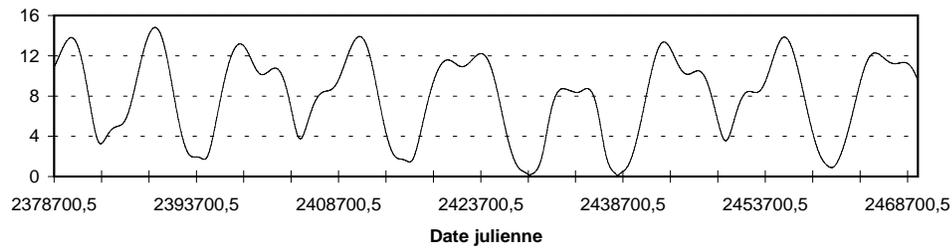
**Distance périhélie en ua**



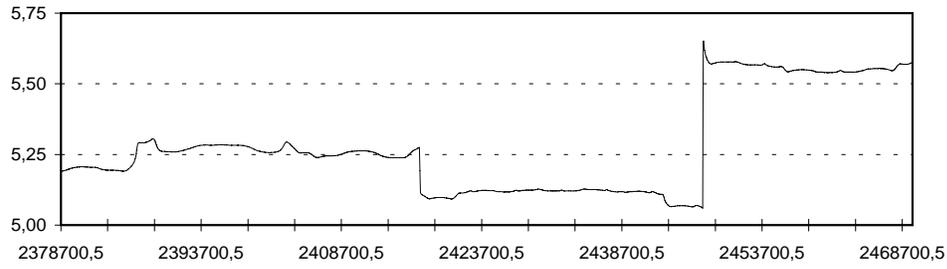
**Inclinaison en degré**



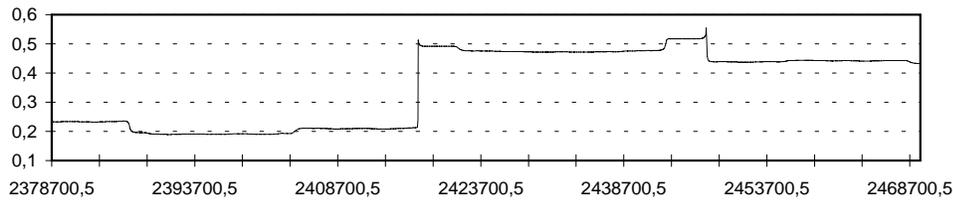
**Distance à Jupiter en ua**



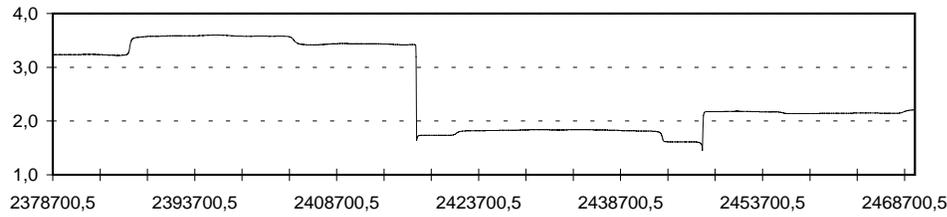
**Comète P/Russell 1  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



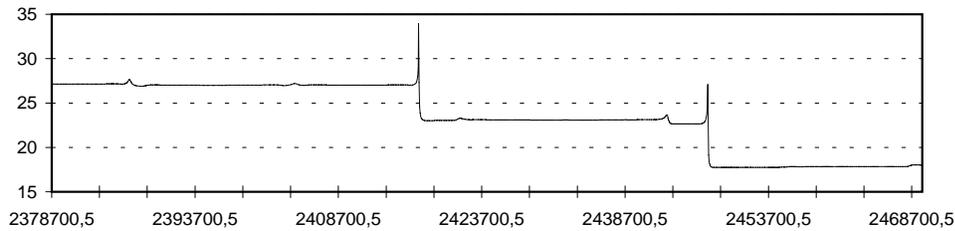
**Excentricité**



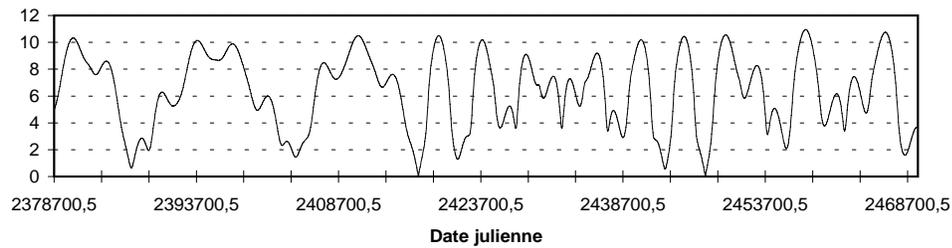
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

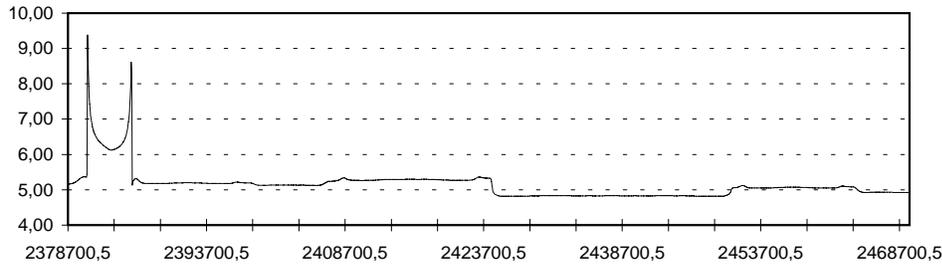


**Distance à Jupiter en ua**

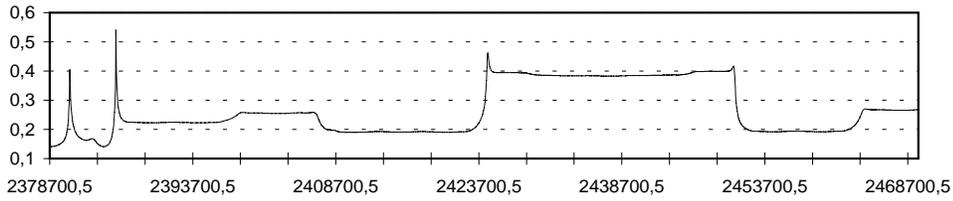


Date julienne

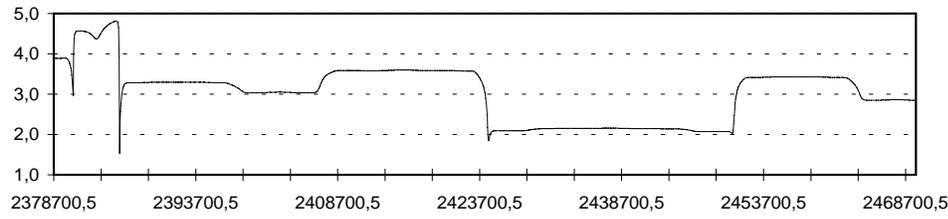
**Comète P/Schwassmann-Wachmann 2**  
**de 1800 à 2050**  
**Distance aphélie en ua**



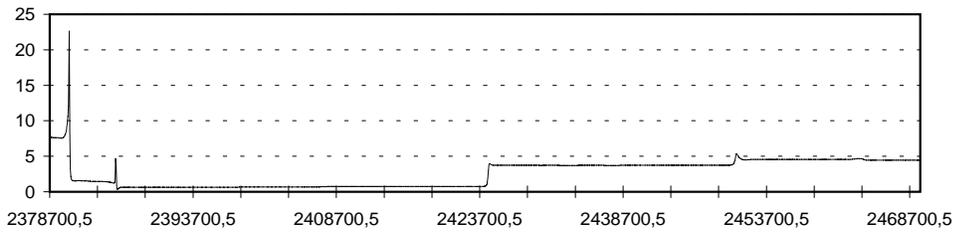
**Excentricité**



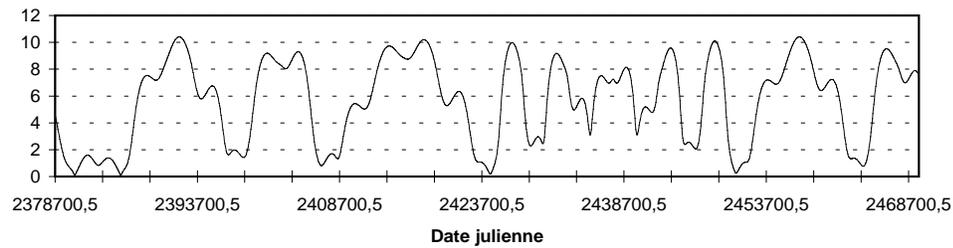
**Distance périhélie en ua**



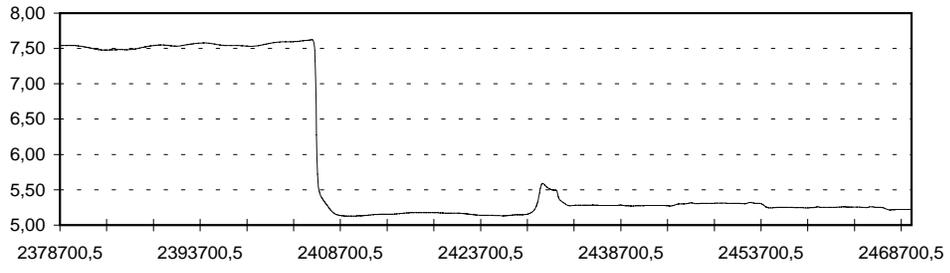
**Inclinaison en degré**



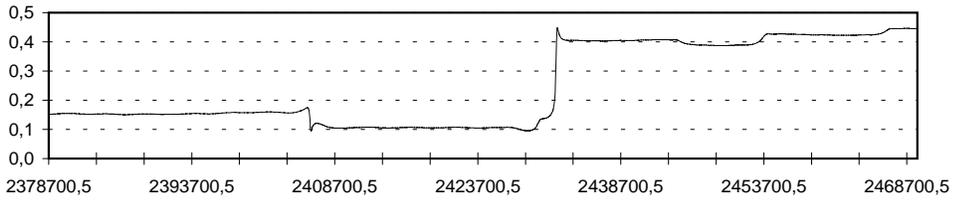
**Distance à Jupiter en ua**



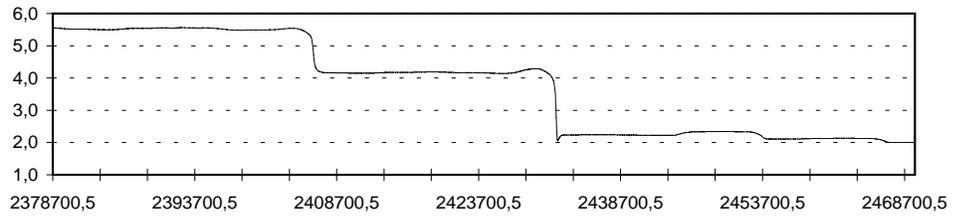
**Comète P/Shajn-Schaldach  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



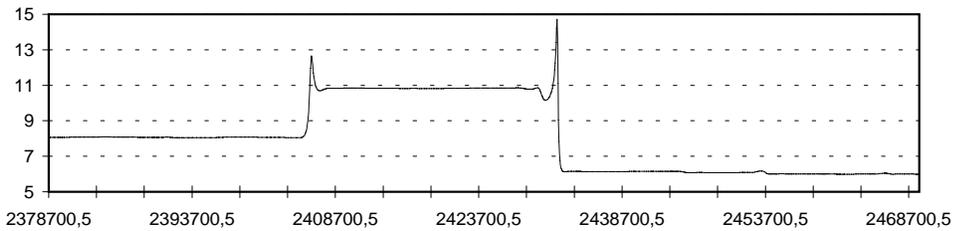
**Excentricité**



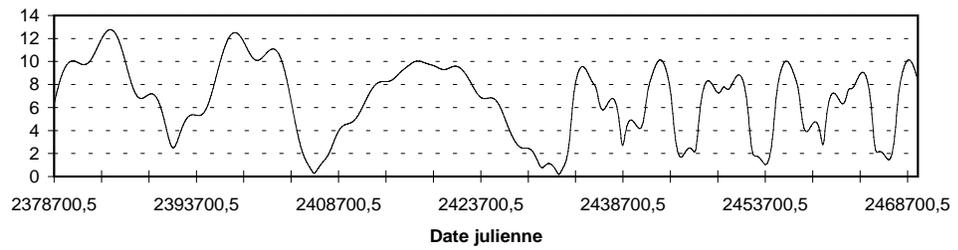
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

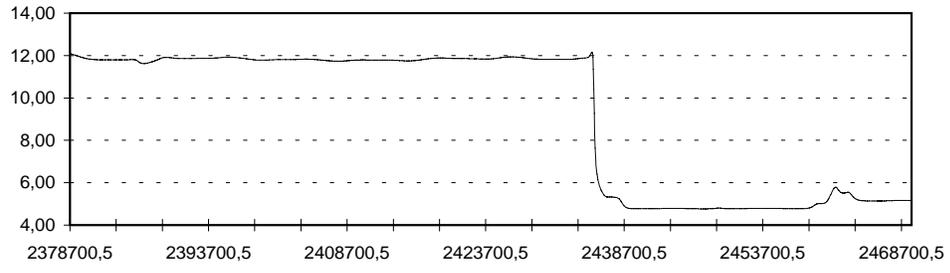


**Distance à Jupiter en ua**

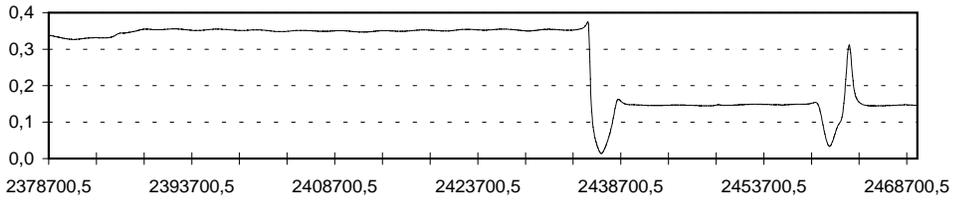


Date julienne

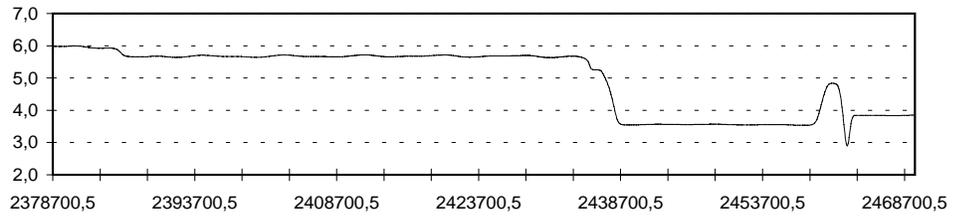
**Comète P/Smirnova-Chernykh  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



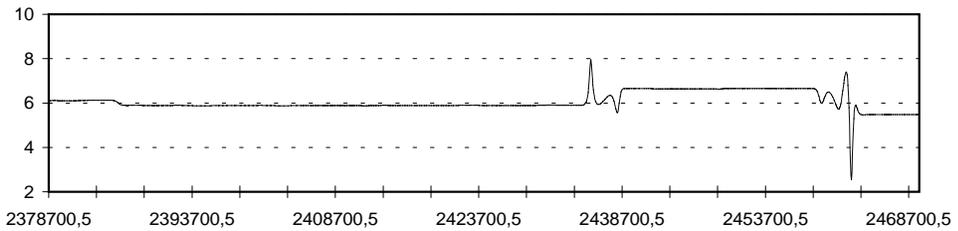
**Excentricité**



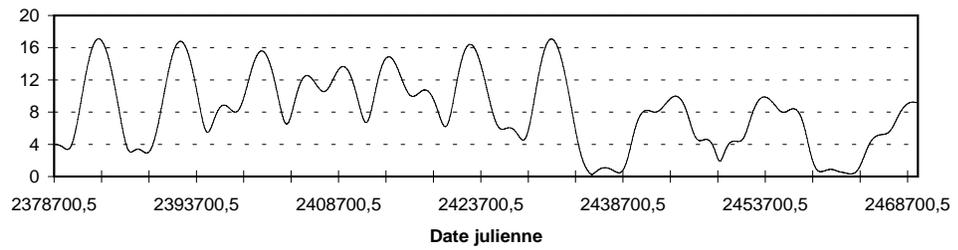
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

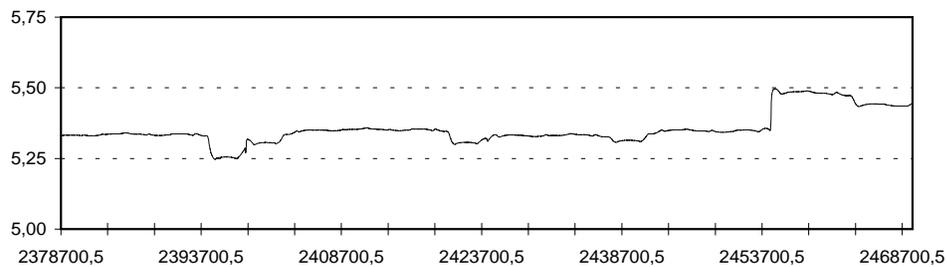


**Distance à Jupiter en ua**

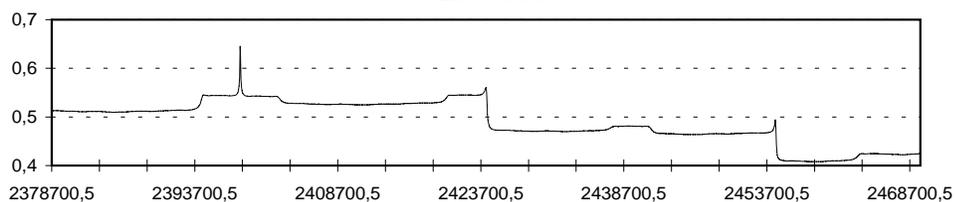


Date julienne

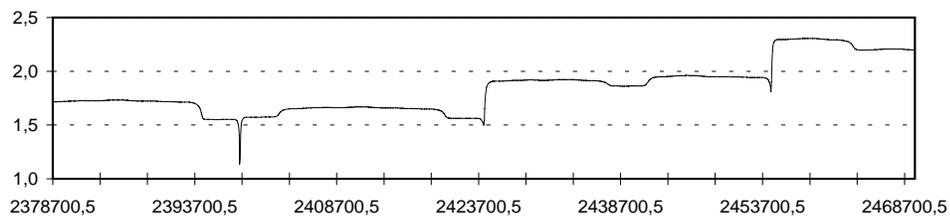
**Comète P/Taylor  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



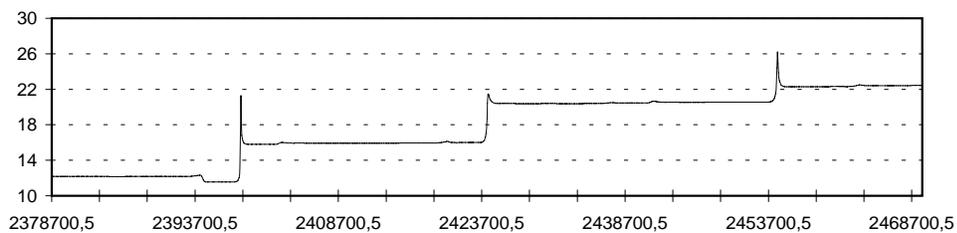
**Excentricité**



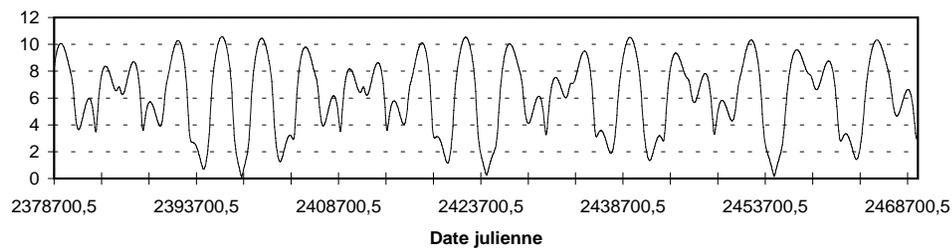
**Distance périhélie en ua**



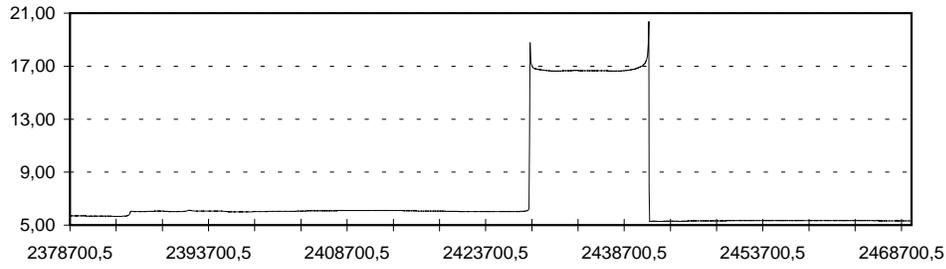
**Inclinaison en degré**



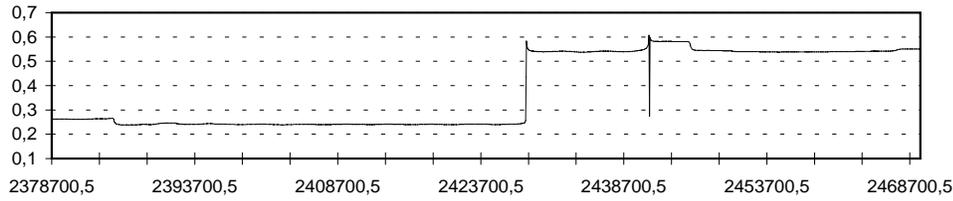
**Distance à Jupiter en ua**



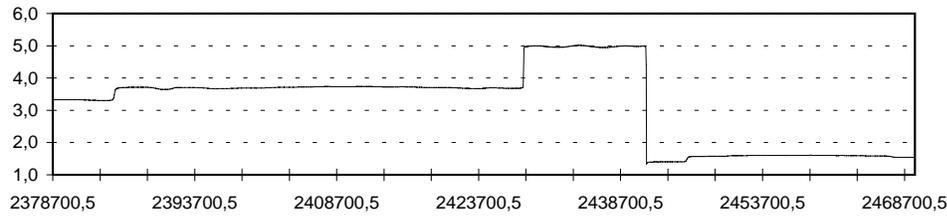
**Comète P/West-Kohoutek-Ikemura  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



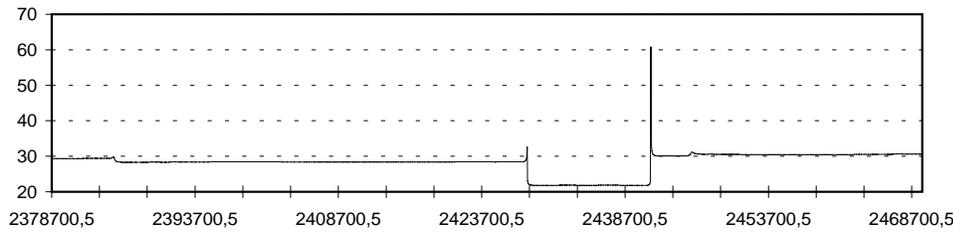
**Excentricité**



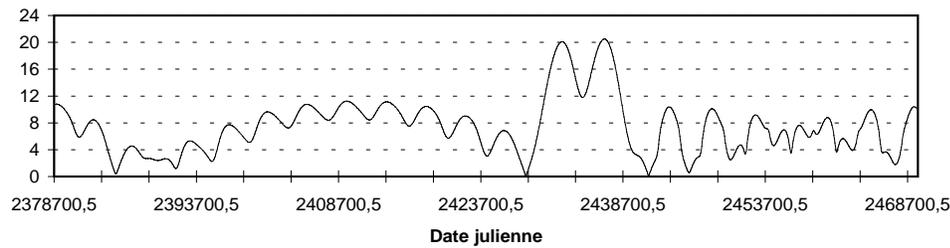
**Distance périhélie en ua**



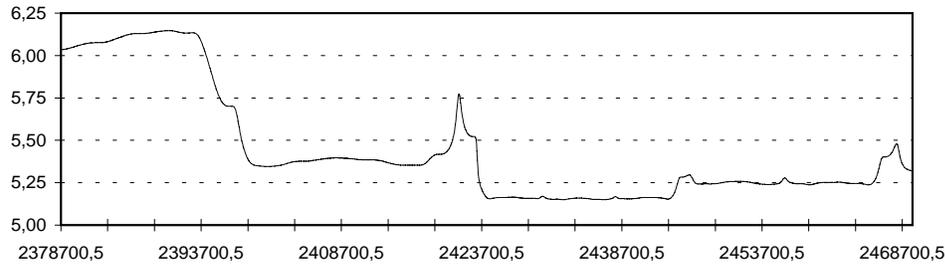
**Inclinaison en degré**



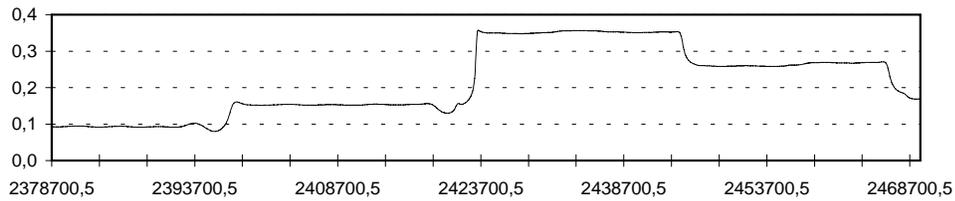
**Distance à Jupiter en ua**



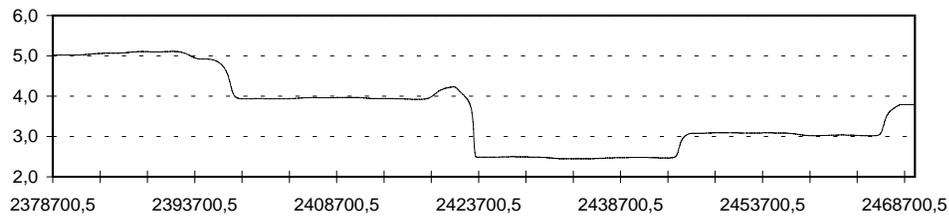
**Comète P/Whipple  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



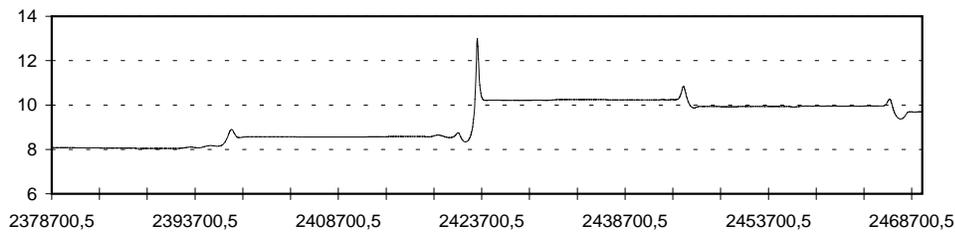
**Excentricité**



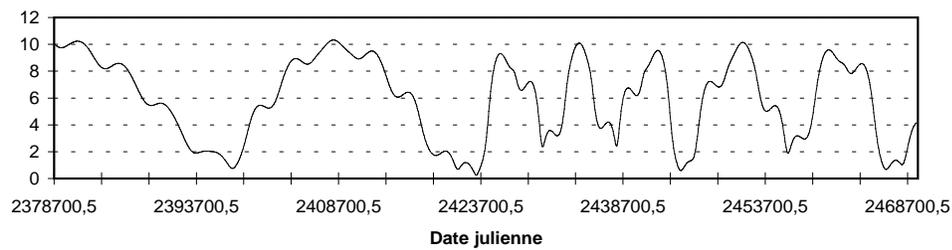
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**

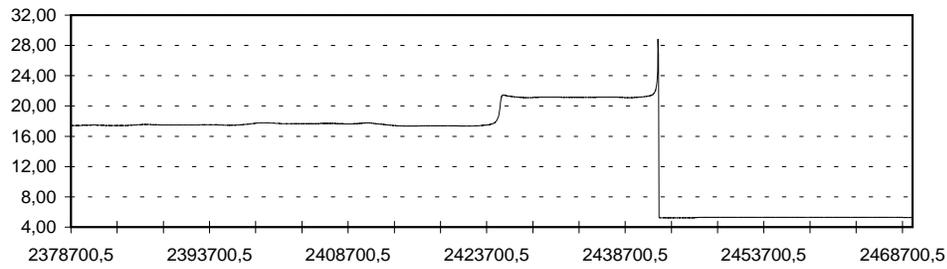


**Distance à Jupiter en ua**

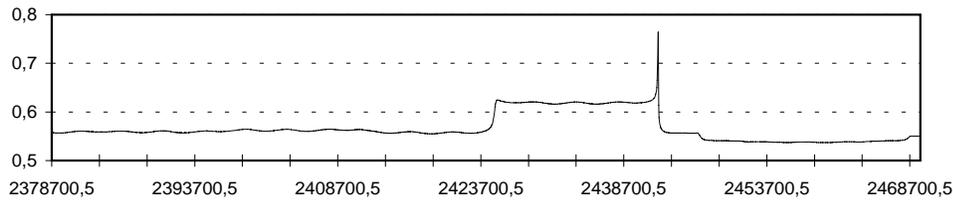


Date julienne

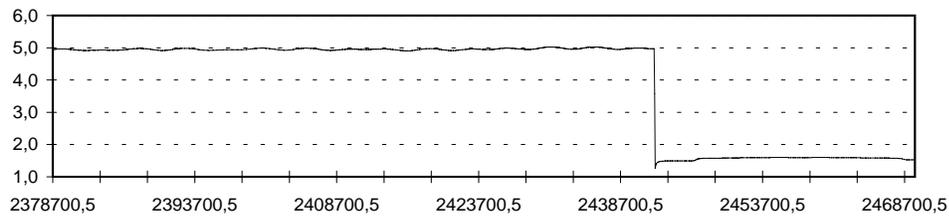
**Comète P/Wild 2  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



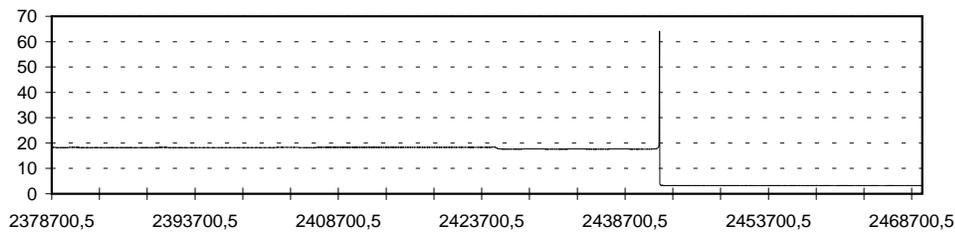
**Excentricité**



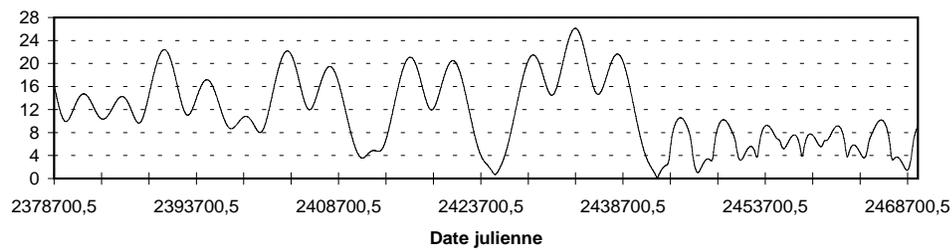
**Distance périhélie en ua**



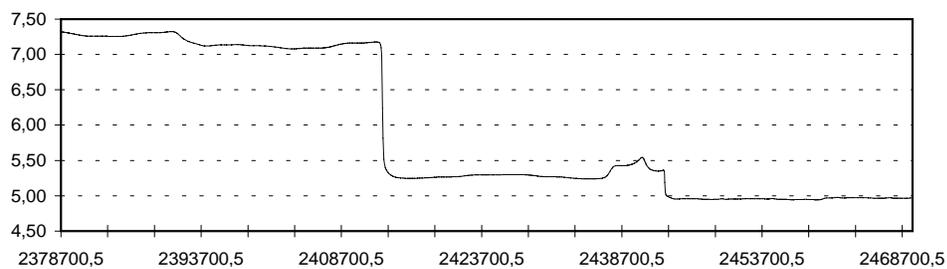
**Inclinaison en degré**



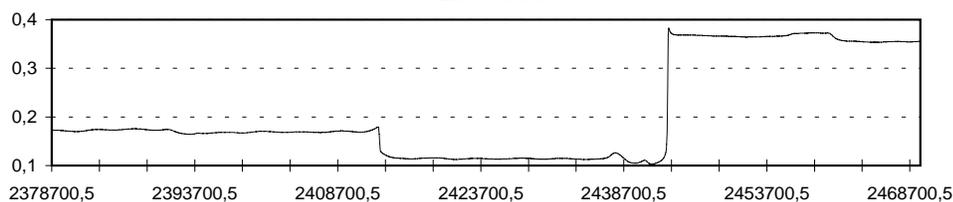
**Distance à Jupiter en ua**



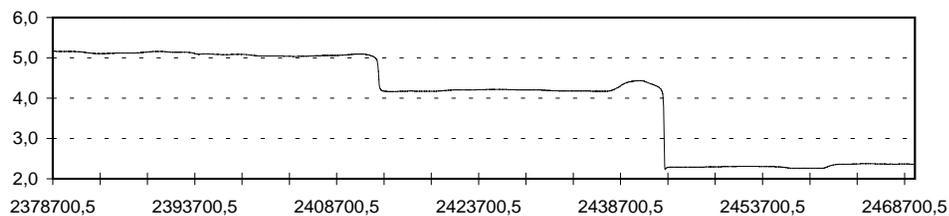
**Comète P/Wild 3  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



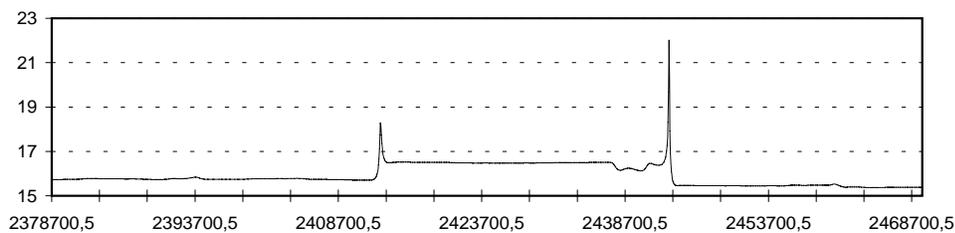
**Excentricité**



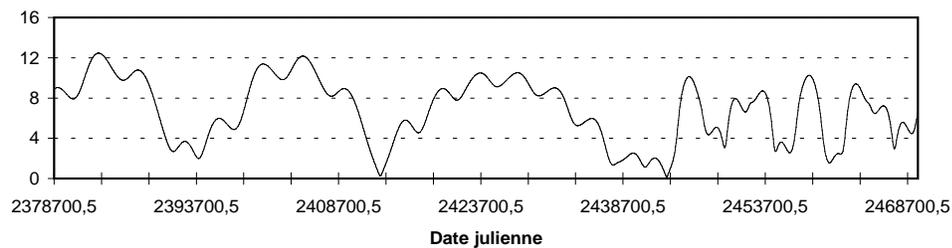
**Distance périhélie en ua**



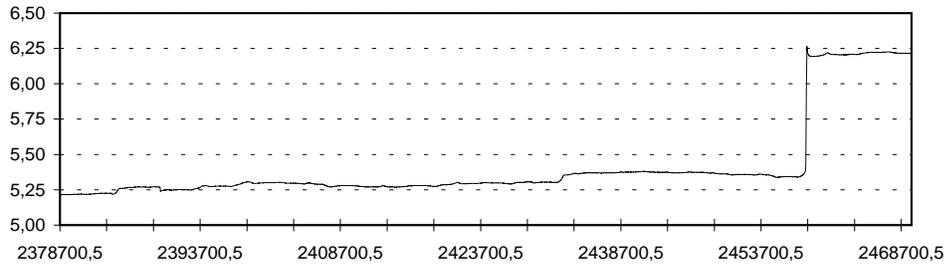
**Inclinaison en degré**



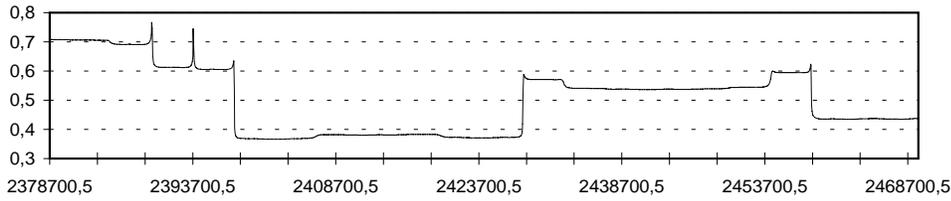
**Distance à Jupiter en ua**



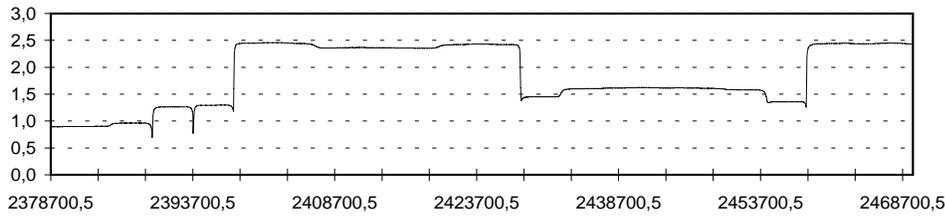
**Comète P/Wolf-Harrington  
de 1800 à 2050  
Distance aphélie en ua**



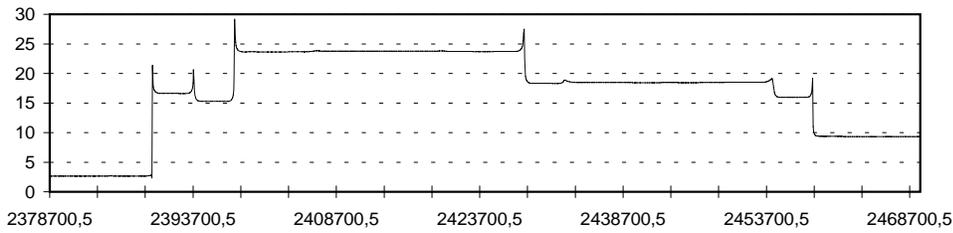
**Excentricité**



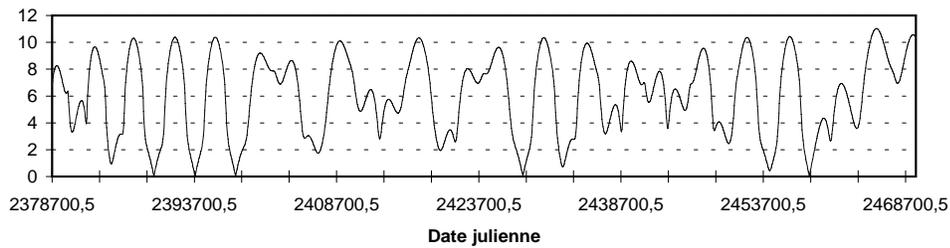
**Distance périhélie en ua**



**Inclinaison en degré**



**Distance à Jupiter en ua**



## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- d'Alembert, ., 1773, *Sur quelques points d'astronomie physique*, Opuscles Mathématiques, tome VI.
- Alexander, S., 1850, *The Astronomical Journal*, **1**, 147-150.
- Alexander, S., 1851, *The Astronomical Journal*, **1**, 181-184.
- Bailey, M.E., Stagg, C.R., 1990, *Icarus*, **86**, 2-8.
- Bailey, M.E., 1992, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **54**, 49-61.
- Bailey, M.E., Chambers, J.E., Hahn, G., 1992 a, *Astronomy and Astrophysics*, **257**, 315-322.
- Bailey, M.E., Chambers, J.E., Hahn, G., 1992 b, *Sky and Telescope*, janvier, 5.
- Beatty, J.K., Goldman, S.J., 1994, *Sky and Telescope*, octobre, 18-23.
- Belyaev, N.A., Kresak, L., Pittich, E.M., Pushkarev, A.N., 1986, *Catalog of Short-Period Comets*, A.I.S.A.S., Bratislava.
- Benest, D., 1990, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **47**, 361-374.
- Benest, D., Gonczi, R., Maury, A., 1993, *Astronomy and Astrophysics*, **271**, 621-629.
- Benner, L.A.M., Mac Kinnon, W.B., 1995, *Icarus*, **118**, 155-168.
- Borrelly, A., 1910, *Bulletin Astronomique*, **27**, 378-386.
- Bredichin, T., 1889, *Annales de l'Observatoire de Moscou*, **2**, 1-17.
- Brahic, A., 1993, *Les comètes*, Collection Que sais-je, Presses Universitaires de France.
- Bobrovnikoff, N.T., 1929, *Bulletin de l'Observatoire de Lick*, **14**, 28-37.
- Bobrovnikoff, N.T., 1931, *Publication Astronomique de la Société du Pacifique*, **43**, 324-333.
- Bulirsch, R., Stoer, J., 1966, *Numerical Mathematics*, **8**, 1-13.
- Callandreau, O., 1892, *Annales de l'Observatoire de Paris*, **22**, D1.
- Callandreau, O., 1903, *Bulletin Astronomique*, **20**, 409-416.
- Carusi, A., Kresak, L., Perrozi, E., Valsecchi, G.B., 1985 a, *Long-term evolution of short-period comets*, Adam Hilger Ltd. Publish., Bristol, U.K.
- Carusi, A., Kresak, L., Perrozi, E., Valsecchi, G.B., 1985 b, *Dynamics of comets: Their Origin and Evolution*, A. Carusi et G.B. Valsecchi (éditeurs), 319-340.

- Carusi, A., Kresak, L., Perrozi, E., Valsecchi, G.B., 1988, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **43**, 319-322.
- Carusi, A., Kresak, L., Valsecchi, G.B., 1981, *Astronomy and Astrophysics*, **99**, 262-269.
- Carusi, A., Kresak, L., Valsecchi, G.B., 1997, *Long-term evolution of short-period comets*, <http://titan.ias.fra.cnr.it/ias-home/comet/catalog.html>.
- Carusi, A., Valsecchi, G.B., 1985, *Dynamics of comets: Their Origin and Evolution*, A. Carusi et G.B. Valsecchi (éditeurs), 261-278.
- Carusi, A., Valsecchi, G.B., 1992, *Proceedings of the IAU Symposium 152 "Chaos, Resonance and Collective Dynamical Phenomena in the Solar System"*, 255-268.
- Carusi, A., Valsecchi, G.B., Greenberg, R., 1990, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **49**, 111-131.
- Chambers, J.E., 1995, *Icarus*, **114**, 372-386.
- Ciel et Espace, 1996, *Comètes: les archives du ciel*, numéro spécial juillet-août.
- Cohen, C.J., Hubbard, E.C., 1965, *The Astronomical Journal*, **70** (1), 10-13.
- Crovisier, J., Encrenaz, T., 1995, *Les comètes*, CNRS Éditions, Belin.
- Davies, J.K., 1985, *Sky and Telescope*, octobre, 317-318.
- Delsemme, A.H., 1973, *Astronomy and Astrophysics*, **29**, 377-381.
- Delsemme, A.H., 1986, *The Galaxy and the Solar System*, The University Press, 173-203.
- Dormand, J.R., Woolfson, M.M., 1980, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **193**, 171-174.
- Duncan, M.J., Quinn, T., Tremaine, S., 1989, *Icarus*, **82**, 402-418.
- Duncan, M.J., Levison, H.F., Budd, S.M., 1995, *The Astronomical Journal*, **110** (6), 3073-3081.
- Dyson, F.J., 1992, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, **33**, 45-57.
- Edelman, C., 1991, *Astronomy and Astrophysics*, **244**, 228-235.
- Everhart, E., 1972, *Astrophysical Letters*, **10**, 131-135.
- Everhart, E., 1977, *Comets, Asteroids, Meteorites*, A.H. Delsemme (éditeur), Toledo, USA, 99-104.
- Fernandez, J.A., 1980, *Icarus*, **42**, 406-421.
- Fernandez, J.A., 1992, *Proceedings of the IAU Symposium 152 "Chaos, Resonance and Collective Dynamical Phenomena in the Solar System"*, 239-254.
- Francou, G., Bergeal, L., Chapront, J., Morando, B., 1983, *Astronomy and Astrophysics*, **128**, 124-139.

- Froeschlé, C., Rickman, H., 1980, *Astronomy and Astrophysics*, **82**, 183-194.
- Gladman, B., Duncan, M., 1990, *The Astronomical Journal*, **100** (5), 1680-1693.
- Gomes, R.S., 1989, *Icarus*, **80**, 334-343.
- Hahn, G., Rickman, H., 1985, *Icarus*, **61**, 417-442.
- Harrington, R.S., 1988, *The Astronomical Journal*, **96** (4), 1476-1478.
- Harrington, R.S., van Flandern, T.C., 1979, *Icarus*, **39**, 131-136.
- Hartmann, W.K., Tholen, D.J., Cruikshank, D.P., 1987, *Icarus*, **69**, 33-50.
- Heisler, J., Tremaine, S., Alcock, C., 1987, *Icarus*, **70**, 269-288.
- Holman, M.J., Wisdom, J., 1993, *The Astronomical Journal*, **105** (5), 1987-1999.
- Innanen, K.A., Mikkola, S., 1989, *The Astronomical Journal*, **97** (3), 900-908.
- Jackson, A.A., Killen, R.M., 1988, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **235**, 593-601.
- Joss, P.C., 1973, *Astronomy and Astrophysics*, **25**, 271-273.
- Kary, D.M., Dones, L., 1996, *Icarus*, **121**, 207-224.
- Kazimirchak-Polonskaya, E.I., 1967, *Soviet Astronomical and Astrophysical Journal*, **11**, 349-365.
- Kinoshita, H., Nakai, H., 1984, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **34**, 203-217.
- Kinoshita, H., Nakai, H., 1996, *Proceedings of the IAU Symposium 172 "Dynamics, Ephemerides and Astrometry of the Solar System"*, Paris, 3 – 8 juillet 1995, 61-70.
- Kresak, L., 1979, *Asteroids*, T. Gehrels (éditeur), University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 289-309.
- Kresak, L., 1982, *Sun and Planetary System*, W. Fricke et G. Teleki (éditeurs), Reidel, Dordrecht, Pays-Bas, 361-370.
- Laplace, P.S., 1878, *Traité de Mécanique Céleste*, Oeuvres Complètes, Éditions Gauthier-Villars, tome IV.
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., 1996, *Astronomy and Astrophysics*, **307**, 542-550.
- Levison, H.F., 1992, *Proceedings of the IAU Symposium 152 "Chaos, Resonance and Collective Dynamical Phenomena in the Solar System"*, 275-279.
- Levison, H.F., Duncan, M.J., 1994, *Icarus*, **108**, 18-36.
- Malhotra, R., 1995, *The Astronomical Journal*, **110** (1), 420-429.
- Malhotra, R., 1996, *The Astronomical Journal*, **111** (1), 504-516.

- Marsden, B.G., 1989, *The Astronomical Journal*, **98** (6), 2306-2321.
- Matese, J.J., Whitmire, D.P., 1986, *The Galaxy and the Solar System*, The University Press, 297-309.
- Mikkola, S., Innanen, K.A., 1992, *The Astronomical Journal*, **104** (4), 1641-1649.
- Morbidelli, A., Thomas, F., Moons, M., 1995, *Icarus*, **118** (2), 322-340.
- Neuhauser, R., Feitzinger, J.V., 1991, *Earth, Moon and Planets*, **54**, 193-202.
- Newton, H.G., 1893, *Mémoires Nationales de l'Académie des Sciences*, Washington, **6**, 7-23.
- Oikawa, S., Everhart, E., 1979, *The Astronomical Journal*, **84** (1), 134-139.
- Oort, J.H., 1950, *Bulletin Astronomique de l'Institut des Pays-Bas*, **11**, 91-110.
- Poincaré, H., 1892, *Méthodes nouvelles de la Mécanique Céleste*, Collection Bibliothèque Scientifique Albert Blanchard, Les grands classiques Gauthier-Villars.
- Quinn, T., Tremaine, S., Duncan, M., 1990, *The Astrophysical Journal*, **355**, 667-679.
- Rickman, H., 1988, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **43**, 413-416.
- Rickman, H., 1991, *Interrelations between physics and dynamics for minor bodies in the Solar System*, Goutelas, 199-263.
- Rickman, H., 1992, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **54**, 63-69.
- Seidelmann, P.K., 1971, *The Astronomical Journal*, **76** (8), 740-742.
- Seidelmann, P.K., Harrington, P.K., 1988, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **43**, 55-68.
- Seidelmann, P.K., Williams, C.A., 1988, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **43**, 409-412.
- Sekanina, Z., Chodas, P.W., Yeomans, D.K., 1994, *Astronomy and Astrophysics*, **289**, 607-636.
- Steel, D.I., Asher, D.J., 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **281**, 937-944.
- Stellmacher, I., 1981, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **23**, 145-158.
- Stern, S.A., 1991, *Icarus*, **90**, 271-281.
- Tancredi, G., Lindgren, M., Rickman, H., 1990, *Astronomy and Astrophysics*, **239**, 375-380.
- Tancredi, G., Rickman, H., 1992, *Proceedings of the IAU Symposium 152 "Chaos, Resonance and Collective Dynamical Phenomena in the Solar System"*, 269-274.
- Thomas, F., Morbidelli, A. 1996, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **64**, 209-229.

- Tisserand, F., 1889, *Bulletin Astronomique*, **6**, 15-26.
- Tomanov, V.P., 1980, *Soviet Astronomy*, **24** (4), 469-473.
- Tomanov, V.P., 1983, *Soviet Astronomy*, **27** (1), 96-97.
- Vaghi, S., 1973, *Astronomy and Astrophysics*, **29**, 85-91.
- Valsecchi, G.B., Manara, A., 1996, *Astronomy and Astrophysics*, , -.
- Valsecchi, G.B., Morbidelli, A., Gonczi, R., Farinella, P., Froeschlé, Ch., Froeschlé, Cl., 1995, *Icarus*, **118**, 169-180.
- Valtonen, M.J., Zheng, J.Q., Mikkola, S., 1992, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **54**, 37-47.
- Verdet, J.P., 1990, *Une histoire de l'astronomie*, Éditions du Seuil.
- Vsekhsvyatskii, S.K., Guliev, A.S., 1981, *Soviet Astronomy*, **25** (3), 358-360.
- Weissman, P.R., 1983, *Icarus*, **55**, 448-454.
- Weissman, P.R., 1993, *Sky and Telescope*, janvier, 26-29.
- Yabushita, S., 1992, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, **54**, 161-178.
- Yau, K., Yeomans, D., Weissman, P., 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **266**, 305-316.
- Ziolkowski, K., 1994, *Acta Astronomica*, **44**, 213-221.

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>Chapitre 1: Légendes et faits réels</b> . . . . .	<b>5</b>
1. Les comètes dans l'histoire . . . . .	6
2. Un cas particulier: la comète de Halley . . . . .	8
3. Comètes et fragmentation . . . . .	9
4. Comètes et météorites . . . . .	10
<b>Chapitre 2: Étude dynamique antérieure des comètes</b> . . . . .	<b>13</b>
1. Travaux des siècles précédents . . . . .	14
1.1. Tycho Brahé . . . . .	14
1.2. Edmond Halley et Isaac Newton . . . . .	14
1.3. d'Alembert . . . . .	16
1.4. Laplace, Le Verrier et la comète Lexell . . . . .	16
1.5. Le XIX <sup>e</sup> siècle . . . . .	17
2. Travaux actuels . . . . .	20
3. Un cas particulier: la méthode d'Öpik . . . . .	22
<b>Chapitre 3: Description théorique de mon étude</b> . . . . .	<b>28</b>
1. Notations . . . . .	31
2. Exposé de la méthode . . . . .	32
2.1. Conservation du plan orbital de la comète . . . . .	34
2.2. Critère de Tisserand . . . . .	37
2.3. Mise en équations du problème . . . . .	39
2.4. Recherche des éléments des orbites $O_1$ et $O_2$ . . . . .	40
3. Encadrement de la distance de rencontre . . . . .	43
3.1. Premier cas: $a > 0$ . . . . .	43
3.2. Deuxième cas: $a < 0$ . . . . .	45
3.2.1. Encadrement de $r$ . . . . .	45
3.2.2. Étude des conditions particulières (3) . . . . .	47
3.3. Étude du cas où l'excentricité est égale à 1 . . . . .	50
3.3.1. Étude similaire pour une orbite parabolique . . . . .	50
3.3.2. Autre type de raisonnement . . . . .	51
3.3.2. Cas d'une orbite rectilinéaire . . . . .	52
4. Encadrement de la solution de l'équation fondamentale . . . . .	53
4.1. Étude des différentes valeurs de cette solution . . . . .	53
4.2. Application: étude du cas particulier $\delta_1 = 0$ . . . . .	55

5. Signe de $\cos I_1$ . . . . .	58
5.1. Étude particulière . . . . .	58
5.1.1. L'orbite initiale est parabolique . . . . .	58
5.1.2. L'orbite initiale est hyperbolique . . . . .	59
5.1.3. L'orbite initiale est elliptique . . . . .	60
5.2. Étude générale du signe de $\cos I_1$ . . . . .	63
5.2.1. Rencontre avec conservation du point périhélie . . . . .	64
5.2.2. Rencontre avec conservation du point aphélie . . . . .	65
5.2.3. Rencontre avec échange périhélie-aphélie . . . . .	65
5.2.4. Rencontre avec échange aphélie-périhélie . . . . .	66
6. Encadrement de $I_1$ si les orbites $O_1$ et $O_2$ sont directes . . . . .	67
6.1. Encadrement de $X$ . . . . .	67
6.2. Encadrement général de $\cos I_1$ . . . . .	68
6.3. L'orbite initiale est parabolique . . . . .	69
6.4. L'orbite initiale est hyperbolique . . . . .	69
6.5. L'orbite initiale est elliptique . . . . .	70
7. Encadrement de $I_1$ si l'orbite $O_2$ est rétrograde . . . . .	71
7.1. Limite supérieure de $X$ . . . . .	71
7.2. Limite supérieure de $\cos I_1$ . . . . .	72
7.3. L'orbite initiale est parabolique . . . . .	72
7.4. L'orbite initiale est hyperbolique . . . . .	73
7.5. L'orbite initiale est elliptique . . . . .	73
<b>Chapitre 4: Résultats numériques . . . . .</b>	<b>76</b>
1. Remarques préliminaires . . . . .	77
2. Comètes capturées en une seule rencontre . . . . .	81
2.1. Comètes quasi-paraboliques . . . . .	82
2.2. Comètes hyperboliques . . . . .	82
2.3. Comètes au-delà de 100 ua . . . . .	84
3. Comètes soumises à plusieurs rencontres . . . . .	85
3.1. Comètes soumises à deux rencontres . . . . .	86
3.2. Comètes soumises à trois rencontres . . . . .	89
3.3. Comètes soumises à plus de trois rencontres . . . . .	90
4. Comètes dans les zones intermédiaires . . . . .	91
4.1. Comètes dans l'intervalle [6.63; 7.70] . . . . .	91
4.2. Comètes dans l'intervalle [11.53; 16.86] . . . . .	92
4.3. Comètes dans l'intervalle [21.64; 27.35] . . . . .	93
5. Comètes dont l'aphélie est proche de 40 ua, 55 ua, 75 ua ou 95 ua . . . . .	95
5.1. Comètes dont l'aphélie est proche de 40 ua . . . . .	96
5.2. Comètes dont l'aphélie est proche de 55 ua . . . . .	96
5.3. Comètes dont l'aphélie est proche de 75 ua . . . . .	97
5.4. Comètes dont l'aphélie est proche de 95 ua . . . . .	98
6. Comètes restant au sein d'un même groupe . . . . .	98

6.1. Comètes restant dans un même groupe temporairement . . . . .	98
6.2. Comètes restant dans un même groupe “définitivement” . . . . .	100
7. Étude statistique des résultats . . . . .	104
7.1. Répartition des orbites cométaires . . . . .	104
7.2. Répartition des comètes ayant changé de groupes . . . . .	106
7.3. Étude de la distance de rencontre héliocentrique des comètes . . . . .	107
7.3.1. Comètes de la famille de Jupiter . . . . .	107
7.3.2. Comètes ayant leur point aphélie près de l’orbite de Saturne . . . . .	108
7.3.3. Conséquences relatives au choix de la distance $r$ . . . . .	109
<b>Chapitre 5: Comparaison des résultats avec d’autres études . . . . .</b>	<b>113</b>
1. Comparaisons diverses . . . . .	114
1.1. Utilisation de la quantité de Tisserand . . . . .	114
1.2. Comètes temporairement satellites de Jupiter . . . . .	115
1.3. Étude de la comète Chiron . . . . .	117
1.4. Étude de la comète Machholtz . . . . .	118
1.5. Étude de la comète Maury . . . . .	119
1.6. Étude de la comète Shoemaker Levy 9 . . . . .	121
2. Comparaison avec la méthode d’Öpik . . . . .	124
2.1. Premières remarques . . . . .	124
2.2. Résultats numériques . . . . .	125
2.3. Étude comparative . . . . .	130
2.3.1. Comètes vérifiant la condition $\Delta i = 0$ . . . . .	130
2.3.2. Comètes ne vérifiant pas la condition $\Delta i = 0$ . . . . .	132
2.4. Conclusion . . . . .	133
3. Comparaison avec l’intégration numérique . . . . .	134
3.1. Comparaison avec le catalogue de Belyaev et al. . . . .	134
3.1.1. Description du mode d’intégration numérique . . . . .	134
3.1.2. Résultats numériques . . . . .	134
3.1.3. Étude comparative . . . . .	137
3.1.4. Conclusion . . . . .	142
3.2. Comparaison avec le catalogue de Carusi et al. . . . .	143
3.2.1. Description du mode d’intégration numérique . . . . .	143
3.2.2. Résultats numériques . . . . .	143
3.2.3. Étude comparative . . . . .	146
3.2.4. Conclusion . . . . .	155
3.3. Comparaison avec l’intégration effectuée au Bureau des Longitudes . . . . .	156
3.3.1. Description du mode d’intégration numérique . . . . .	156
3.3.2. Étude comparative . . . . .	156
3.3.3. Conclusion . . . . .	158
<b>Chapitre 6: Origine des comètes . . . . .</b>	<b>161</b>
1. Le Nuage de Oort . . . . .	162
1.1. Évolution et formation . . . . .	162

1.2. Liste des comètes ayant pu appartenir au Nuage de Oort . . . . .	166
2. La Ceinture de Kuiper . . . . .	167
2.1. Évolution et formation . . . . .	167
2.2. Liste des comètes ayant pu appartenir à la Ceinture de Kuiper . . . . .	171
<b>Chapitre 7: Existe-t'il des corps massifs capteurs de comètes au-delà de l'orbite de Neptune?</b> . . . . .	<b>175</b>
1. Remarques préliminaires . . . . .	176
2. Étude théorique . . . . .	179
2.1. Recherche des premiers éléments orbitaux . . . . .	179
2.2. Recherche de $I'$ et $\Omega'$ . . . . .	180
2.3. Recherche de $L'$ et $B'$ . . . . .	182
3. Une capture par Pluton est-elle possible? . . . . .	183
3.1. Recherche des éléments du corps situé à 40 ua . . . . .	185
3.2. Comparaison avec les éléments de Pluton . . . . .	186
4. Existe-t'il des corps massifs au-delà de Pluton? . . . . .	189
4.1. Premières remarques . . . . .	
4.2. Recherche des éléments du corps situé à 55 ua . . . . .	189
4.3. Recherche des éléments du corps situé à 75 ua . . . . .	191
4.4. Recherche des éléments du corps situé à 95 ua . . . . .	194
<b>Chapitre 8: Relation entre comètes et astéroïdes</b> . . . . .	<b>197</b>
1. Les astéroïdes et les comètes . . . . .	201
1.1. Les astéroïdes . . . . .	202
1.2. Lien entre les astéroïdes et les comètes . . . . .	204
2. Application du scénario de rencontre aux astéroïdes . . . . .	206
2.1. Résultats numériques . . . . .	206
2.2. Comparaisons avec d'autres types d'étude . . . . .	210
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>216</b>
<b>Annexes</b> . . . . .	<b>222</b>
Annexe 1: Éléments actuels des comètes . . . . .	223
Annexe 2: Éléments des fragments de la comète Shoemaker Levy 9 . . . . .	230
Annexe 3: Éléments actuels des astéroïdes comparables aux comètes . . . . .	231
Annexe 4: Correspondance entre essaims de météorites, astéroïdes et comètes . . . . .	233
Annexe 5: Intégration numérique effectuée par Patrick Rocher . . . . .	234
<b>Références bibliographiques</b> . . . . .	<b>256</b>