



HAL
open science

Origine Collisionnelle des Familles d'Astéroïdes et des Systèmes Binaires : Etude Spectroscopique et Modélisation Numérique

Alain Doressoundiram

► **To cite this version:**

Alain Doressoundiram. Origine Collisionnelle des Familles d'Astéroïdes et des Systèmes Binaires : Etude Spectroscopique et Modélisation Numérique. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT : . tel-00006059

HAL Id: tel-00006059

<https://theses.hal.science/tel-00006059>

Submitted on 11 May 2004

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

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

THESE de DOCTORAT de l'université Pierre et Marie Curie

Spécialité :
Méthodes instrumentales en Astrophysique

présentée par

Alain DORESSOUDIRAM

pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES
de l'université Pierre et Marie Curie

Sujet :

Origine Collisionnelle des Familles d'Astéroïdes et des Systèmes Binaires : Etude Spectroscopique et Modélisation Numérique.

Soutenue le 8 Décembre 1997, devant le jury composé de :

Président :	Pierre Encrenaz	Université Paris VI
Rapporteurs	Christiane Froeschlé Richard P. Binzel	Observatoire de Nice M.I.T (USA)
Examineur	Paolo Paolicchi	Université de Pise (Italie)
Co-directeur de thèse	M. Antonietta Barucci	Observatoire de Meudon
Directeur de thèse	Marcello Fulchignoni	Université Paris VII

Observatoire de Meudon. Département de Recherches Spatiales

Page de couverture :

à gauche : vue de l'astéroïde 253 Mathilde obtenue à une distance de 1200 km par la sonde NEAR, le 26 Juin 1997. Cette portion de Mathilde montre de nombreux cratères dont le diamètre varie entre 0,5 et 30 km.

à droite : 4 spectres visibles de 253 Mathilde qui sont étudiés dans cette thèse. Ils ont été obtenus à l'ESO (Chili) sur une période de deux mois. Ils montrent en particulier que les propriétés réfléchives de l'astéroïde sont très homogènes suivant ses longitudes.

Je suis tombé dans la Physique

C'est la faute à Papa

Le nez dans les Etoiles

C'est la faute à Maman

Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier mes parents, pour n'avoir jamais ménagé leur peine et leurs moyens afin de nous donner, à moi et à mes frères, la meilleure éducation. Ils ne m'ont jamais dit que je devais être docteur, au contraire ils m'ont toujours laissé le libre choix de mes orientations, me laissant ainsi le trop rare bonheur de faire d'une passion d'adolescent, un métier (je l'espère). Merci **Papa**. Merci **Maman**. Je vous dédie cette thèse.

En 1993, en survolant l'astéroïde 243 Ida, la sonde Galileo découvrit, à la surprise générale, que c'était un système double. Telle fut aussi ma surprise, quand je rencontrai Marcello Fulchignoni mon directeur de thèse, de découvrir que j'en avais en fait deux, avec Antonella Barucci. Je décidai de profiter de l'aubaine en les sollicitant doublement. Ce qu'ils me rendirent quadruplement, en disponibilité, chaleur et ouverture d'esprit.

I would like also to thank Paolo Paolicchi for having shared with me his great adventure of the semi-empirical model. I have appreciated his patient guidance and the authentic sicilian cooking of Alessandra.

I am very honoured that Richard Binzel have accepted to be the referee of my thesis. Je le suis également envers Christiane Froeschlé.

Je suis reconnaissant à Monique Aubier et Annie-Chantal Levasseur Regourd pour m'avoir ouvert les portes de leur DEA. Merci à Pierre Encrenaz pour toujours garder cette oreille amicale et attentive envers tous ses étudiants. Elle m'a été très réconfortante durant mon année de service national. Je suis très honoré que Pierre Encrenaz ait accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie André Brahic pour m'avoir accueilli au début de ma thèse dans sa chaleureuse équipe. Merci pour ses conseils et ses remarques pertinentes.

Merci à mes collègues du 1m pour leurs appui et conseils.

Je n'oublie pas Jean Hubert, Jean Marc Chevallier, Sylviane Chaintreuil, Marie France Landréa et Michel Caillat pour leur aide précieuse dans le quotidien informatique.

On ne survit pas à trois années de thèse sans l'appui amical de compagnons de galère et de rigolade. Je pense à l'équipe Europa : Philippe, Cécile, Claudia, Gilles, Mirel, Sébastien.

Je pense à Ali, François, Maarten, Marcos et le petit dernier Thierry. Je pense également à Elisabetta, Francesca, Rénald. Et pardon à tous ceux que j'ai pu oublier

Et pour finir, je tiens à remercier Pascale Lenoir, alias Doressoundiram pour la patience dont elle a fait montre durant toutes ces années, pour ses encouragements, pour son travail de dactylo et de relecture du manuscrit, et surtout pour m'avoir donné le plus merveilleux des cadeaux :

FLORIAN

Table des matières.

REMERCIEMENTS.....	V
TABLE DES MATIERES.	VII
RÉSUMÉ.....	IIIX
ABSTRACT	XI
INTRODUCTION.....	1
1. PANORAMA DE LA POPULATION ASTEROÏDALE.	5
1.1 INTRODUCTION.....	5
1.1.1 <i>Pourquoi étudier les astéroïdes</i>	5
1.1.2 <i>Prémices d'une découverte.</i>	7
1.2 PROPRIETES PHYSIQUES ET CHIMIQUES.....	8
1.2.1 <i>Localisation des astéroïdes.</i>	8
1.2.2 <i>Caractéristiques dynamiques.</i>	11
1.2.3 <i>Caractéristiques physiques : diamètre, masse, densité et forme.</i>	16
1.2.4 <i>Caractéristiques chimiques : albédo, composition, minéralogie.</i>	19
1.3 LES FAMILLES D'ASTEROÏDES.	26
1.3.1 <i>Pourquoi les familles.</i>	26
1.3.2 <i>Identification des familles dynamiques d'astéroïdes.</i>	29
1.3.3 <i>Propriétés physiques et évolution.</i>	32
2. LA FAMILLE DE EOS.	39
2.1 INTRODUCTION.....	39
2.2 OBSERVATIONS ET REDUCTION DES DONNEES.	42
2.3 RESULTATS.	48
2.4 DISCUSSION.....	53
2.4.1 <i>Hypothèses sur l'altération de l'espace.</i>	57
2.5 COMPARAISON AVEC LES METEORITES.	60
2.6 CONCLUSION.	65
3. MODELISATION NUMERIQUE DE FAMILLES D'ASTEROÏDES.	67
3.1 FRAGMENTATIONS CATASTROPHIQUES.....	68
3.1.1 <i>Expériences de laboratoire.</i>	68
3.1.2 <i>Lois d'échelle.</i>	69
3.2 LE MODELE SEMI EMPIRIQUE (MSE).....	71
3.2.1 <i>Hypothèses et paramètres du modèle.</i>	72
3.3 FORMATION D'ASTEROÏDES BINAIRES SUITE A UNE FRAGMENTATION CATASTROPHIQUE.	76

3.3.1 Introduction. □	76
3.3.2 Le modèle.	78
3.3.3 Le problème de la masse manquante.	84
3.3.4 Le problème Ida-Dactyl.	85
3.3.5 Résultats et conclusions.	87
3.4 FAMILLE DE KORONIS SYNTHETIQUE.	100
4. MISSIONS SPATIALES.	103
4.1 LA MISSION NEAR	104
4.1.1 Descriptif.	104
4.1.2 27 Juin 1997 : la rencontre avec 253 Mathilde	105
4.1.3 Recherche de variation de couleur à la surface de 253 Mathilde.	106
4.2 LA MISSION ROSETTA	110
4.2.1 descriptif.	110
4.2.2 Analyse du type compositionnel des candidats de la mission ROSETTA.	111
4.3 LES OBSERVATIONS DU SATELLITE ISO	124
4.3.1 Résultats préliminaires.	126
4.3.2 Analyse du spectre de 1 Cérès.	128
CONCLUSIONS ET TRAVAUX FUTURS	131
ANNEXE A	135
CARACTERISTIQUES DES INSTRUMENTS, DETECTEURS ET TELESCOPES.	135
ANNEXE B :	137
TECHNIQUES DE REDUCTION.	137
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.	143
LISTE DES PUBLICATIONS.	153
ARTICLES DANS DES JOURNAUX A COMITE DE LECTURE.	153
COMMUNICATIONS A DES RENCONTRES INTERNATIONALES.	155

Résumé

Une famille d'astéroïdes véritable (génétique) est un ensemble de fragments issus de la fragmentation d'un corps parent, et qui ont des orbites similaires autour du soleil. La famille de Eos est un regroupement dynamique de plus de 450 astéroïdes à environ 3 UA du soleil. J'ai observé et fait l'analyse spectroscopique minutieuse de 45 astéroïdes de la famille de Eos. J'ai ainsi trouvé des caractéristiques communes et uniques, propres à la famille de Eos, me permettant d'établir un lien génétique unissant tous les membres. Cela m'a permis aussi d'identifier deux intrus c'est à dire des astéroïdes étrangers à la famille. Grâce à l'analyse des paramètres spectroscopiques, j'en ai déduit que le corps parent de Eos était partiellement différencié et que les processus de l'altération de l'espace avaient joué un rôle, quoique mineur dans la diversité spectrale des membres de la famille de Eos.

J'ai simulé une famille synthétique de fragments grâce à un modèle semi empirique de collision catastrophique. J'ai ainsi obtenu un modèle synthétique de la famille de Koronis, famille au sein de laquelle la sonde Galileo a découvert l'unique preuve directe d'un système binaire. Dans ce contexte, j'ai développé un code pour suivre, aussitôt après l'impact, l'évolution dynamique des fragments, en tenant compte de leurs interactions, collisions et réaccumulation. J'ai trouvé que la formation de systèmes binaires formés de couples de fragments de masse comparable, à la suite d'une collision catastrophique est possible (environ un pour cent des fragments).

Enfin, j'ai étudié des astéroïdes candidats à des missions spatiales. J'ai analysé les spectres de 253 Mathilde (mission NEAR), des spectres infrarouges du satellite ISO et des spectres des astéroïdes candidats à la mission ROSETTA. Sur ces derniers, j'en ai conclu que le choix idéal de la sélection finale devrait inclure 140 Siwa qui de par sa taille et son type spectral (C) constitue un objet plus primitif.

Abstract

A true (genetic) asteroid family is composed by fragments resulting from the disruption of a parent body, having similar orbits around the Sun. The EOS family is a dynamical cluster of more than 450 members at approximately 3 AU from the Sun. After observing and thoroughly analyzing the visible spectra of 45 of these members, I found common and unique features, characterizing the EOS group, and allowing a genetic family membership to be established and two interlopers to be identified. From the obtained spectral parameters I deduced that the EOS parent body was partially differentiated and that space weathering processes have played a minor role in the observed spectral diversity.

Using a semi empirical model of catastrophic breakup processes, I obtained a synthetic family of fragments simulating the Koronis family, for which the Galileo spacecraft obtained the first direct evidence of the existence of binary asteroid systems. In this context I developed a code to follow the post-breakup dynamical evolution of the fragments, taking into account the interactions, collisions and reaccumulations. The obtained results showed that the occurrence of binaries formed by couples of fragments of comparable mass is possible (about one per cent of the fragments).

Finally, I studied candidates for present and future space missions. I analyzed ground based spectra of 253 Mathilde (NEAR mission), several ISO infrared spectra of selected asteroids, and groundbased spectra of candidates for the ROSETTA mission. For this last mission, I concluded that the ideal selection of asteroid targets should include 140 Siwa, which seems to be more primitive because of its size and its spectral type (C).

Introduction

Les astéroïdes passent pour être les derniers vestiges de la période critique de la formation du système solaire, il y a 4,5 milliards d'années. Depuis cette époque, le phénomène des collisions a été le principal processus d'évolution des astéroïdes. Si l'on admet que les familles sont issues des collisions, alors elles peuvent livrer de précieux indices sur ces processus qui ont modelé la totalité des astéroïdes. Donc nous pouvons espérer, par le biais de cette évolution collisionnelle, mieux comprendre les propriétés primordiales des astéroïdes. Afin d'avoir un aperçu de ces phénomènes primordiaux, les études en laboratoire des météorites nous sont très utiles mais demeurent néanmoins limitées par notre ignorance de l'origine spatiale de ces météorites et de leur parent géniteur. Ainsi donc, l'observation demeure un outil essentiel pour d'une part, relier entre elles les classes taxonomiques d'astéroïdes avec les classes de météorites, et d'autre part, pour trouver des indices sur la composition et la structure interne de ces planétésimaux formés à la frontière séparant les planètes telluriques des planètes géantes.

Les études de matériaux composant la surface des astéroïdes sont basées sur l'interprétation de propriétés observationnelles caractérisant la présence, l'abondance et/ou la composition de un ou plusieurs minéraux ou espèces chimiques présents à la surface. La spectroscopie visible et infrarouge est une des plus performantes et des plus riches techniques au sol capable de caractériser dans leurs différentes phases, les principaux minéraux extraterrestres. Ainsi, cette technique a été largement utilisée permettant d'obtenir la composition des surfaces des plus gros astéroïdes.

Mon travail s'inscrit dans le cadre d'une coopération internationale (Paris, Pise, Tucson, Turin) qui a initié un programme de recherche sur les collisions dans le système solaire. Ma recherche porte principalement sur l'origine et la formation des familles d'astéroïdes. Une véritable famille d'astéroïdes est un ensemble de fragments issus de la fragmentation d'un corps parent, et qui ont des orbites similaires autour du soleil. Les familles

d'astéroïdes constituent un sujet d'étude important dans la recherche moderne sur les astéroïdes. Les familles d'astéroïdes nous offrent ainsi l'occasion unique d'observer la structure interne d'un corps de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre. Ainsi, un corps parent initial de composition homogène donnerait naissance à une famille d'astéroïdes spectroscopiquement similaires. Par contre, pour un corps parent différencié on peut envisager des astéroïdes de types différents, représentatifs des différentes couches de l'astéroïde parent. Les familles d'astéroïdes sont aussi des « expériences naturelles » de collisions énergétiques. En effet, la physique des impacts à grande vitesse reste encore mal connue et les distributions des tailles et des éléments orbitaux à l'intérieur des familles constituent des résultats « expérimentaux » qui permettent de tester et contraindre les modèles collisionnels. Un autre centre d'intérêt dans l'étude des familles réside dans l'étroite relation entre familles et origine des météorites. Ainsi, dans certains cas, les impacts responsables de la formation d'une famille dans la région astéroïdale peuvent conduire à la chute de météorites sur Terre par le biais de processus dynamiques.

Mon étude sur l'origine et la formation des familles d'astéroïdes comporte deux volets : le premier volet est une étude observationnelle des familles d'astéroïdes dont on pense qu'elles sont issues de collisions catastrophiques entre astéroïdes. Le second volet de ma thèse porte sur une modélisation numérique des familles d'astéroïdes et de la formation d'astéroïdes binaires à la suite d'une collision catastrophique. Parallèlement à ce sujet, mais s'inscrivant toujours dans le but de mieux comprendre les propriétés physiques et chimiques des petits corps, j'ai aussi étudié des astéroïdes particuliers et des astéroïdes candidats à des missions spatiales.

Plan de la thèse :

Dans le premier chapitre, je donne un panorama général de la population astéroïdale, avec leurs propriétés dynamiques, physiques et chimiques. Je mets particulièrement l'accent sur la minéralogie des astéroïdes, et sur la spectroscopie qui permet d'y avoir accès. Enfin, j'explique largement les familles d'astéroïdes, en faisant l'état de nos connaissances actuelles.

Les deux chapitres suivants portent sur les collisions violentes qui sont à l'origine des familles d'astéroïdes et des systèmes binaires. Dans le deuxième chapitre, je fais une étude spectroscopique d'une famille d'astéroïdes : Eos. En effet, une analyse de la composition des

membres de la famille permettrait de confirmer ce lien génétique, preuve d'une origine commune, et de déduire les propriétés du corps parent de la famille de Eos. Ensuite, dans le chapitre trois, je développe un algorithme me permettant de créer une famille d'astéroïdes synthétique suite à l'impact d'un astéroïde parent. Je suis l'évolution gravitationnelle des fragments ainsi générés, en tenant compte des collisions ultérieures, ainsi que de la réaccumulation. En particulier, suite à la récente découverte par la sonde GALILEO des astéroïdes binaires Ida-Dactyl, je me suis intéressé à la formation possible de systèmes binaires après une collision violente.

In fine, le chapitre quatre porte sur l'étude des astéroïdes, futurs candidats à des missions spatiales. Ce genre d'étude précédant les missions spatiales reste essentiel pour fournir des informations sur les objets visités, pour confronter ensuite les données in situ et les données obtenues au sol, et enfin pour réaliser le meilleur choix des candidats de la mission, avec le maximum de retour scientifique, comme dans le cas de la mission ROSETTA. J'ai ainsi étudié 253 Mathilde (astéroïde très récemment survolé par la sonde NEAR), les astéroïdes candidats (et les autres alternatives) à la mission ROSETTA, et des astéroïdes observés par le satellite infrarouge ISO, données uniques car elles couvrent un domaine spectral continu entre 2,5 et 45 μm .

CHAPITRE 1

1. Panorama de la population astéroïdale.

1.1 Introduction.

1.1.1 Pourquoi étudier les astéroïdes

Le premier jour de l'année 1801, Giuseppe Piazzi découvrit un objet qu'il pensa d'abord être une comète. Mais après que son orbite fût mieux déterminée, il apparut évident que ce n'était pas une comète mais plus vraisemblablement une petite planète. Piazzi l'appela Cérès, en l'honneur du dieu sicilien de l'agriculture. Cette découverte marqua le début de l'exploration et la recherche sur la population astéroïdale. Mais pourquoi étudier les astéroïdes? Petits objets rocheux de taille n'excédant pas quelques centaines de kilomètres de diamètre, ils ont souvent été appelés, au milieu du siècle, "*les vermines du ciel*". Les petites traînées qu'ils laissaient sur les plaques photographiques étaient considérées comme des nuisances. Les astéroïdes occupent principalement la région de transition, entre les planètes telluriques et les planètes géantes, c'est à dire entre 2,1 et 3,3 UA. Quoique les astéroïdes aient subi une substantielle évolution collisionnelle depuis leur formation, la plupart d'entre eux n'ont pas eu à souffrir d'une grande évolution géologique, thermique ou orbitale. Et c'est là que réside le principal intérêt de l'étude des astéroïdes. De par leur petitesse, ces objets ont très vite évacué la chaleur originelle de la nébuleuse protosolaire figeant ainsi la composition initiale de cette dernière. Ainsi l'étude des petits corps nous renseigne sur les conditions initiales qui ont prévalu à la naissance du système solaire. En particulier, les météorites, qui sont des fragments d'astéroïdes, sont les preuves fossiles des événements qui ont affecté les premiers temps de la formation du système solaire.

Il est généralement admis que les perturbations engendrées par le jeune Jupiter ont empêché la formation d'une planète dans la région astéroïdale (Safronov, 1969). Si c'est le cas, la formation des astéroïdes est intimement liée au problème important et non résolu de la formation des planètes, l'échelle de temps de la croissance de Jupiter et des autres planètes géantes.

Les astéroïdes sont aussi importants parce qu'ils sont la source de la plupart des météorites. De plus, certains astéroïdes, les géocroiseurs, ou en anglais Earth Crossing Asteroids (ECA) présentent un danger pour la Terre car leurs orbites croisent celle de notre planète. On sait que la terre, comme tous les corps du système solaire, a eu un passé violent. Pour preuve, la constellation de cratères dont est ornée la surface lunaire. De telles cicatrices sur Terre ont été masquées et érodées par l'activité terrestre. Il est rituel quand on parle de ce sujet, d'évoquer la chute d'un astéroïde ou d'une comète, il y a 65 millions d'années, à la frontière du Crétacé et du Tertiaire (Alvarez et al. 1980) et qui fut responsable de l'extinction des dinosaures. Le cratère d'impact, retrouvé près de la côte de la péninsule de Yucatán (golfe du Mexique) a un diamètre estimé d'au moins 180 km. Plus récemment, en 1908, on pense qu'un fragment de comète a explosé au dessus de la région de la rivière Tunguska, en Sibérie. D'une taille de quelques dizaines de mètres, cet objet a dévasté une superficie de 2000 km². Sa force explosive a été estimée à l'équivalent de 10-20 mégatonnes de TNT. Le règne de l'homo-sapiens est-il en sursis? Peut-être, mais du moins existe t-il d'autres cataclysmes autrement plus probables. Mais ce qu'il faut retenir, et qui est certain, c'est que de gros astéroïdes entrent régulièrement en collision avec la Terre, et que les conséquences peuvent être globalement dévastatrices, avec des effets durables sur le climat (hiver nucléaire). On estime à plus de 1500, la population d'ECAs dont le diamètre est plus grand que 1 km (Rabinovitz et al. 1994). D'après ce chiffre, et les traces géologiques, on estime que la Terre subit une rencontre avec un astéroïde de taille kilométrique, tous les 300000 ans environ. Quand un tel corps frappe la Terre à une vitesse de 20-30 kilomètres par seconde, l'énergie dégagée équivaut à celle d'une bombe de 100000 mégatonnes, et le cratère créé peut atteindre 20 kilomètres de diamètre! Quant à la fréquence d'impact avec un objet du type Tunguska (quelques dizaines de mètres de diamètre) elle est de quelques centaines d'années.

Afin de quantifier plus précisément le risque de collision avec la Terre, un programme de surveillance du ciel va être mis en place. Appelé *Spaceguard survey*, ce programme utilisera un réseau de télescopes dédiés, de 2 ou 3 mètres de diamètre. L'objectif recherché est de découvrir dans les vingt-cinq ans, quatre-vingt dix pour cent de l'entière population des ECAs de taille kilométrique. Nous serions alors à même de prévoir l'évolution orbitale de ces objets et de prévenir tout danger de collision avec des moyens qui restent à définir.

Un troisième et dernier intérêt que l'on peut trouver à l'étude des astéroïdes est d'aspect économique. Les ressources sur Terre ne sont pas inépuisables, et on peut envisager, dans un futur proche pouvoir exploiter les ressources minières des astéroïdes (O'Leary, 1977). On estime qu'un kilomètre cube d'astéroïde de type M, c'est à dire métallique contient $7 \cdot 10^{12}$ kg de fer, 10^{12} kg de nickel, et suffisamment de cobalt pour satisfaire la consommation mondiale pendant 3000 ans (Kowal, 1996). Les astéroïdes peuvent constituer d'avantageuses bases spatiales de pré-colonisation du système solaire. En effet, grâce à leurs ressources minières, ils peuvent pourvoir les colons en matériaux de construction, ainsi que leurs besoins en eau, carbone et azote (Nichols 1993). De plus, de part leur faible masse donc gravité, l'énergie requise pour quitter l'astéroïde-hôte est beaucoup plus faible que celle nécessaire pour quitter la Terre.

1.1.2 Prémices d'une découverte.

En 1766, Johannes Titius tenta avec succès de trouver une formule mathématique qui décrirait la distribution des planètes autour du soleil. Quelques années plus tard, Johann Elert Bode popularisa cette loi qui est maintenant connue sous le nom de loi de Titius-Bode. Il existe plusieurs expressions de cette loi comme :

$$\text{distance (UA)} = 0,4 + 0,3 \times 2^n$$

où $n = -\infty, 0, 1, 2, 3, \dots$ etc. Une UA désigne l'unité astronomique ($1.49 \cdot 10^8$ km).

A la fin du XVIIIème siècle, cette loi devint plus intrigante, particulièrement quand William Hershell découvrit Uranus à une distance très proche de celle que prévoyait la loi

de Bode. Le point intéressant de cette loi est qu'elle indique une position à 2,8 UA du soleil. Or, aucune planète n'existe à cet endroit. Dès lors, les astronomes du XVIIIème siècle furent convaincus qu'une petite planète inconnue devait exister dans ce trou, et une chasse à la planète manquante fût lancée. Paradoxalement, ce fût un astronome italien, Piazzi, non impliqué dans cette recherche, qui découvrit le premier astéroïde, Cérès, le 1er Janvier 1801. Cérès apparaissait beaucoup moins lumineux que ses voisins Mars et Jupiter. En effet, on sait maintenant que Cérès est de loin le plus gros astéroïde avec un diamètre de 940 km et une masse de $1,18 \cdot 10^{21}$ kg. A lui seul, il représente environ un tiers de la masse totale de la ceinture principale (voir définition plus loin). En Mars 1802, Olbers trouva un autre astéroïde qu'il nomma Pallas. Avec cette seconde découverte, il s'avéra possible qu'il pouvait exister d'autres petites planètes, au lieu de la grande et unique planète prévue par la loi de Titius-Bode. Les années qui suivirent confirmèrent cette idée avec les découvertes de Juno et Vesta, et de dizaines d'autres petites planètes.

1.2 Propriétés physiques et chimiques.

1.2.1 Localisation des astéroïdes.

A ce jour, nous connaissons plus de 30000 astéroïdes dont plus de 7000 sont numérotés. Un astéroïde obtient son numéro et son nom quand un nombre suffisant d'observations a été effectué pour déterminer ses éléments orbitaux avec précision. Le rythme annuel des découvertes est actuellement de plusieurs centaines, ceci grâce aux programmes automatiques de recherche. Il y a certainement encore des centaines de milliers d'autres astéroïdes qui sont trop petits, trop sombres ou trop distants de la Terre pour être détectés. 26 astéroïdes connus ont un diamètre supérieur à 200 km. Notre connaissance des plus grands astéroïdes est quasi complète : nous connaissons probablement 99% des astéroïdes plus grands que 100 km de diamètre. Pour ceux dont le diamètre est compris entre 10 et 100 kilomètres, nous en connaissons environ la moitié. Mais en ce qui concerne les plus petits, nous en connaissons un petit nombre comparativement à la population totale. Ainsi, il existe sans doute un million d'astéroïdes de taille kilométrique.

La grande majorité des astéroïdes occupent une "ceinture" située entre Mars et Jupiter, et connue sous le nom de ceinture principale, qui s'étend entre 2,1 et 3,3 UA du soleil. Un petit nombre ont leur demi-grand axe plus grand ou plus petit, ou une excentricité telle qu'ils n'appartiennent pas à cette région (cf. figure 1.1). Faisons un petit tour du système solaire des astéroïdes en commençant par les plus proches de notre étoile.

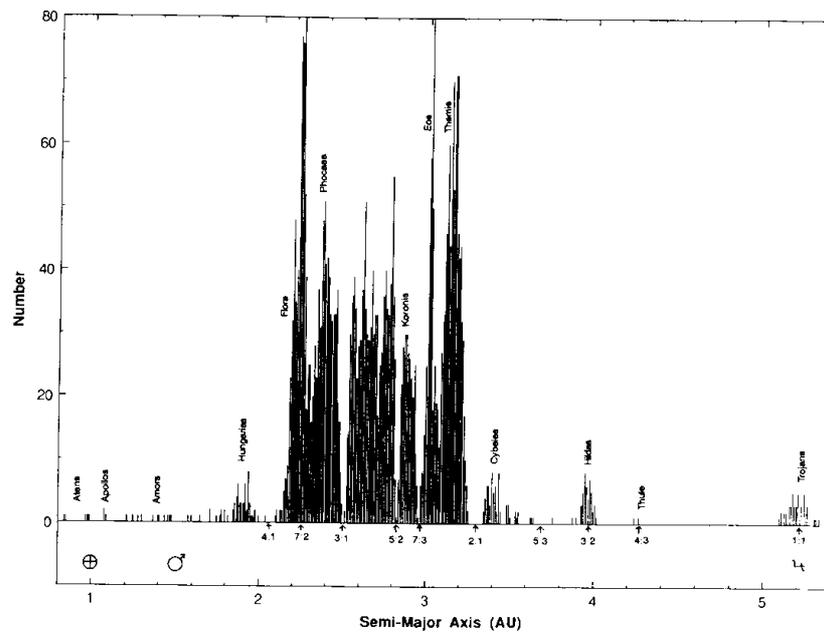


Figure 1.1 : distribution héliocentrique des demi-grands axes pour environ 4000 astéroïdes. Les résonances et les lacunes de Kirkwood y sont apparentes.

Nous rencontrons tout d'abord le groupe des **Aten** (les groupes d'astéroïdes sont souvent dénommés d'après le premier découvert de leur membres, en l'occurrence ici, 2062 Aten), qui a un demi-grand axe $a < 1,00$ UA donc tourne autour du soleil en moins d'une année terrestre. Il est à noter que ces objets croisent l'orbite de la Terre (distance à l'aphélie $Q \geq 0,983$). Ensuite, nous avons encore deux autres groupes d'astéroïdes, le groupe des **Apollo** ($a > 1,00$ UA et distance au périhélie $q \leq 1,017$) et le groupe des **Amor** ($a > 1,00$ UA et $1,017 < q \leq 1,3$). Les objets Amor ne croisent donc, actuellement, que l'orbite de Mars. L'ensemble des Objets Aten-Apollo-Amor sont souvent dénommés OAAA, ou NEAs, (acronyme des mots anglais Near Earth Asteroids) ou encore géocroiseurs. Ce sont ces objets qui présentent un danger de collision potentiel avec la Terre, et qui sont étroitement surveillés. Plus loin du soleil, nous trouvons le groupe de **Hungaria** entre 1,82 et 2,00 UA,

bien en dehors de l'orbite de Mars (1,5237 UA). A cause de l'excentricité de son orbite, Mars a « nettoyé » la région entre 1,3814 et 1,6660 UA. Enfin, nous atteignons la populeuse région de la ceinture principale. Cette région est clairement entrecoupée d'espaces vides d'astéroïdes : les lacunes de Kirkwood. Nous reparlerons de ces lacunes et de leur signification un peu plus loin. Quand les autres paramètres orbitaux sont pris en compte, on met en évidence des regroupements d'astéroïdes appelés familles. Les familles d'astéroïdes constituent un domaine de recherche important pour la compréhension de l'origine et l'évolution des petits corps. A ce titre, elles feront l'objet d'un paragraphe à part dans le sous-chapitre 1.3. Les familles les plus anciennement connues et les plus nombreuses aussi sont : la famille de **Koronis** avec un demi-grand axe moyen de 2,85 UA, une inclinaison de 2 degrés et une excentricité d'environ 0,05 ; la famille de **Eos**¹, avec $a \approx 3,01$, $i \approx 10^\circ$, et $e \approx 0,17$; et la famille de Thémis avec $a \approx 3,13$, $e \approx 0,15$, et $i \approx 1^\circ$. Juste après le groupe de **Hungaria** se trouve la famille de **Phocaea** ($a=2,4$, $i=23^\circ$, et $e=0,25$ en moyenne) et la famille de **Flora** ($2,06 < a < 2,3$, $i < 10^\circ$, et $0,08 < e < 0,20$). L'étude des regroupements des astéroïdes en familles a été initié au début du siècle par Hirayama (1918), et plusieurs familles moins évidentes ont été suggérées, en plus de celles décrites ci-dessus.

Ainsi est constituée la ceinture principale. A la frontière de celle-ci on trouve le groupe de **Cybeles** (3,2 UA), et plus détaché se trouve le groupe de **Hildas** à 4 UA du soleil. Ensuite, sur la même orbite que Jupiter, aux points de Lagrange L_4 et L_5 une population d'objets suit et précède la planète géante : les **Troyens**. Plusieurs centaines d'astéroïdes de ce type sont connus ; parmi les plus gros sont 624 Hektor² (222 km), 588 Achilles (147 km) et 617 Patroclus (149 km). Il existe aussi un petit nombre d'astéroïdes (appelés **Centaures**) dans la partie externe du système solaire : 2060 Chiron se situe entre Saturne et Uranus ; l'orbite de 5335 Damocles commence près de Mars, et va jusqu'au delà d'Uranus ; 5145 Pholus orbite de Jupiter jusqu'à Neptune. Il y en a probablement beaucoup d'autres, mais de telles orbites croisant celles des planètes géantes sont instables, et hautement susceptibles d'être perturbées dans le futur. La composition de ces objets est probablement

¹ Les familles de Eos et Flora font parties du travail de ma thèse et sont étudiées en détail au chapitre 3 pour Eos, et dans un de mes articles à la fin de cet ouvrage, pour Flora.

² Ce troyen, ainsi que d'autres ont été observés dans l'infrarouge par ISO. Les résultats sont reportés au chapitre 6.

plus proche de celle des comètes que de celle des astéroïdes ordinaires. En particulier, Chiron est considéré maintenant comme une comète. D'ailleurs, astéroïdes et comètes, loin de former deux populations bien distinctes ont des liens très étroits (Mc Fadden, 1993).

Pour conclure ce panorama des astéroïdes, il faut signaler la présence de deux autres populations d'astéroïdes situées encore plus loin du soleil, et évidemment plus peuplées que leur petite sœur. La première est la **ceinture d'Edgeworth-Kuiper** (ou objets trans-neptuniens) située au delà de l'orbite de Neptune entre 30 et 100 UA environ. Son existence a été prédite conjointement par Edgeworth (1949) et Kuiper (1951) pour expliquer l'origine des comètes à courte période. La première observation d'un objet trans-neptunien a été faite beaucoup plus tardivement (pour des raisons évidentes de faible magnitude) par Jewitt et Luu (1993). Il s'agit de 1992 QB₁ qui a un demi-grand axe de 44,236 UA. A une distance aussi lointaine, on pense que ces objets sont plus proches des comètes, avec une composition de glaces et de roches. Aux confins du système solaire se trouve un vaste nuage de comètes : le **nuage de Oort**. Composé probablement de 10^{12} objets, il s'étend au delà de l'orbite de Pluton entre 30000 UA et une année lumière ou plus. C'est le réservoir des comètes à longue période.

1.2.2 Caractéristiques dynamiques.

La Figure 1.1 donnant la distribution des astéroïdes en fonction de leur demi-grand axe montre clairement que certaines régions sont vides d'astéroïdes. Ces lacunes, découvertes en 1867 par D. Kirkwood qui leur a donné son nom, représentent des périodes orbitales interdites, et non des distances héliocentriques interdites. En effet, les astéroïdes, proches des lacunes de Kirkwood, possèdent suffisamment d'excentricité orbitales pour leur permettre de traverser ces lacunes fréquemment. Ainsi, la Figure 1.2 qui est un instantané des positions des astéroïdes le 7 Mars 1997 ne révèle pas de lacunes.

Les lacunes de Kirkwood correspondent à des périodes orbitales qui sont commensurables avec la période de révolution de Jupiter. Une telle commensurabilité a lieu quand la période de révolution d'un astéroïde est un multiple $p/(p+q)$ de la période de révolution de Jupiter, où p et q sont des entiers de l'ordre de l'unité. Traditionnellement, ces commensurabilités s'appellent résonances de moyen mouvement et se notent $(p+q) : p$. Ainsi,

la résonance 5:2 concerne les astéroïdes qui effectuent cinq révolutions pour deux effectuées par Jupiter.

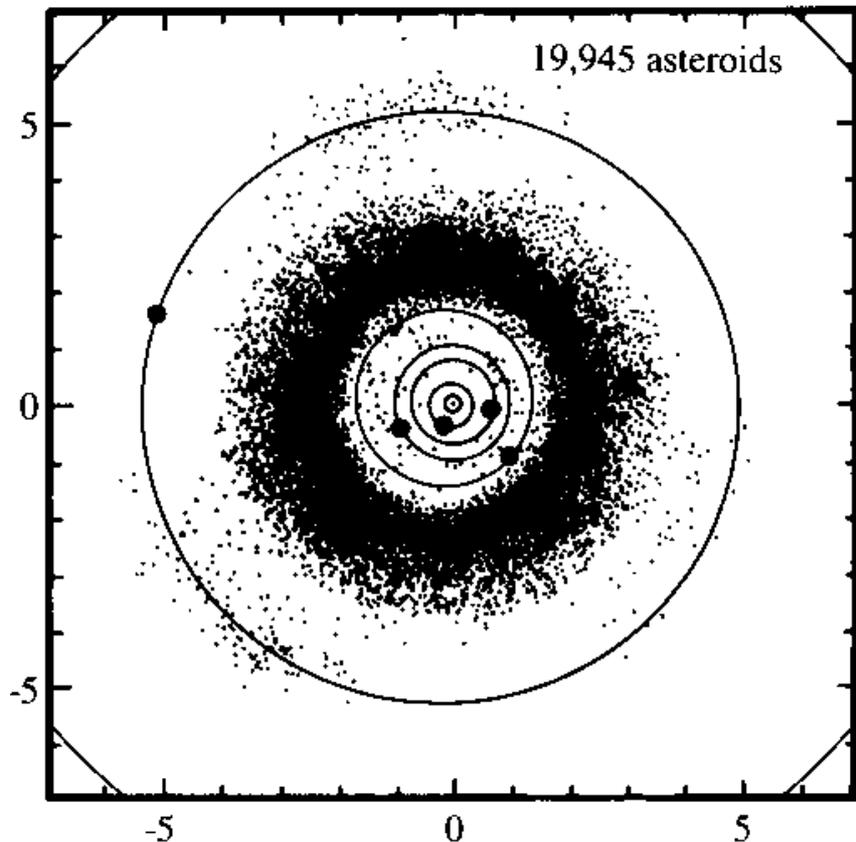


Figure 1.2 : instantané des positions des astéroïdes le 7 Mars 1997.

Les résonances principales (les plus fortes) sont 4:1, 7:2, 3:1, 5:2, 7:3, 2:1, 5:3. Mais les résonances ne correspondent pas toutes à des lacunes. Au contraire, certaines correspondent à des concentrations d'astéroïdes. Par exemple, les résonances 3:2 et 4:3 correspondent aux groupes de Hildas et Thule (2 objets). Le groupe des Troyens (résonance 1:1) se situe aux points de Lagrange de Jupiter, précédant et suivant la planète d'un angle de 60° avec le soleil. Un autre type de résonance sont les résonances séculaires. Elles sont définies pour des corps dont les orbites précessent à la même vitesse que les planètes géantes (surtout Jupiter et Saturne). Pour une revue détaillée de chaque résonance, on peut se reporter à l'article de Ferraz-Mello (1994).

Quoique l'on sait que Jupiter est à la source des résonances, l'origine de ces dernières est encore mal comprise. Plusieurs hypothèses sont avancées, d'ordre cosmogonique, collisionnelle ou gravitationnelle. L'étude des résonances est importante pour expliquer la

constance du nombre des géocroiseurs qui pourtant ont une durée de vie moyenne de quelques dizaines de millions d'années. En effet, on peut expliquer que des astéroïdes de la ceinture principale peuvent, suite à des collisions, s'approcher des résonances et subir des perturbations telles qu'ils sont transférés sur des orbites de géocroiseurs. Ce mécanisme est sans doute une importante source de météorites sur Terre.

Pour permettre des études statistiques détaillées sur la population astéroïdale, les objets découverts, pour la plupart accidentellement, ne sont pas appropriés car de telles données présentent des biais incontestables. C'est pour cela que dans les années cinquante et soixante, deux relevés ont été menés afin d'obtenir un échantillon d'astéroïdes statistiquement significatif. Le premier par Kuiper de 1950 à 1952 au McDonald Observatory (Kuiper et al. 1958), le deuxième en 1960 par Van Houten et ses collègues (voir Van Houten et al. 1970). Ce relevé, aussi appelé PLS pour "Palomar Leiden Survey", a emmagasiné des informations orbitales et des magnitudes pour environ 1800 astéroïdes jusqu'à la magnitude limite de 20.

Les figures 1.3 et 1.4 montrent les histogrammes des distributions des excentricités et des inclinaisons des astéroïdes. Notons que la plupart des astéroïdes n'ont pas une inclinaison zéro, ni une orbite circulaire. Si c'était le cas, les collisions entre astéroïdes seraient relativement douces, mais c'est exactement le contraire (dans la ceinture principale, les collisions entre astéroïdes ont lieu à une vitesse moyenne de cinq kilomètres par seconde). C'est ce fait qui empêche les astéroïdes de former une planète unique.

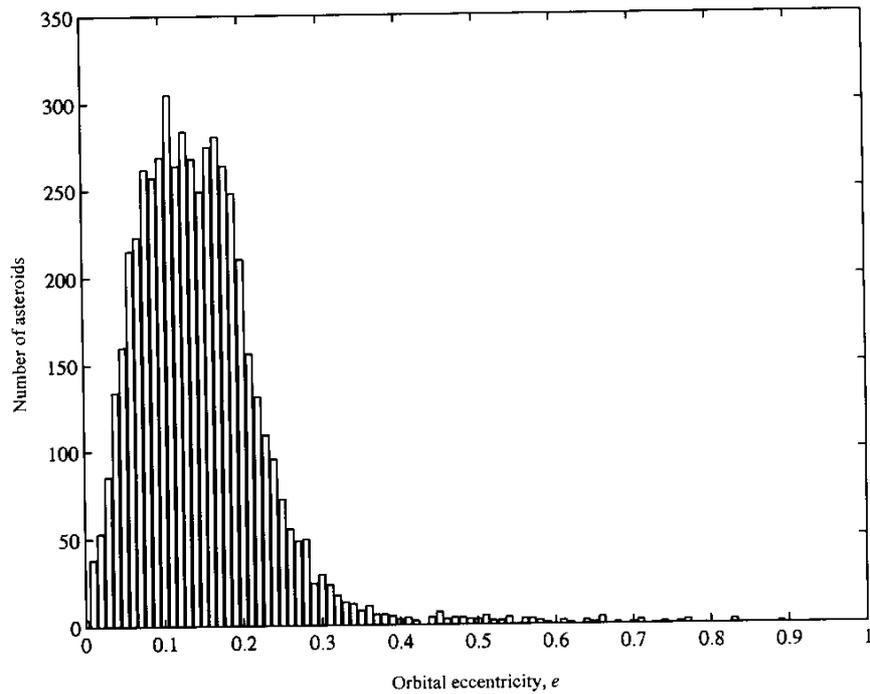


Figure 1.3 : Distribution des excentricités. La plupart des astéroïdes n'ont pas une orbite circulaire. L'excentricité moyenne est d'environ 0.17.

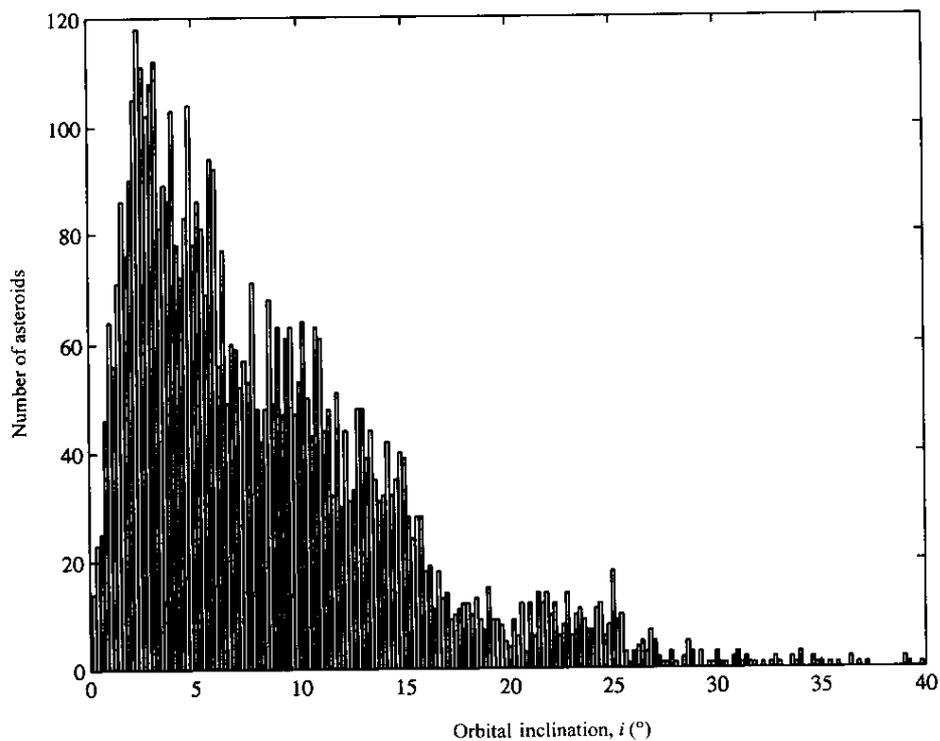


Figure 1.4 : Distribution des inclinaisons. Le pic de la distribution n'est pas autour de zéro mais autour de 2 degrés.

La courbe de lumière, c'est à dire la variation de la brillance d'un astéroïde en fonction du temps nous renseigne sur sa période de rotation (cf. article à la fin de la thèse : *Rotational properties of asteroids : CCD observations of nine small asteroids*). La photométrie, qui est la technique utilisée est aussi un outil puissant pour déterminer la forme et l'orientation du pôle (French et Binzel, 1989 ; Magnusson et al. 1989). La période de rotation moyenne pour un astéroïde est d'environ huit heures, mais des périodes plus courtes comme 2,4 h ou plus longues comme 50 h existent (fig. 1.5). On trouve la plupart des rotateurs rapides (période de rotation inférieure à 4,8 h) parmi la population des petits astéroïdes. Cependant, un excès de rotateurs lents, avec des périodes supérieures à 48h existe aussi parmi cette même population (Binzel et al. 1989). Une étude plus récente faite par Fulchignoni et al (1995) montre que la distribution de périodes de rotation des petits astéroïdes ($D \leq 50\text{km}$) est le résultat de la superposition de trois populations : les rotateurs rapides, les rotateurs lents et les astéroïdes de grande taille ($D \geq 50\text{km}$).

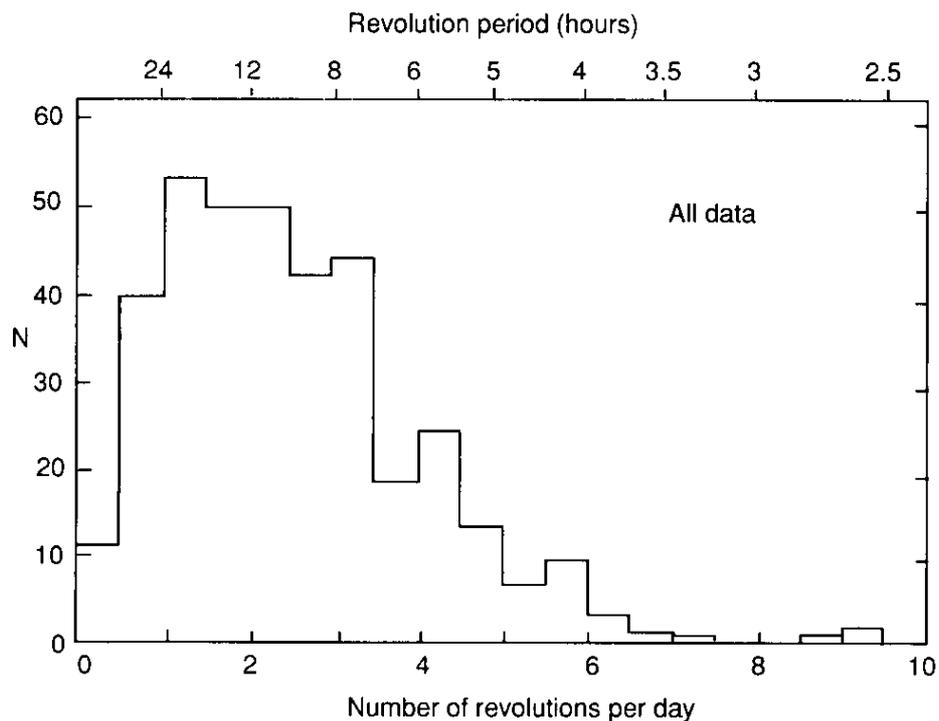


Figure 1.5 : Les périodes de rotation des astéroïdes, d'après l'étude de Binzel et al. (1989).

Orientation des axes de rotation.

Il existe peu de données sur l'orientation de l'axe de rotation. Seules quelques douzaines d'astéroïdes ont été étudiées, et les données semblent indiquer une tendance pour les plus gros astéroïdes à tourner dans le sens direct (Magnusson et al. 1989).

1.2.3 Caractéristiques physiques : diamètre, masse, densité et forme.

Les techniques modernes utilisées pour déterminer les diamètres incluent la polarimétrie, la photométrie, le radar, l'imagerie par tavelure, l'occultation par les étoiles et la radiométrie.

La grande majorité des diamètres a été mesurée à partir d'observations radiométriques, et principalement par le relevé effectué par le satellite infrarouge IRAS³ : « the IRAS Minor Planet Survey » (1992). Ainsi, les albédos et diamètres de près de 2000 astéroïdes ont pu être déterminés. La méthode radiométrique utilise le fait que le flux thermique émis par un astéroïde doit être égal à l'énergie solaire absorbée. Pour un astéroïde à une distance héliocentrique donnée, la quantité d'énergie absorbée dépend de la taille de l'astéroïde et de son albédo. En mesurant le flux (réfléchi) dans le visible et le flux (émis) thermique, on peut en déduire la taille et l'albédo de l'astéroïde. J'ai utilisé cette méthode pour des astéroïdes observés par ISO (Infrared Space Observatory). Ce travail est décrit au chapitre 4.

Les trois plus gros astéroïdes sont 1 Cérès (940 km), 2 Pallas⁴ (538 km) et 4 Vesta (576 km). L'incertitude sur ces diamètres tourne typiquement autour de 10%. 30 astéroïdes sont plus grands que 200 km, et 200 sont plus grands que 100 km sur les quelques 8000 astéroïdes numérotés. Sur la base des diamètres mesurés par IRAS, Cellino et al. (1991) ont tenté d'approcher la distribution de taille des astéroïdes de la ceinture principale par une loi de puissance de la forme :

$$N(>D) = D^{-\delta}$$

³ IRAS : Infrared Astronomical satellite, lancé en 1983. Il a mesuré pour 1811 astéroïdes et 25 comètes les densités de flux à 12, 25, 60 et 100 μm .

⁴ Pallas est en fait une ellipsoïde mesurant 559 X 525 X 532 km, donnant ainsi un diamètre moyen de 538 km.

où N désigne le nombre d'astéroïdes dont le diamètre est supérieur à D.

Cellino et al. (1991) n'ont pas trouvé un seul et même δ approchant l'entière population astéroïdale en raison d'une coupure dans la distribution pour un diamètre d'environ 150 km : δ est proche de 2 pour les plus grands astéroïdes, alors que pour les plus petits (jusqu'à un diamètre limite de 44 km), δ est proche de 1,35. La distribution de taille prend même une allure caractéristique quand on considère les familles d'astéroïdes, tandis que dans le cas des NEAs (Near Earth Asteroids), elle devient nettement plus complexe pour les tailles inférieures à 100 mètres. La connaissance de la distribution en taille des astéroïdes a une incidence directe sur notre compréhension de l'origine des petits corps et de leur histoire collisionnelle.

Masse et densité.

Les conditions nécessaires pour la détermination de la masse d'un astéroïde sont draconiennes. Seule une perturbation observable de l'orbite d'un astéroïde suite à une rencontre proche avec un autre corps permet de déterminer la masse. Mais ce cas de figure est extrêmement rare. Par exemple, on a le cas de 197 Arete qui s'approche de 4 Vesta à 0,04 UA tous les 18 ans.

Les masses actuellement connues pour les trois plus gros astéroïdes sont :

1 Cérès	1,18	$\cdot 10^{21}$ kg
2 Pallas	0,216	$\cdot 10^{21}$ kg
4 Vesta	0,275	$\cdot 10^{21}$ kg

Ce qui donne des densités de:

1 Cérès	2,12 ($\pm 40\%$)	g.cm^{-3}
2 Pallas	2,62 ($\pm 35\%$)	g.cm^{-3}
4 Vesta	3,16 ($\pm 45\%$)	g.cm^{-3}

La connaissance des densités des petits corps apporte quelques indications sur la composition interne, par comparaison avec les densités des météorites.

Ces dernières années, on dispose maintenant de nouveaux moyens pour mesurer les masses, grâce aux sondes spatiales. C'est le cas de la sonde GALILEO qui survola en 1993 l'astéroïde 243 Ida :

243 Ida	$4,2 \pm 0,6$	10^{16} kg
	$2,6 \pm 0,5$	g.cm^{-3}

Forme.

Les formes des astéroïdes peuvent être plus ou moins déterminées, comme la période de rotation, à partir de la courbe de lumière. Pour les astéroïdes suffisamment grands ($D > 150\text{km}$), la forme d'équilibre gravitationnelle est la sphère. Par contre, la forme des astéroïdes plus petits, issus des collisions, est certainement irrégulière. Cependant, un certain nombre de fragments peuvent se réaccumuler, sous l'effet de l'autogravitation et former un aggloméré sphérique. C'est ce qu'on appelle un « tas de gravats » ou en anglais *rubble pile* (Farinella et al. 1982).

Sur la base de l'analyse des courbes de lumière existantes, et de courbes de lumière synthétiques obtenues en laboratoire ou par synthèse numérique, Barucci et al. (1989) ont pu dégager la répartition moyenne des formes parmi les astéroïdes. La Figure 1.6 illustre ces résultats.

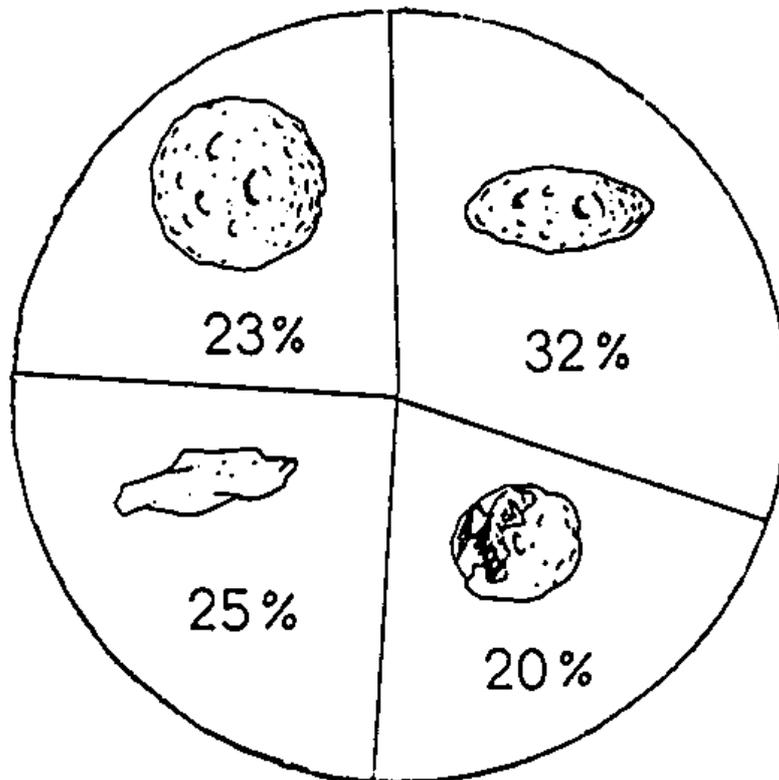


Figure 1.6 : Distribution des formes des astéroïdes dans les quatre catégories : ellipsoïdes (32%), sphéroïdes (23%), objets irréguliers (25%) et les corps avec variation d'albédo (20%).

1.2.4 Caractéristiques chimiques : albédo, composition, minéralogie.

Jusqu'à présent, j'ai décrit les propriétés dynamiques et physiques des astéroïdes. Grâce aux techniques comme la spectroscopie, on va pouvoir déterminer la composition de la surface des petits corps.

La lumière interagit avec la matière par des processus couplés entre les champs électromagnétiques du photon et les électrons ou les charges de la matière. Les détails de l'interaction dépendent de la longueur d'onde du rayonnement et de l'état physique de la matière. En ce qui concerne les astéroïdes, la matière qui interagit est le régolithe, c'est à dire la surface poudreuse qui recouvre les petits corps. Ce régolithe peut atteindre plusieurs kilomètres d'épaisseur chez les gros astéroïdes, et n'atteindre qu'une fine couche chez les plus petits. Néanmoins dans le visible et le proche infrarouge, l'interaction matière - rayonnement ne concerne que les premiers microns de la surface.

L'albédo géométrique d'un corps est le rapport entre le flux réfléchi et le flux reçu du soleil.

Les albédos des astéroïdes varient sur un grand domaine, en commençant par des valeurs très petites comme 0,02 (596 Scheila) jusqu'à une valeur élevée de 0,48 (44 Nysa). La distribution des albédos apparaît clairement bimodale, (Figure 1.7) avec un pic à 0,033, un minimum autour de 0,07 et un deuxième pic autour de 0,15. Ce fait à lui seul, met en évidence l'existence de deux classes astéroïdes optiquement distinctes, sans qu'il y ait besoin de recourir à l'information spectrale.

Quand on passe à l'information spectrale, chaque astéroïde pris individuellement tend à être plutôt uniforme dans ses propriétés optiques de surface ; mais regardé de plus près, chaque objet peut être considéré comme unique. Néanmoins il est possible de classer la plupart d'entre eux, sur la base de leurs propriétés optiques, dans un petit nombre de types que l'on appelle types taxonomiques. Le fait que la plupart des astéroïdes brillants peuvent être classifiés dans deux types optiques principaux, maintenant désignés par C (comme "carbonaceous") et S (comme "stony"), a été la première fois remarqué par Chapman (1973), Zellner (1973), et explicitement par Chapman et al. (1975). La première et la plus simple des

sources d'information spectrale sur les astéroïdes a être utilisée fut la base de données photométriques UBV. Celles-ci existent pour plus de 800 astéroïdes, et de nombreuses études

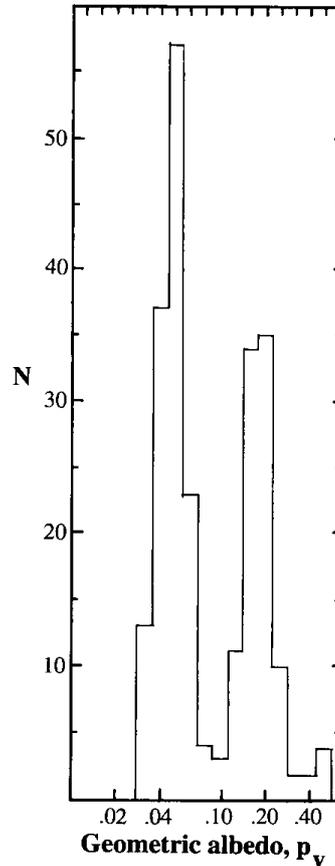


Figure 1.7 : Albédos géométriques des astéroïdes. La distribution est fortement bimodale, trahissant l'existence de deux principales classes de matériaux astéroïdaux, l'une très noire et l'autre plutôt brillant.

ont été menées pour représenter et interpréter cette vaste base de données. Les données à notre disposition sont l'albédo géométrique ; les magnitude U, B, V⁵; et les indices de couleurs U-V, B-V, U-V. Un indice de couleur est la différence des magnitudes entre la petite longueur d'onde et la grande longueur d'onde. Ainsi, un nombre positif signifie que, sur le domaine spectral considéré, le corps est "rouge". Un simple graphique (Zellner 1979) donnant

⁵ Système UBV Johnson avec les filtres U ($\lambda = 3590 \text{ \AA}$, FWHM = 470 \AA), U ($\lambda = 4370 \text{ \AA}$, FWHM = 600 \AA) et U ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$, FWHM = 900 \AA).

l'albédo géométrique en fonction de U-V est donné à la Figure 1.8. Comme on le voit, les astéroïdes sont résolus en différents groupes distincts. Les astéroïdes de faible albédo qui ont un albédo et un indice de couleur similaires aux échantillons météoritiques de laboratoire des chondrites C, sont appelés astéroïdes **C**. Au dessus on trouve deux classes d'albédo très similaires mais avec des indices de couleur U-V très différents. Le groupe le plus rouge, avec une couleur caractéristique des météorites métallo-pierreuses, est appelé type **S**. Le groupe moins rouge, qui montre peu de signatures des silicates riches en fer, a un spectre très proche des météorites ferriques ou chondrites à enstatites. Ce groupe est appelé **M** à cause de l'apparente dominance du métal dans ses propriétés spectrales. Un petit nombre d'objets extrêmement brillants avec un indice de couleur U-V moins rouge ressemble à la réflectance spectrale expérimentale des achondrites à enstatites. C'est le groupe **E**. Les astéroïdes **R** sont très rouges et un albédo modéré à élevé, avec une absorption évidente due à Fe^{2+} dans les silicates.

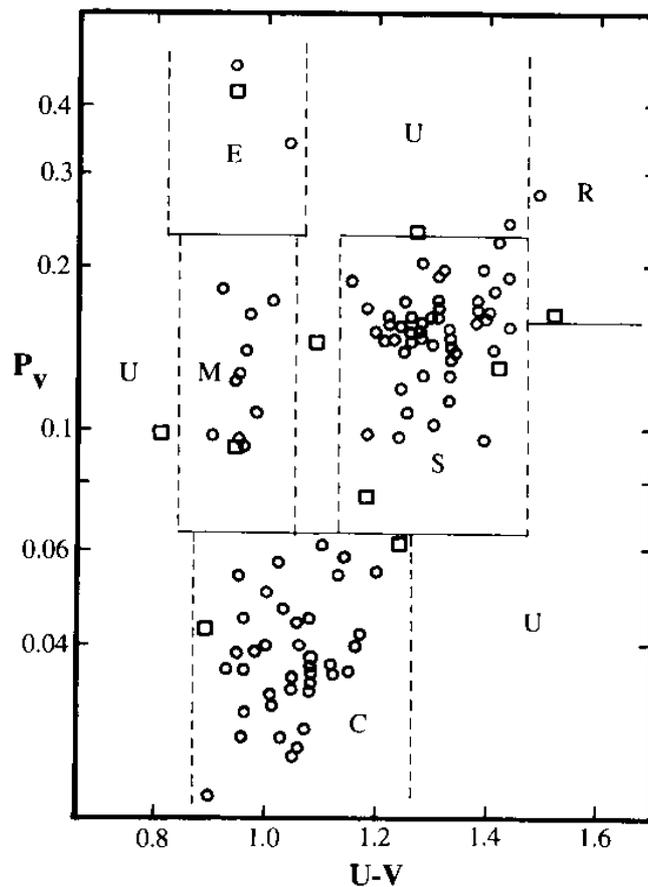


Figure 1.8 : Albédo en fonction de l'indice de couleur U-V. Cette classification à deux dimensions révèle plusieurs classes d'astéroïdes. Les régions dénommées U concernent les objets qui se sont révélés inclassables.

Depuis cette première classification, plusieurs taxonomies ont été faites, utilisant de nouvelles bases de données plus riches, et des méthodes plus objectives. La plus utilisée aujourd'hui est celle développée par Tholen (1984) utilisant les sept indices de couleurs de ECAS (Eight-Color Asteroid Survey, Zellner et al. 1985). Ce relevé recense 589 astéroïdes en utilisant huit filtres à bandes larges de 0,34 à 1,04 μm . Tholen créa quatorze classes d'astéroïdes. Les taxonomies de Barucci et al. (1987) et Tedesco et al. (1989) utilisèrent des méthodes différentes de classifications sur les mêmes données ECAS, avec en plus la connaissance des albédos IRAS. Les classes taxonomiques obtenues sont finalement similaires à celles de Tholen. Le tableau ci-dessous liste les différentes classes taxonomiques et leurs analogues météoritiques.

<i>Classe</i>	<i>albédo</i>	<i>Minéraux</i>	<i>météorite associée</i>
A^a	élevé	Olivine ; olivine + métal	Achondrite, pallasite
B^a	faible	Silicates OH, carbone, matières organiques.	CI ou CM altérés
C	très faible	Silicates OH, carbone, matières organiques.	CI ou CM
D	très faible	Carbone, matières organiques.	Analogues C secs
E^a	très élevé	Enstatite FeO-libre, forstérite	Achondrites à enstatites
F	très faible	Silicates OH, carbone, matières organiques.	CI ou CM altérés
G^a	très faible	CI ou CM altérés	CI ou CM altérés
M	modéré	Métal, métal + enstatite?	Fer
P	très faible	Carbone, matières organiques.	Analogues C secs
Q^a	élevé	Olivine, piroxène, métal.	Chondrites ordinaires
R^a	élevé	Piroxène, olivine	Px-ol achondrites
S	modéré	Olivine, piroxène, métal	Pallasites
T^a	très faible	Silicates OH, carbone, matières organiques	CI ou CM très altérés
V^a	élevé	Piroxène, feldspath	Achondrites basaltiques

^a Classes rares ; seuls quelques membres sont connus.

Tableau 1.1 : Classes taxonomiques des astéroïdes.

Les autres classes taxonomiques décrites dans la Tableau 1.1 sont généralement rares dans la ceinture principale (mais les classes D et P sont dominants au delà de la ceinture principale). La distribution des principaux types d'astéroïdes en fonction de leur distance héliocentrique (Gradie et Tedesco, 1982) est illustrée à la Figure 1.9.

Il existe deux approches dans l'interprétation des données spectrales. La première approche consiste à comparer les spectres avec ceux des météorites obtenus en laboratoire. En effet, la plupart des chercheurs intéressés dans la détermination de la composition des astéroïdes avaient conclu que les météorites représentent le meilleur matériel de comparaison disponible (Hapke, 1971 ; Johnson et Fanale, 1973).

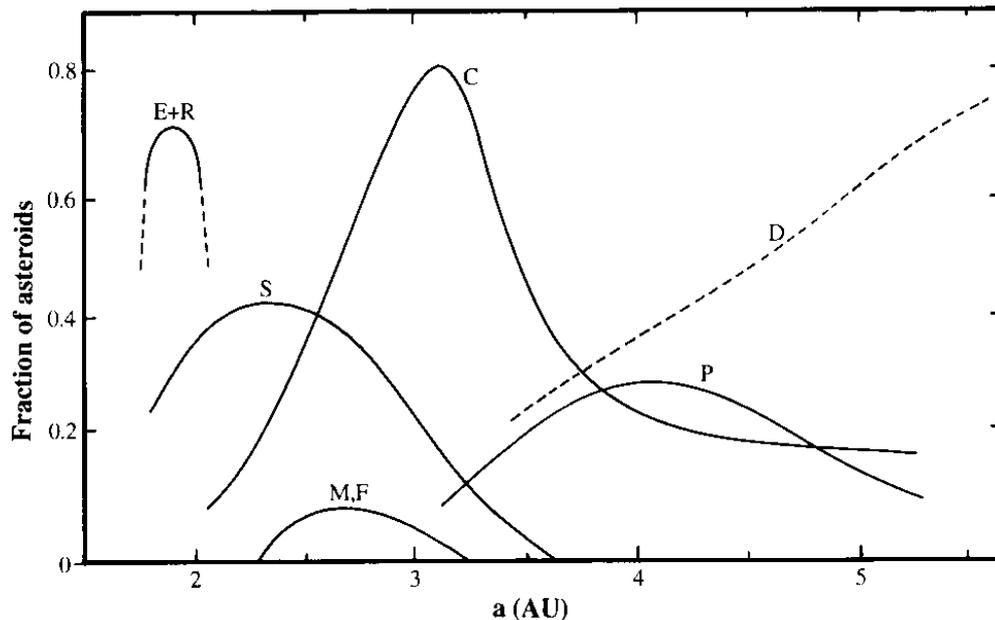


Figure 1.9: Les types spectraux des astéroïdes en fonction de leur distance héliocentrique. On peut remarquer de forts effets de zone. Ainsi le type S domine la région interne de la ceinture principale, alors que le type C en domine la partie externe. Le type spectral D est quasiment le seul existant au delà de la ceinture principale.

Les tentatives de comparaison directe entre les réflectances des météorites obtenues en laboratoire et les données observationnelles ont connu un succès limité pour plusieurs raisons. D'abord, le critère de similitude entre deux spectres (savoir si une déviation mineure est oui ou non minéralogiquement significative) est délicat à apprécier. Ensuite, Hapke (1971) a noté que la réflectance du matériau variait avec la taille des particules utilisées. Enfin, Salisbury et Hunt (1974) ont mis en avant l'incertitude introduite par l'altération de l'atmosphère terrestre sur la météorite, tandis que Chapman et Salisbury (1973) hypothéquaient les effets de l'espace (bombardement de la surface, etc.) comme une explication possible au mauvais accord entre les spectres des météorites et les spectres des astéroïdes. Malgré ces incertitudes,

l'approche comparative des spectres peut être utilisée avec profit si l'on prend la précaution de reconnaître ses limites. Je ferai ce travail de comparaison pour les spectres de la famille de Eos (chapitre 2).

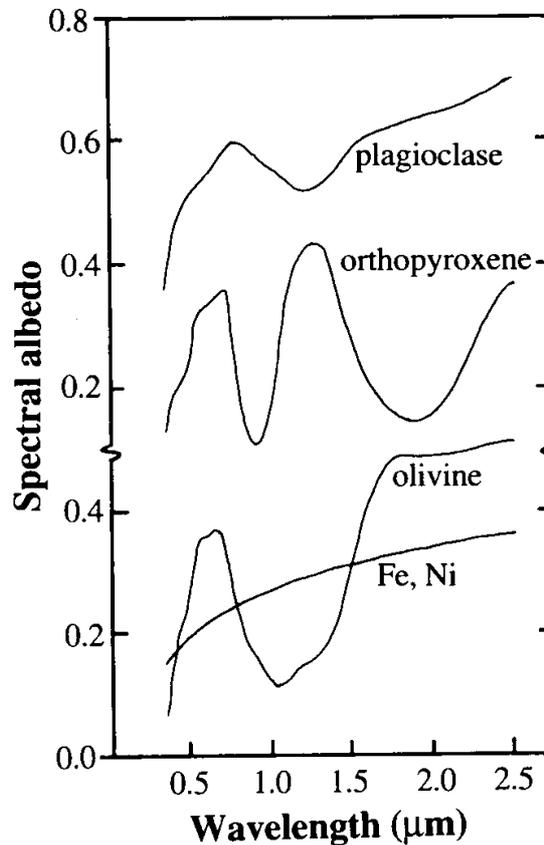


Figure 1.10 : Les albédos spectraux pour cinq minéraux importants présents dans les astéroïdes. Les surfaces métalliques sont rouges mais exempts de bandes d'absorption. La plupart des astéroïdes normaux contiennent en fait des mélanges de l'un ou l'autre des minéraux, dans des proportions diverses, rendant l'interprétation difficile.

L'autre alternative ou la seconde approche pour interpréter les données spectrales consiste à reconnaître et quantifier les signatures spectrales des différents minéraux. Les paramètres des signatures spectrales (position de la bande d'absorption, largeur, intensité et symétrie) sont relativement insensibles aux variations des propriétés physiques (taille des particules). Cependant, la coexistence de plusieurs minéraux dans des proportions diverses et des phases différentes rend l'interprétation difficile. La Figure 1.10 donne le comportement spectral de cinq minéraux importants. Pour une revue générale sur les différentes signatures spectrales (absorption électronique, vibrationnelle, etc.) on peut se référer à l'article de

Gaffey et al. (1989) ou l'ouvrage de Burns (1970). Parmi les différentes espèces moléculaires qui sont communes dans les chondrites CI/CM, on peut noter l'eau. La glace d'eau signe dans l'infrarouge à 2,94 μm , 3,105 μm et 6,06 μm .

	Grandeurs mesurées	domaine spectral	Principe	Avantages/ inconvénients	Références
Photométrie CCD	période, forme, pole	visible	Mesure l'éclat et ses variations en fonction de la rotation et l'albédo.		French et Binzel, 1989
Occultation	taille, forme	visible	Analyse l'ombre projetée par un ast passant devant une étoile.	Précision élevée : $\Delta D/D = 5\%$. Applicable à un nombre limité d'ast.	Millis et Dunham, 1989.
Interfér. Par tavelures	taille, forme	visible	Composition d'images de qq milliseconde chacune afin de s'affranchir du seeing.	Grande résolution angulaire	Roddié, 1988. Labeyrie, 1978.
Radiométrie	albédo, taille	infrarouge	Mesure l'émission thermique		Matson, 1971.
Polarimétrie	albédo, taille	visible	Mesure la polarisation de la lumière émise.	Temps d'observation long.	Dollfus et al. 1989
Radar	taille, forme, période, pole, texture de surface, composition	radio	Analyse de l'écho radar retourné par l'ast.	Applicable à un nombre limité d'ast. (grands ou très proches)	Ostro, 1989
Spectrophotométrie	composition	visible IR UV	Photométrie à travers plusieurs filtres de plusieurs largeurs	technique supplantée par la spectroscopie.	Mc Cord et al. 1970.
Spectroscopie CCD	composition	visible IR UV	Obtention d'un spectre continu.		Luu et Jewitt 1990

Tableau 1.2 : Techniques modernes d'observation.

J'ai tout au long de ce paragraphe, décrit les astéroïdes tant par leurs propriétés dynamiques : paramètres orbitaux, période et axe de rotation, que physiques : taille, masse densité, forme, mais aussi chimiques : albédo, type spectral, minéralogie. Nombreuses et sophistiquées sont maintenant les techniques modernes d'observation qui permettent de mesurer et calculer tous ces paramètres qui sont nécessaires à la compréhension de la population astéroïdale. A défaut de décrire chaque méthode, le tableau 1.2 les énumère, en donnant pour chacune d'elle les grandeurs mesurées, le domaine spectral couvert, le principe, et les avantages et/ou inconvénients.

1.3 Les familles d'astéroïdes.

1.3.1 Pourquoi les familles.

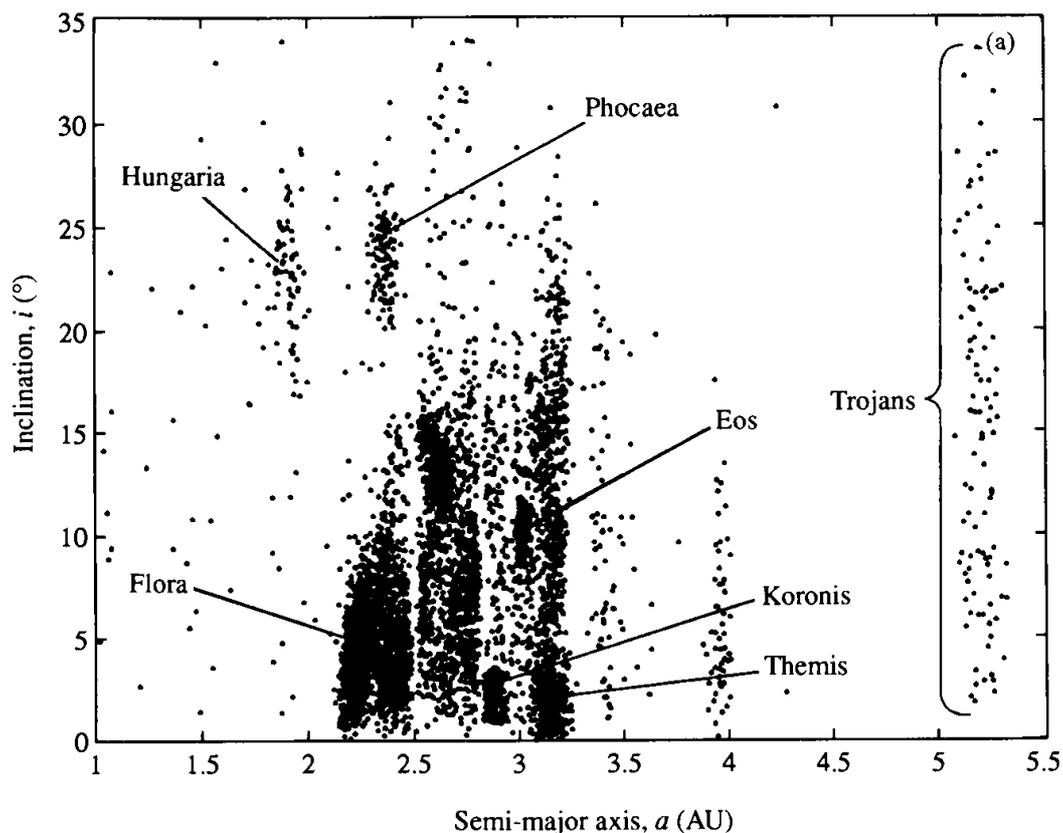


Figure 1.11 : Distribution des astéroïdes dans le plan du demi-grand axe et de l'inclinaison. Les principales familles y sont indiquées.

Les familles d'astéroïdes sont des regroupements d'astéroïdes, significativement proches dans l'espace des phases des trois éléments orbitaux, le demi-grand axe a , l'excentricité, et l'inclinaison i (Figure 1.11). La définition de ces éléments orbitaux sera donnée au paragraphe **1.3.2**. Le pionnier dans ce domaine fut le japonais Kiyotsugu Hirayama (1918) qui remarqua un regroupement d'astéroïdes dans l'espace des éléments orbitaux qui ne pouvait être fortuit. Il nomma ce regroupement "familles" parce qu'il croyait qu'elles avaient une origine commune. Hirayama conjectura que les familles étaient le fruit de l'éclatement spontané d'astéroïdes parents, par un mécanisme sans doute similaire à celui de la rupture spontanée du noyau cométaire. L'hypothèse moderne et largement répandue est qu'une famille est générée par l'éjection d'un nuage de fragments issu d'un corps parent, cratérisé ou détruit par une collision violente avec un autre astéroïde.

Les familles d'astéroïdes sont intéressantes à étudier pour diverses raisons :

1 - Une des plus excitantes conséquences de l'origine collisionnelle des familles d'astéroïdes est qu'elle nous offre ainsi l'unique opportunité d'observer la structure interne d'un corps de plusieurs centaines de kilomètres de diamètre. Ainsi, un corps parent initial de composition homogène donnerait naissance à une famille d'astéroïdes spectroscopiquement similaires. Par contre, pour un corps parent différencié on peut envisager des astéroïdes de types différents, représentatifs des différentes couches de l'astéroïde parent. Par exemple, (voir tableau 1.1) un astéroïde M serait issu du noyau métallique, un astéroïde S du manteau d'olivine, et un astéroïde V proviendrait de la croûte basaltique.

2 - Les familles d'astéroïdes sont des « expériences naturelles » de collision catastrophiques. En effet, la physique des impacts à grande vitesse reste encore mal connue. Tout ce que l'on sait jusqu'à présent vient des expériences de laboratoire (Fujiwara et al, 1989). Cependant, les modèles de collisions semi-empiriques construits à partir des données expérimentales et développés afin de prédire quantitativement les processus collisionnels, ne peuvent pas être appliqués directement au cas astéroïdal. En effet les tailles des cibles expérimentales mises en jeu en laboratoire sont quelque 10^6 fois inférieures à celle des astéroïdes (un rapport de 10^{18} en ce qui concerne les énergies d'impact). Les résultats des modèles doivent être extrapolés sur la base de lois d'échelle appropriées (Holsapple, 1993). Donc, les distributions des tailles et des éléments orbitaux à l'intérieur des familles

d'Hirayama constituent des résultats « expérimentaux » qui permettent de tester les modèles collisionnels et les lois d'échelles. Je reparlerai de cela plus en détail au chapitre 3.

3 - En plus des deux faits bien connus énoncés ci-dessus, il a été question, plus récemment, d'une étroite relation entre familles et origine des météorites. Ainsi, dans certains cas, les impacts responsables de la formation d'une famille dans la ceinture principale a pu aussi injecter une partie des fragments dans une résonance voisine, par exemple la résonance 3:1 à 2,5 UA, ou la résonance séculaire ν_6 . Ensuite, par le biais de processus dynamiques (Greenberg et Nolan, 1989) plusieurs fragments ont pu ainsi être transférés sur des orbites de NEAs ou des orbites de collision avec les planètes telluriques. La famille de Vesta est une preuve éclatante de l'étroite relation qui existe entre les familles d'astéroïdes d'une part, et les astéroïdes NEAs et les météorites d'autre part (Binzel et Xu, 1993). L'existence d'un type de météorites, les eucrites, et d'un certain nombre de NEAs (Cruikshank et al, 1991) montrent tous deux les signatures d'une composition basaltique, compatible avec la croûte basaltique de Vesta.

4 - Il est bien établi que les astéroïdes sont les objets les plus primitifs du Système Solaire, et que le seul processus majeur qui en ait affecté les propriétés depuis 4,5 milliards d'années sont les collisions. Puisque les familles d'astéroïdes sont le fruit de collisions, alors elles peuvent nous apporter de précieux indices sur les processus collisionnels qui ont affecté les petits corps, à des degrés divers. Donc nous pouvons espérer en décryptant cette évolution collisionnelle, mieux comprendre les propriétés primordiales des astéroïdes et la distribution initiale des planétésimaux (Marzari et al, 1995).

L'utilité potentielle des familles pour les objectifs donnés ci-dessus, ne peut être démontrée que si les familles sont réellement le résultat de collisions et que si elles n'ont pas été altérées par des collisions ultérieures. Si ce dernier point peut être surmonté (Marzari et al, 1995), le premier est impératif.

Je rappelle qu'il existe 2 définitions de famille. La première, dynamique, décrit la famille (dynamique) comme un regroupement d'astéroïdes dans l'espace des éléments orbitaux. La seconde, au sens d'Hirayama définit les familles (d'Hirayama) comme le résultat d'une collision hyper-énergétique entre le corps parent et un autre astéroïde.

Si toutes les familles d'Hirayama sont des familles dynamiques, l'inverse n'est pas vrai. Par exemple, la région de Phocaea (la région peuplée située entre 2,3-2,4 UA) est clairement isolée du reste de la ceinture principale. C'est donc une famille mais pas au sens

d'Hirayama parce qu'il y a de bonnes raisons de croire que ce regroupement d'astéroïdes est plutôt la conséquence du dépeuplement des régions voisines due à la présence de fortes résonances séculaires.

Afin d'éviter tout malentendu induit par l'usage impropre du mot famille, Farinella et al. (1992) ont proposé une nouvelle nomenclature. D'après ces auteurs, le terme de "famille" devrait être utilisé seulement dans les cas où les définitions dynamiques et physiques coïncident. C'est à dire pour les groupement d'objets pour lesquels on a, à la fois, et un regroupement statistique des éléments orbitaux, et un lien génétique confirmé par les observations.

Avec cette définition des familles, seules un petit nombre d'entre elles ont été jusqu'à ce jour reconnues et acceptées. Ceci, principalement à cause de la rareté des données observationnelles sur les propriétés de surface (indice de couleur, albédo, type taxonomique).

1.3.2 Identification des familles dynamiques d'astéroïdes.

L'orbite d'un astéroïde est définie par la donnée de ses 6 éléments orbitaux osculateurs (voir Figure 1.12) :

a, le demi-grand axe de l'orbite elliptique

e, l'excentricité de l'orbite

i, l'inclinaison

Ω , la longitude du noeud ascendant, angle entre le point vernal et le noeud ascendant

ω , l'argument du périhélie, donnant la direction du périhélie

t_0 , le temps de passage au périhélie

Cependant, par définition, ces éléments osculateurs varient avec le temps. En effet l'intromission des autres planètes dans le simple problème à 2 corps Astéroïde-Soleil introduit des effets perturbateurs sur l'orbite de l'astéroïde. La structure dynamique des astéroïdes de la ceinture principale est déterminée par les résonances de moyen mouvement et les résonances séculaires. Les résonances de moyen mouvement ont des effets à court terme et sont responsables des lacunes de Kirkwood et des concentrations d'astéroïdes dans la ceinture principale. Les résonances séculaires ont des effets perturbateurs à plus long terme.

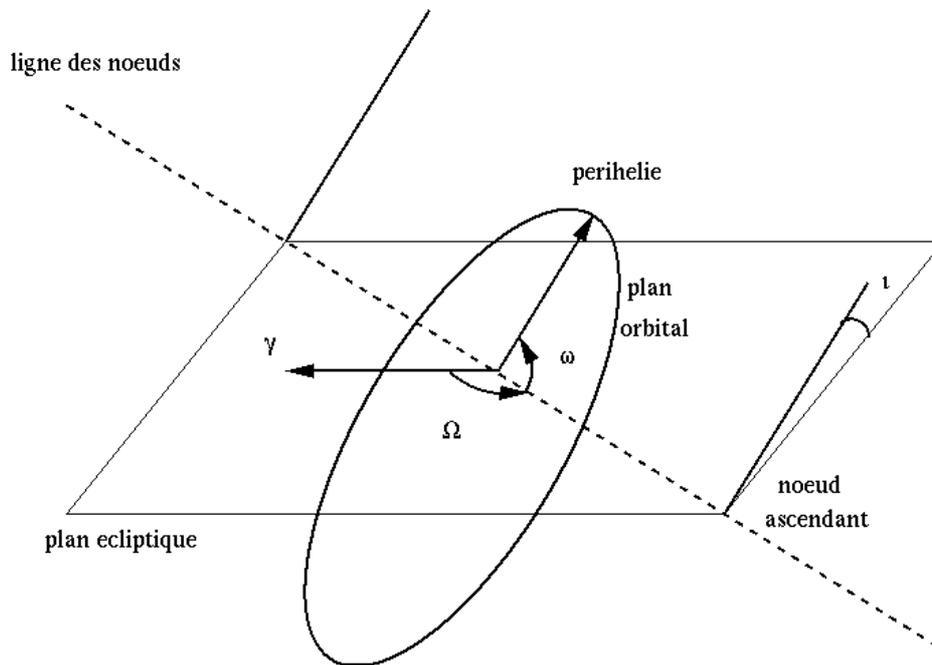


Figure 1.12 : Paramètres orbitaux.

En conséquence, comme nous allons le voir les éléments osculateurs ne sont pas des paramètres adaptés pour la recherche des familles d'astéroïdes.

Les éléments propres des astéroïdes sont les quasi-constantes du mouvement, stables (Chapman et al, 1989) sur de très longues périodes de temps (variation à 10^{-3} près sur une période d'au moins 5 milliards d'années, Zappalà et al. 1995). Dans le formalisme des théories analytiques des perturbations séculaires (Brouwer et Van Woerkom, 1950), les éléments propres sont définis comme les constantes d'intégration des équations différentielles du mouvement.

Les familles d'astéroïdes sont issus de la fragmentation catastrophique des corps parents, à une date inconnue dans le passé. La vitesse d'éjection des fragments restant faible comparée à la vitesse d'entraînement du corps parent (qui est typiquement de l'ordre de 20 km/s), les orbites, donc les éléments orbitaux demeurent proches. Cependant ces derniers varient avec le temps, et l'époque de la collision étant inconnue, les éléments propres se révèlent être les seuls paramètres fiables pour la reconnaissance des familles d'astéroïdes. Ils "gardent en mémoire" la proximité initiale des orbites des fragments.

L'identification des familles requière deux outils :

- La connaissance des éléments propres avec une précision suffisante
- Des méthodes de classification performantes et objectives.

Je vais maintenant détailler chacun d'entre eux.

Calcul des éléments propres

Il y a 4 théories et/ou méthodes actuellement utilisées pour le calcul des éléments propres.

- la théorie analytique de Milani et Knezevic (1990, 1992, 1994) qui fournit les résultats les plus précis pour les objets de la ceinture principale d'excentricité/inclinaison petite à moyenne.

- La théorie semi analytique de Lemaitre et Morbidelli (1994) adaptée pour les objets à forte excentricité/inclinaison.

- une méthode numérique de Milani (1993) applicable aux troyens.

- une méthode similaire à la précédente de Schubart (1982, 1991) pour le groupe de Hildas.

Les différences essentielles entre ces théories sont : le choix des paramètres servant à développer la perturbation en série, l'ordre du développement des différentes séries, le nombre des planètes perturbatrices (Knezevic et Milani, 1993).

Identification des familles.

Comme il a été dit, l'identification des familles d'astéroïdes se fait par la reconnaissance de regroupements d'astéroïdes dans l'espace des phases à trois dimensions des éléments propres. Les objets du fond rendent impossible cette reconnaissance fiable à 100%.

Pour une revue des différentes classifications, se référer à l'article de Valsecchi et al. 1989. Différents auteurs ont utilisé des techniques d'identification automatiques et visuelles et parfois mixtes. Alors que l'on a un bon accord entre les auteurs sur les familles majeures, leurs analyses divergent notablement quant à l'identification des plus petits regroupements. Il a même été frustrant de constater durant ces dernières décennies, un réel désaccord parmi les différents investigateurs tant sur le nombre de familles que sur la liste de leurs membres. Mais récemment, une avancée significative a été faite dans ce domaine grâce aux travaux conjoints de Benjoya et al. (1991) et Zappalà et al. (1995). Ils ont obtenu un très bon accord entre deux

méthodes d'identification puissantes et indépendantes appliquées à un échantillon de 12487 astéroïdes dont les éléments propres étaient calculés précisément par Milani et Knezevic (1994).

1.3.3 Propriétés physiques et évolution.

Les propriétés des familles en elles mêmes servent à confirmer l'existence des familles. Mais d'autre part, le but est aussi d'extraire, au travers des propriétés des familles, toutes les informations utiles sur la physique des événements dont elles sont issues, et sur les propriétés physiques et structures internes de leurs corps parents.

Taxonomie.

Même si les améliorations considérables de ces dernières années, apportées au calcul des éléments propres, combinées à des méthodes d'identification sophistiquées ont conduit à la détermination plus fiable des familles, l'étude de la composition des astéroïdes via les observations reste une étape incontournable pour conforter un réel lien génétique entre les différents membres de la famille. En effet, on peut douter de la réalité de certaines familles qui présenteraient des combinaisons de types taxonomiques qui sont soit géochimiquement incompatibles, soit impliqueraient que des composés minéraux de faible température coexistent à l'intérieur du même corps parent, avec des roches volcaniques à haute température. Ce qui est particulièrement troublant est l'association commune des objets de type S et de type C à l'intérieur d'une même famille. Ceci est également improbable du fait que ni des compositions de type métallo-pierreuse ni des composition de type chondrites ordinaires ne peuvent coexister dans le même corps parent avec des matériaux de type CM/CI. On a ce genre de paradoxe pour les petites familles qui sont aussi les plus controversées quant à leur réalité. Bell (1988) avance comme explication que les membres de telles familles ne sont pas issus du même corps parent mais, ont été regroupés par un vide sélectif opéré dans les régions adjacentes de la ceinture principale par des effets encore mal compris qui sont peut être analogues aux résonances séculaires. Le groupe de Phocaea est un exemple d'une famille formée par la présence de résonances séculaires qui l'isolent du reste de la ceinture principale.

Ces dernières années, on a assisté à une reconnaissance spectroscopique intensive des familles sur un grand nombre d'astéroïdes. Ceci a été rendu possible grâce essentiellement aux travaux communs de Zappalà et Bendjoya sur l'identification de ces familles (Zappalà et al. 1995). Pour l'instant les études concernent les grandes familles. Les travaux de Veeder et al. (1995) portent sur les familles de Eos, Koronis et Maria, leurs données font apparaître une composition de surface similaire pour tous les astéroïdes de chaque famille. Les familles de Koronis et Maria sont de type S et Eos de type K. Les auteurs notent néanmoins une couleur (dans l'infrarouge) plus rouge pour la famille de Maria que pour les deux autres indiquant peut être une famille plus vieille. Pour ma part, l'étude de la famille de Eos fait l'objet de cette thèse (chapitre 2). J'ai en effet observé un très large échantillon d'astéroïdes Eos (45) et mis en évidence un large éventail spectral sans doute dû à une petite hétérogénéité à l'intérieur du corps parent d'Eos. Un travail analogue, et auquel j'ai participé, porte sur la famille de Flora (Florczak et al. 1997, voir mes publications à la fin de cette thèse).

La famille de Veritas a été étudiée par Di Martino et al. (1997). Ils ont obtenu des spectres de type C dont les pentes spectrales variaient de quelques %. Ils ont avancé l'explication que l'intérieur du corps parent avait été altéré par des épisodes thermiques et que l'impact a exposé les fragments venant de différentes régions du corps parent qui avait subi un métamorphisme thermal à des degrés divers. Enfin, pour terminer sur la taxonomie des familles, je citerai l'étude de la composition de la famille de Hilda par Dahlgren et al. (1997). Cette famille est composée d'objets primitifs de type P et D. Les auteurs ont mis en évidence une relation entre la pente spectrale et la taille des astéroïdes impliquant une composition de surface dépendant de la taille.

Distribution de masse.

Afin d'étudier les scénarios de collisions, il est important de déterminer la distribution de masse (ou de taille) des familles, car cela permet une comparaison directe avec les expériences de laboratoire ainsi qu'avec les simulations numériques des processus de fragmentation. Le principal objectif est de retrouver la masse totale de la famille, et par suite celle du corps parent, en supposant que peu de masse a été perdue. On peut approcher cette distribution de masse par une loi en puissance dite de Pareto :

$$dN = K m^{-k} dm$$

où dN est le nombre de fragments de masse entre m et $m + dm$, k est un exposant et K un facteur de normalisation. Cette loi est applicable aux collisions catastrophiques, c'est à dire pour lesquelles plus de la moitié du corps parent est détruit.

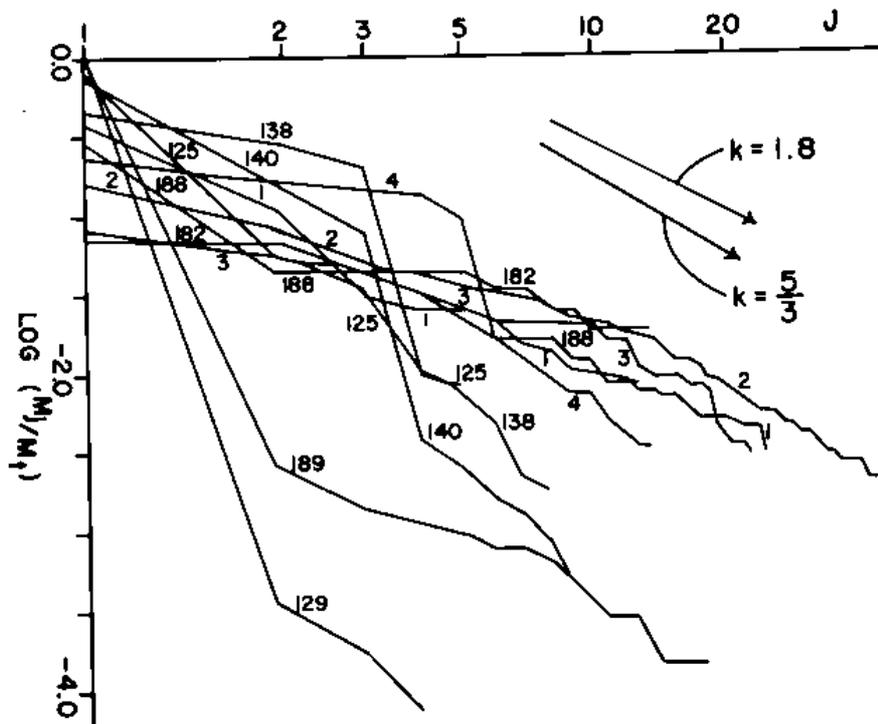


Figure 1.13 : Graphique log-log des masses des fragments pour les familles d'astéroïdes normalisées par rapport à la masse de la cible et ordonnées en fonction de leur taille (M_j est le $j^{\text{ième}}$ fragment). Les numéros sur chaque courbe sont les numéros des familles dans la nomenclature de Williams (1979).

Dans le cas où le nombre de fragments est faible, Zappalà et al. (1984) ont représenté les données sous la forme d'une distribution de masse discrète, introduite par Kresák (1977) :

$$M_j / M_0 = (2j - 1)^{[1/(1-k)]}$$

où M_0 est la masse du corps parent, M_j est la masse du $j^{\text{ième}}$ plus gros fragment, et k est le même exposant de la distribution de masse différentielle. Les M_j / M_0 en fonction de j sont donnés à la Figure 1.13 pour quelques familles d'astéroïdes. Il apparaît que pour des j élevés, la

distribution est assez semblable pour la plupart des familles et elle peut être ajustée par un exposant autour de 1,8. Une comparaison avec les expériences de laboratoire est particulièrement instructive (Fujiwara et al. 1989). Les valeurs typiques de k sont similaires à celles trouvées pour les familles, quoique la signification physique est incertaine à cause de la grande différence d'échelle allant du centimètre dans le cas des expériences jusqu'à la centaine de kilomètres pour le cas astéroïdal. Les valeurs de k sont connues pour varier au moins sur un intervalle allant de $5/3$ pour des collisions à peine catastrophiques jusqu'à 2 pour les impacts super catastrophiques.

Distribution des vitesses angulaires.

Parce que les familles sont probablement les produits observables d'événements catastrophiques, elles sont d'un grand intérêt pour les études des paramètres rotationnels. Si une famille est le résultat d'une collision récente, alors la distribution des spins observée donnerait une indication sur la répartition du moment angulaire entre les fragments. De telles observations pourraient fournir des contraintes utiles aux modèles d'évolution collisionnelle. Cependant les âges des familles restent incertains et une interprétation préliminaire est requise avant que les résultats observationnels puissent être appliqués aux modèles. De plus, à part les grandes familles (Eos, Koronis, Themis...), les données sont rares et les membres mal déterminés.

Des études de Koronis et de Eos ont été faites par Binzel (1988). Les astéroïdes de la famille de Eos présentent des spins de valeurs plus élevées que pour les astéroïdes du fond et sont distribués suivant une maxwellienne. Cependant, la distribution des spins de la famille de Koronis ne se distingue pas du fond et est composée d'objets en rotation plus lente. De plus elle ne suit pas une loi maxwellienne. Binzel a interprété ces différences par le fait que Eos était une vieille famille, de l'âge du système solaire, qui avait subi une longue et active évolution collisionnelle. Par contre, la famille de Koronis serait plus jeune et ses membres auraient été significativement moins affectés par les collisions ultérieures. Quoiqu'il en soit, les spins des plus gros corps de chaque famille sont comparables. Binzel a proposé que ces corps gardaient "en mémoire" le spin de leur corps parent du fait de leur grand moment d'inertie.

Evolution.

Même si la plupart des familles semblent réelles, il ne faut pas se cacher certains problèmes qui doivent être résolus. Premièrement, nous devons comprendre pourquoi les familles sont si asymétriques dans l'espace de $a-e-i$; car cette asymétrie est systématique, les familles étant littéralement aplaties dans la direction radiale par rapport au soleil. L'explication doit se trouver soit dans le calcul des éléments propres, soit dans l'évolution dynamique. Deuxièmement, nous devons mieux comprendre comment les collisions entre astéroïdes peuvent donner lieu à des distributions de taille similaires aux résultats expérimentaux sans invoquer des paramètres physiquement irréalistes. Troisièmement, nous devons comprendre pourquoi la plupart des familles sont cosmochimiquement irréalistes. Peut-être les solutions à quelques uns de ces problèmes requièrent d'autres processus cosmogoniques ou évolutionnistes.

Quelque soit l'origine des familles, elles doivent continuer à évoluer. Quoiqu'une telle évolution n'a pas été étudiée en détail, on s'accorde généralement à penser que sur une échelle de temps inférieure à l'âge du système solaire, les orbites des astéroïdes évoluent et changent sur des distances de 1 UA (valeur basée sur les chevauchements des distributions de types taxonomiques quand elles sont représentées en fonction de la distance au soleil ; voir Figure 1.9). Ainsi les familles se dilueraient et deviendraient méconnaissables. Les familles reconnaissables seraient alors des familles, soit récemment créées, soit spécialement protégées d'une telle dispersion. Bien qu'il soit difficile d'être certain, il semblerait que les familles ne se dispersent pas de cette manière pour deux raisons : (a) on ne voit pas un éventail complet de vitesses d'éjection pour chaque famille, et (b) on ne voit pas plus souvent des familles partiellement dispersées qui pourraient être reconnues facilement grâce à leur type spectral particulier (par exemple Eos ou Nysa).

Les familles peuvent aussi évoluer collisionnellement. Tous les aspects de l'évolution collisionnelle sont potentiellement reconnaissables, aussi bien une distribution de taille ou une distribution de spin, collisionnellement évoluée. En général, ce sujet a été peu étudié en partie à cause de données incomplètes. Binzel en 1988 a étudié les spins des membres de la famille de Eos et Koronis (voir plus haut, le paragraphe sur la distribution de spins). En cette matière, on suppose qu'une évolution collisionnelle génère quelque chose approchant une distribution maxwellienne de spins ou d'axe de rotation (Binzel et al, 1989). Plus récemment, Marzari et

al. (1995) ont étudié l'évolution post-impact des trois principales familles d'astéroïdes, avec un modèle numérique. Ce modèle enregistre les tailles et orbites des fragments au fur à mesure qu'ils interagissent collisionnellement avec les astéroïdes de champ. Ainsi ils ont abouti à un âge de 2 milliards d'années pour les familles de Themis et Koronis. La famille d'Eos par contre leur pose des problèmes à cause de sa distribution orbitale anisotrope. Il faut noter que ces estimations sont encore entachées de larges incertitudes, ceci à cause des paramètres de collisions et des lois d'échelle peu connus, mais aussi de l'incertitude sur la distribution de taille des petits astéroïdes.

CHAPITRE 2

2. La famille de Eos.

2.1 Introduction

La famille de Eos a été l'une des quatre premières familles avec Koronis, Themis et Maria, découvertes par Hirayama en 1918. Ces familles ont été plus tard confirmées par Carusi et Valsecchi (1982). Eos est aussi la troisième famille la plus nombreuse après Koronis et Themis. D'après les derniers travaux de Zappalà et al. (1995) qui ont appliqué deux différentes méthodes statistiques, le nombre d'astéroïdes membres de la famille de Eos s'élève à plus de 450.

La famille de Eos est le résultat de la fragmentation complète d'un corps parent, 221 Eos (110 km de diamètre) étant le plus grand fragment. Les membres de la famille ont leur demi-grand axe s'étalant de 2,96 à 3,10 UA environ, avec la résonance 9/4 ($a \approx 3,03$ UA) séparant brutalement la famille entre une région très dense et une région faiblement dense (Figure 2.1). D'après Morbidelli et al. (1995), cette résonance est responsable de la disparition d'environ 50 à 75 % de la population originale. En effet, Zappalà et al. (1996a) ont observé des membres de la famille de Eos à l'intérieur de la résonance 9/4 et ont calculé que ces derniers étaient sur le point d'être éjectés de la famille. Ils ont appelé ces objets transitoires les "fugitifs de Eos".

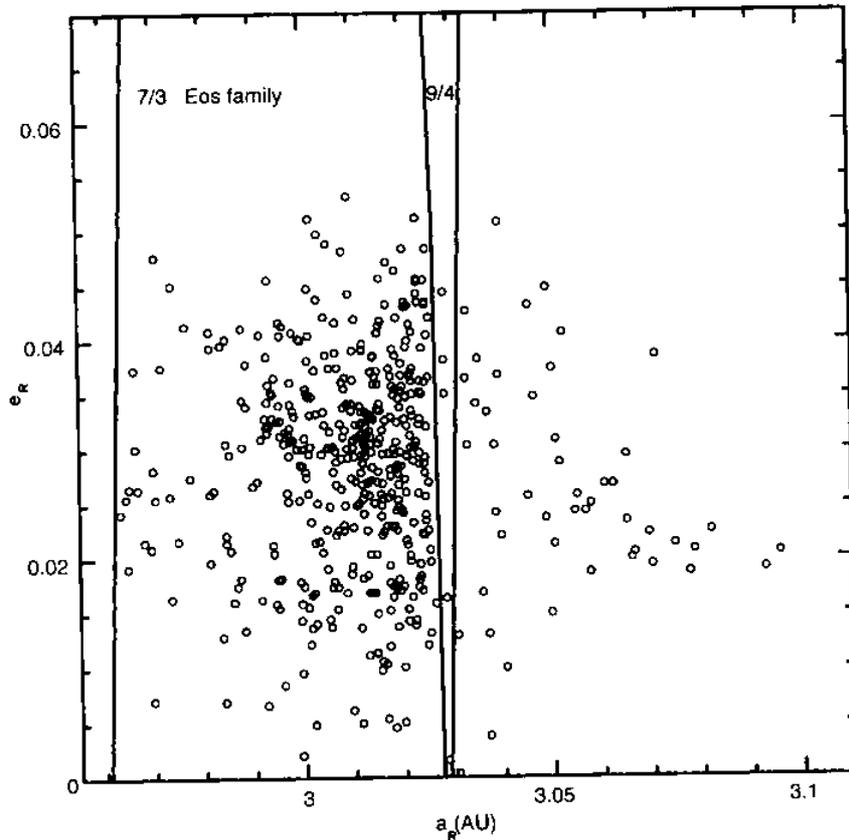


Figure 2.1 : La famille de Eos dans le plan des éléments propres (a, e). Cinq membres de la famille sont actuellement dans la résonance 9/4.

Binzel (1988) a trouvé que les vitesses de rotation des membres de la famille de Eos sont nettement plus rapides que celles des autres astéroïdes, et en a déduit un âge pour la famille comparable à celui du système solaire, soit 4,5 milliards d'années. Cependant, Morbidelli et al (1995) suggèrent plutôt un âge de 100 millions d'années, mais ne sont pas sûrs que ce chiffre représente l'âge de la famille entière ou celui d'une collision secondaire. Aussi Marzari et al. (1995) ont essayé d'estimer l'âge de la famille à l'aide d'un modèle d'évolution collisionnelle. Mais ils ont rencontré des difficultés pour expliquer la faible dispersion de la famille en demi-grand axe, par rapport à la dispersion en excentricité et en inclinaison. Ainsi bien que la famille de Eos ait été rapidement identifiée, son origine reste inexpliquée. En fait, plus généralement, c'est notre faible compréhension des valeurs des paramètres de la fragmentation et de l'évolution collisionnelle qui conduisent aux incertitudes présentes. Les expériences de collision en laboratoire, ainsi que de larges campagnes d'observation sont nécessaires pour contraindre les paramètres des modèles et aboutir à de meilleures estimations de l'âge des familles d'astéroïdes.

Dynamiquement bien identifiés, les membres de la famille de Eos ont aussi été très tôt reconnus comme spectroscopiquement bien séparés des objets du fond. Mais, par contre, la classification des astéroïdes Eos a souvent posé des problèmes. En 1977, Gradie et Zellner ont classé les objets Eos entre les classes C, S et U⁶, dans l'une des premières classifications des astéroïdes sur la base des couleurs UBV. Gradie (1978) supposa que la dispersion des albédos et couleurs observée était le fait des différences de compositions entre les différents membres de la famille. Plus récemment, une dispersion similaire des couleurs JHK pour la famille de Eos a été montrée par Veeder et al. (1995). Tholen, en 1984, ainsi que Zellner et al. (1985) ont classé quasiment toute la famille dans la classe S. Mais, ainsi que Gaffey le montre dans son article (Gaffey 1993b), ceci ne constitue pas une preuve d'homogénéité. La classe S est le type taxonomique le plus varié, avec une gamme de minéralogies différentes et des analogues météoritiques divers. Barucci et al. (1987) ont aussi classé 15 astéroïdes Eos sur 16 dans la classe S, et principalement dans la subdivision S0 (13 S0, 1S1, 1S3). En définitive, pour mieux caractériser les propriétés uniques de la famille de Eos, Bell (1989) proposa un nouveau type taxonomique nommé K. Cette nouvelle suggestion s'appuyait sur les premiers spectres infrarouges de quatre membres de la famille de Eos (Bell et al. 1987) qui différaient sensiblement des spectres des objets S et montraient des similarités avec ceux des chondrites carbonées CO et CV. Tedesco et al. (1989) introduisirent aussi un type K mais ne statuèrent pas définitivement si les objets K étaient des membres limites de la classe S ou si ils constituaient un groupe à part. Plus récemment, Xu et al. (1995), dans le cadre du relevé SMASS, ont montré une légère hétérogénéité dans leur échantillon de six membres de la famille de Eos.

D'après toutes les études faites jusqu'à ce jour sur la famille de Eos et qui sont résumées ci-dessus, l'hypothèse d'un astéroïde parent hétérogène semble privilégiée, par rapport à un astéroïde parent homogène. Afin de mieux analyser et comprendre la composition de la famille de Eos, j'ai observé un grand nombre d'objets pour avoir un échantillon de données homogènes et réduire les effets de sélection. J'ai obtenu des spectres

⁶ U pour Unusual. Dans la classification de Gradie et Zellner, cela signifiait que l'astéroïde n'appartenait à aucune classe connue.

de réflectivité pour 45 astéroïdes Eos (avec des diamètres compris entre 15 et 50 km), ce qui constitue plus de 10% de la famille (membres connus). Dans le paragraphe 2.2, je présente les circonstances des observations. Les résultats sont donnés au paragraphe 2.3 et discutés au paragraphe 2.4. J'ai aussi mené au paragraphe 2.5 une comparaison avec les météorites. Le dernier paragraphe 2.6 conclut cette étude.

2.2 Observations et réduction des données.

Les observations ont été conduites à l'Observatoire Européen Austral à la Silla (Chili) en utilisant le télescope de 1,52m. Pour les caractéristiques du télescope et des instruments, le lecteur pourra se référer à l'annexe A. Le domaine spectral couvert est entre 4800 et 9200 Å.

Les spectres ont été obtenus au travers d'une fente entre 2 et 8 secondes d'arc de large, (selon la configuration de l'astéroïde et les valeurs de la masse d'air durant les observations) et orientée d'est en ouest. J'ai apporté une attention particulière dans le choix de la largeur de fente afin de pallier les conséquences de la réfraction atmosphérique différentielle (Filipenko, 1982). Ce problème, important en spectroscopie, est critique dans notre cas. En effet, la perte sélective de la lumière à la fois dans le bleu et dans le rouge peut conduire à une classification erronée de l'astéroïde, ainsi qu'à une valeur incorrecte de la pente spectrale. Les objets ont été observés, le plus possible, près du méridien, avec des masses d'air inférieures à 1.2. J'ai observé les astéroïdes Eos durant trois campagnes d'observation les 25-27 mars 1996, les 19-22 Mai 1996 et le 17 Octobre 1997. Le spectre supplémentaire d'un membre de la famille a été obtenu lors d'une mission antérieure portant sur l'observation des candidats possibles à la mission ROSETTA (voir chapitre 4). Le temps était clair durant toutes les observations.

Astéroïdes	date	α (°)	r (UA)	Δ (UA)	m_v	Analogue solaire	Largeur de fente
450 Brigitta	26/03/96	2,5	3,320	2,330	15,0	HD76151	2"
513 Centesima	21/05/96	4,5	3,248	2,259	14,5	HD144585	8"
633 Zelima	22/05/96	15,0	3,098	2,397	14,9	HD144585	8"
669 Kypria	21/05/96	18,6	2,852	2,298	15,3	HD144585	8"
766 Moguntia	20/05/96	16,0	3,257	2,666	15,7	HD144585	8"
1112 Polonia	20/05/96	17,9	3,031	2,494	15,4	HD144585	8"
1129 Neujmina	20/05/96	3,0	3,276	2,273	14,9	HD144585	8"
1148 Rarahu	21/05/96	15,1	3,156	2,455	15,4	HD144585	8"
1186 Turnera	26/03/96	3,8	3,284	2,303	13,9	HD76151	2"
1207 Ostenia	27/03/96	7,3	3,081	2,138	15,6	HD144585	2"
1364 Safara	21/05/96	12,1	2,803	1,916	15,0	HD144585	8"
1388 Aphrodite	27/03/96	4,4	3,152	2,174	15,4	HD144585	2"
1413 Roucarie	21/05/96	4,8	3,139	2,151	15,5	HD144585	8"
1416 Renauxa	22/05/96	5,1	3,345	2,364	15,3	HD144585	8"
1434 Margot	17/10/96	8,5	3,070	2,156	15,1	HD44594	5"
1552 Bessel	22/05/96	11,7	3,306	2,480	16,3	HD144585	8"
1711 Sandrine	17/10/96	9,8	2,700	1,777	15,1	HD44594	5"
1732 Heike	21/05/96	8,8	3,274	2,356	16,1	HD144585	8"
1844 Susilva	22/05/96	9,1	2,939	2,001	15,5	HD144585	8"
1910 Mikkailov	19/05/96	15,6	2,944	2,203	15,6	HD144585	8"
1957 Angara	28/03/96	6,9	2,936	1,980	15,7	HD144585	2"
2180 Marjaleena	27/03/96	8,2	3,118	2,192	15,7	HD144585	2"
2191 Uppsala	27/03/96	5,3	3,105	2,136	15,8	HD144585	2"
2315 Czechoslovakia	27/03/96	3,8	3,302	2,321	15,5	HD144585	2"
2358 Bahner	22/05/96	4,2	3,272	2,280	15,7	HD144585	8"
2443 Tomeileen	20/05/96	11,7	2,944	2,065	14,8	HD144585	8"
3028 Zhangguoxi	26/03/96	12,8	2,952	2,124	15,4	HD76151	2"
3062 Wren	21/05/96	9,3	3,152	2,236	15,7	HD144585	8"
3318 Blixen	21/05/96	7,0	3,013	2,047	15,5	HD144585	8"
3328 1985 QD1	21/06/95	15,3	2,747	1,936	16,2	HR6060	2"
3469 Bulgakov	21/05/96	8,0	2,798	1,836	15,2	HD144585	8"
3713 Pieters	22/05/96	8,0	3,009	2,058	15,8	HD144585	8"
3736 Roskoke	22/05/96	7,9	2,887	1,928	15,4	HD144585	8"
3772 Piaf	22/05/96	7,5	2,873	1,908	15,4	HD144585	8"
3914 Kotogahama	22/05/96	12,0	2,894	2,018	16,3	HD144585	8"
3955 Bruckner	20/05/96	6,3	3,142	2,171	15,9	HD144585	8"
4058 Cecilgreen	27/03/96	4,1	3,170	2,190	15,9	HD144585	2"
4059 Balder	20/05/96	9,7	2,882	1,953	16,1	HD144585	8"
4077 Asuka	22/05/96	1,4	2,916	1,905	15,2	HD144585	8"
4102 1988 TE3	28/03/96	1,9	2,969	1,974	15,6	HD144585	2"
4115 Peternorton	21/05/96	6,2	3,013	2,037	16,1	HD144585	8"
4455 Ruriko	20/05/96	2,5	3,098	2,092	15,3	HD144585	8"
4493 1988 TG1	21/05/96	15,8	3,190	2,552	16,4	HD144585	8"
4498 Shinkoyama	22/05/96	3,0	3,068	2,064	15,6	HD144585	8"
4537 Valgrisrap	22/05/96	1,8	2,991	1,981	15,3	HD144585	8"

Tableau 2.1 : circonstances des observations des astéroïdes Eos. α est l'angle de phase, r et Δ sont les distances de l'astéroïde par rapport au soleil et à la Terre, exprimées en unités astronomiques, m_v est la magnitude visuelle apparente.

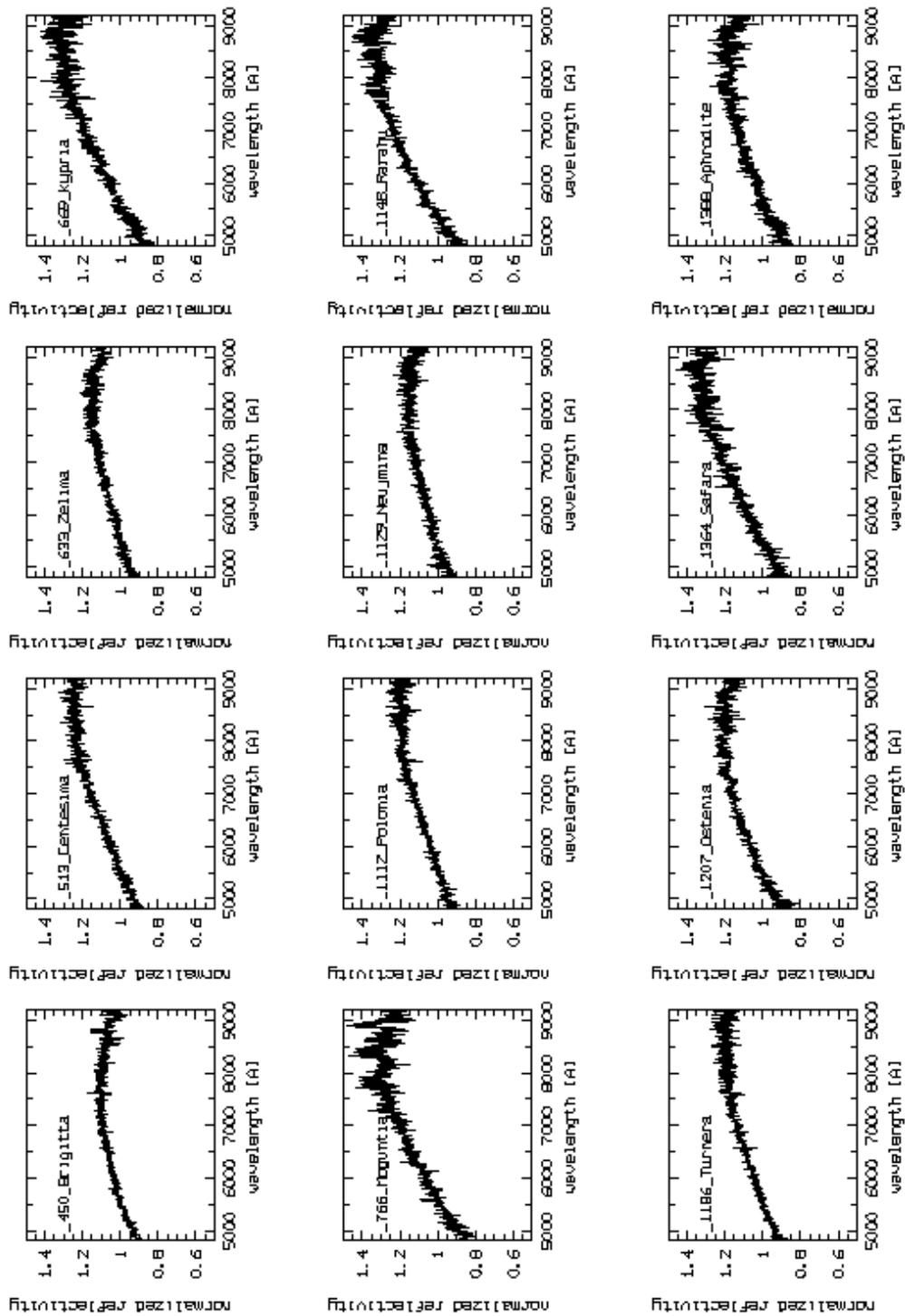


Figure 2.2 : 45 spectres d'astéroïdes membres de la famille de Eos. Les spectres sont présentés par numéro d'astéroïde croissant. Ils sont normalisés à un autour de 5500 Å par convention.

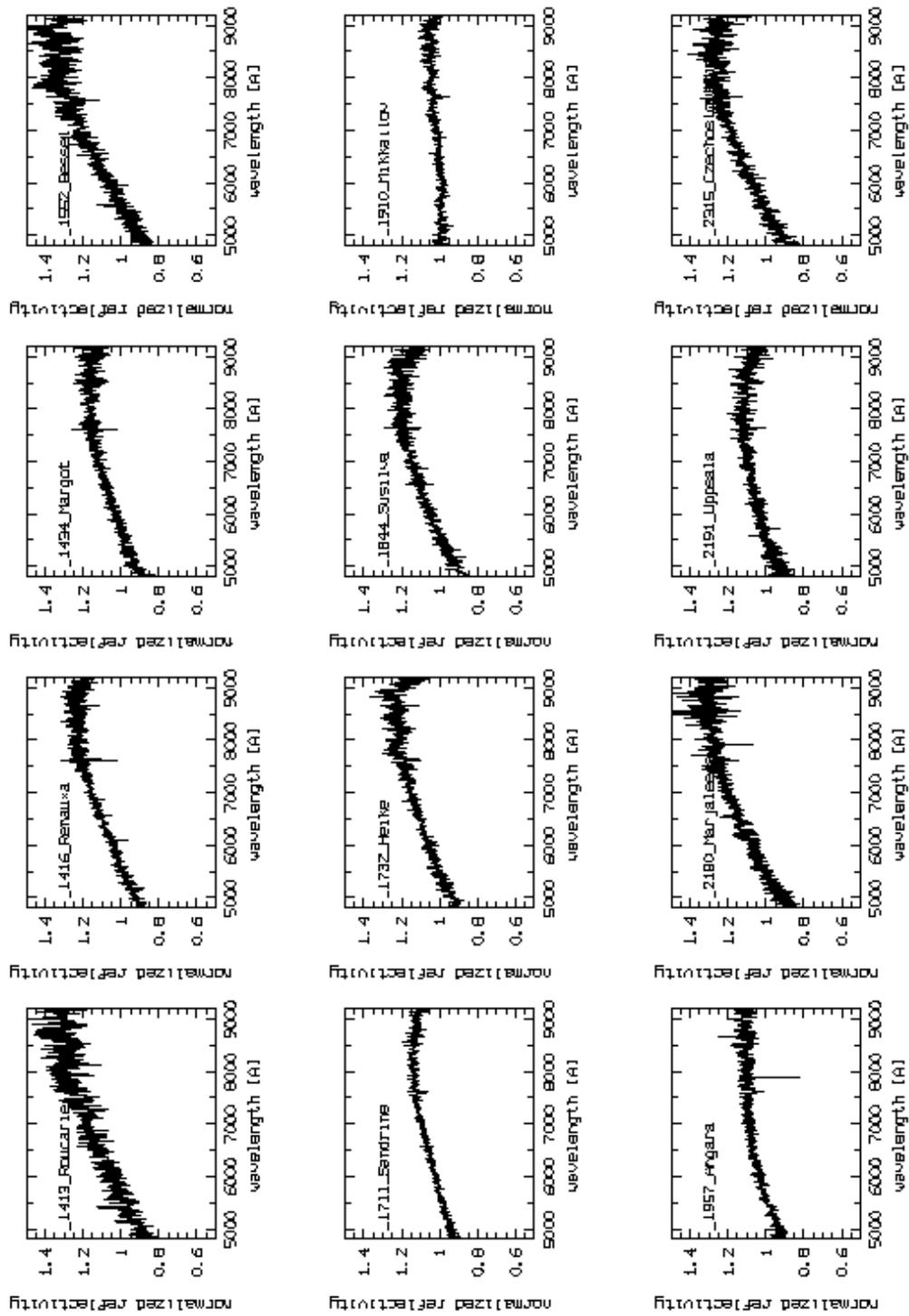


Figure 2.2 : suite.

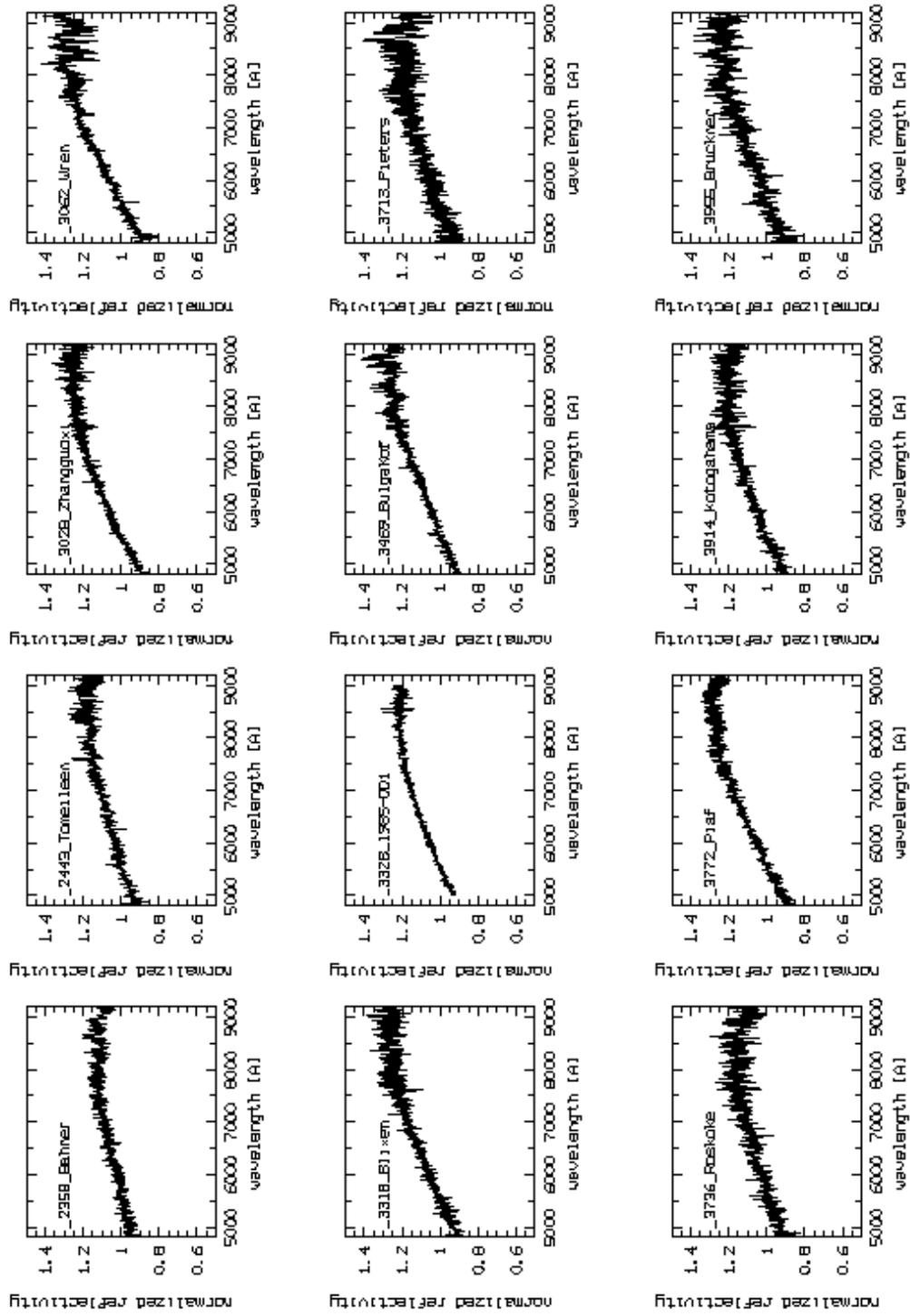


Figure 2.2 : suite.

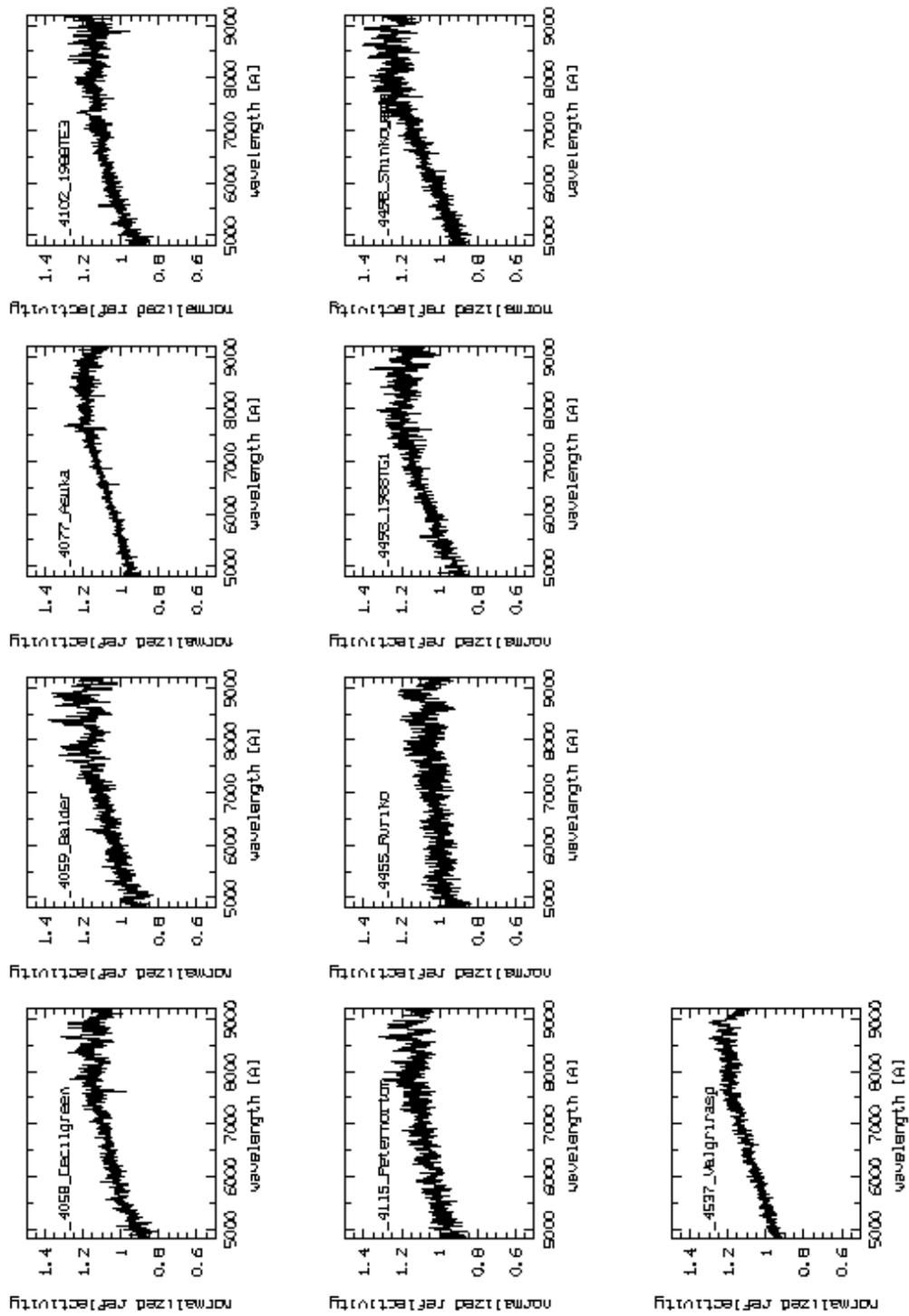


figure 2.2 : suite.

Les circonstances des observations sont données au Tableau 2.1. La réduction des données a été faite à l'aide du logiciel MIDAS. Les analogues solaires utilisées sont aussi données au Tableau 2.1. Les techniques de réduction des données sont délicates à mener et nécessitent beaucoup de soin et de temps. Néanmoins, elles sont maintenant bien maîtrisées et plus ou moins expliquées dans la littérature. C'est pourquoi je ne les exposerai pas ici. Mais étant donné que j'ai consacré un temps appréciable à la réduction des données, je l'expose en détail dans l'annexe B.

2.3 Résultats.

Les 45 spectres des astéroïdes Eos, normalisés autour de 5500 Å sont reportés à la figure 2.2. Il subsiste encore sur certains spectres quelques artefacts dus aux corrections imparfaites des raies solaires et des bandes d'absorption atmosphériques. Les résidus les plus importants sont les proéminentes bandes atmosphériques O₂A à 7619 Å et O₂B à 6882 Å et la raie d'absorption H_α du soleil à 6563 Å. De fausses absorptions sont aussi présentes dans la partie rouge du spectre dues aux bandes telluriques de l'eau (voir par exemple le spectre de 766 Moguntia et 4059 Balder). Les spectres sont analysés ci-après. La Table II contient le gradient de réflectivité penteA qui est une approximation linéaire du spectre entre 5000 et 7500 Å en %/10³Å. Ce gradient est un indicateur de la pente spectrale (rougeur) du spectre. De manière générale, je fais une approximation linéaire, par la méthode des moindres carrés, de la pente de chaque spectre d'astéroïde afin de mesurer le gradient de réflectivité $dS/d\lambda$, qui est donc une mesure de la couleur de l'astéroïde. Le gradient de réflectivité normalisé S' entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est alors défini comme :

$$S'(\lambda_1, \lambda_2) = (dS/d\lambda) / S_{5500}$$

où $dS/d\lambda$ est le taux de variation du flux en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$, et S_{5500} est le flux à $\lambda = 5500$ Å. Je normalise le gradient de réflectivité à $\lambda = 5500$ Å parce que l'on compare souvent les spectres aux données de référence de ECAS, et ces dernières sont normalisées à 5500 Å.

Les résultats montrent un comportement spectral commun à toute la famille de Eos (exceptés 1910 Mikkailov et 4455 Ruriko dont les cas seront discutés un peu plus tard). Les spectres lissés s'étalent continûment (Figure 2.3) dans une gamme de pentes spectrales. Les spectres ont un gradient de réflectivité (penteA) dont les valeurs vont de $6,3 \text{ \%}/10^3 \text{ \AA}$ pour 4115 Peternorton à $15,3 \text{ \%}/10^3 \text{ \AA}$ pour 1552 Bessel dans l'intervalle spectral 5500-7500 \AA . Le maximum des spectres est typiquement situé autour de 8000-8500 \AA avec une valeur médiane de 8388 \AA (Figure 2.3).

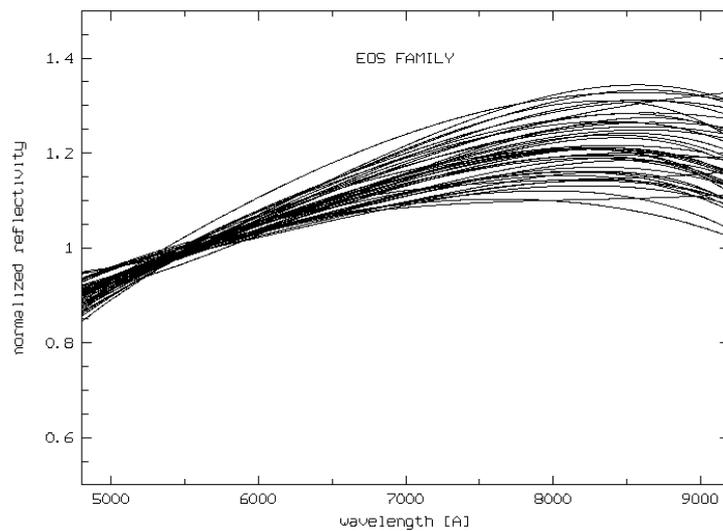


Figure 2.3 : Spectres des astéroïdes Eos observés exceptés les deux intrus (1910 Mikkailov et 4455 Ruriko). Par souci de clarté, tous les spectres ont été ajustés par un polynôme (degré 5 ou 6). On voit une distribution continue des spectres et un maximum situé autour de 8000-8500 \AA .

Je me suis interrogé sur la possibilité que cette distribution continue des spectres soit due à certaines conditions d'observation. Je n'ai trouvé aucune corrélation avec l'angle de phase (coefficient linéaire de corrélation = 0,3), ni avec l'analogie solaire ou la largeur de fente utilisées. J'ai aussi étudié l'effet du diamètre comme un paramètre pouvant être corrélé avec la couleur de l'astéroïde. Une telle relation entre pente spectrale et diamètre avait été trouvée par Dahlgren et al. (1997). L'albédo IRAS, le diamètre moyen et son incertitude (1σ) sont donnés dans le Tableau 2.2 (Tedesco et al. 1992). Pour les astéroïdes non observés par IRAS, le diamètre a été estimé en prenant l'albédo moyen de toute la famille Eos (0,1524) et la magnitude absolue H donnée dans la dernière colonne du Tableau 2.2. En

définitive, je n'ai trouvé aucune relation entre pente spectrale et taille de l'astéroïde. Le coefficient de corrélation entre la pente A et le diamètre est $r = 0,09$.

Pour les besoins de la discussion qui suit, je vais distinguer sur le comportement général des spectres (Figure 2.3) deux parties aux deux extrémités de la distribution. En tenant compte des gradients de réflectivité, je me réfère au bas de la distribution spectrale pour les spectres ayant un gradient autour de $6-9 \%/10^3 \text{Å}$ et au haut de la distribution pour les gradients autour de $12-15 \%/10^3 \text{Å}$.

Les astéroïdes Eos observés par ECAS montrent aussi une gamme de spectres similaires à mes observations. Dans le relevé SMASS, cinq des six astéroïdes observés ont leurs spectres inclus dans cette gamme alors que le spectre de 2091 Sampo, similaire à un spectre de type C, est en dessous du bas de ma distribution spectrale. Trois des astéroïdes que j'ai observé étaient inclus dans le relevé ECAS (Tholen 1984) : deux d'entre eux appartenant au bas de la distribution spectrale (1434 Margot et 1711 Sandrine) sont similaires à mes données, alors que dans le cas de 1148 Rarahu (spectre intermédiaire entre le bas et le haut de la distribution spectrale), l'accord avec mes données est moins bon. 513 Centesima, dont le spectre est intermédiaire, a été observé par le relevé à 25 filtres (25 Color survey, Chapman et Gaffey, 1979) et présente un bon accord avec mes données.

La gamme en pente spectrale présentée par les objets Eos est typique pour des astéroïdes de type S, c'est à dire contenant une mixture de pyroxène, d'olivine et de métaux de fer et de nickel. Néanmoins plusieurs membres de la familles de Eos ont été reconnus comme étant des objets de type K, sur la base d'observations infrarouges (Granahan et al. 1993 ; Clark et al. 1994). Un astéroïde de type K, ainsi que le décrivent Bell et al. (1988), a un spectre qui offre les caractéristiques spectrales du type S dans le visible, alors que dans l'infrarouge on a plutôt les caractéristiques spectrales des objets de type C. En termes de minéralogie, les spectres de type K contiennent la bande peu profonde du pyroxène à $1 \mu\text{m}$ qui n'est pas présente chez les astéroïdes de type C, mais cependant ils ne montrent pas la seconde bande du pyroxène autour de $2 \mu\text{m}$ qui est caractéristique des objets de type S. Il y a un petit nombre d'objets de type K qui ne sont pas membres de la famille de Eos ou reconnus comme tels. Autant dire que le type taxonomique K est une caractéristique intrinsèque de la famille de Eos.

Voyons si dans le visible (puisque c'est dans cet intervalle que j'ai observé) il n'y a pas d'autres moyens de distinguer les différentes populations, à savoir, les objets K Eos, les objets K non Eos et les objets S. Les données ECAS disponibles (0,34-1,04 μm) nous montrent que nous ne pouvons pas distinguer les objets K Eos des objets K non Eos. Par contre, si les objets de type S sont indiscernables des astéroïdes Eos sur la seule base de leur gradient de réflectivité j'ai découvert une différence significative dans la valeur du maximum des spectres. J'ai comparé (Figure 2.4) mes données avec les spectres des astéroïdes S extraits de SMASS (Xu, 1995). J'ai choisi ces astéroïdes dans le voisinage de la famille de Eos ($2,8 < a < 3,2$ UA).

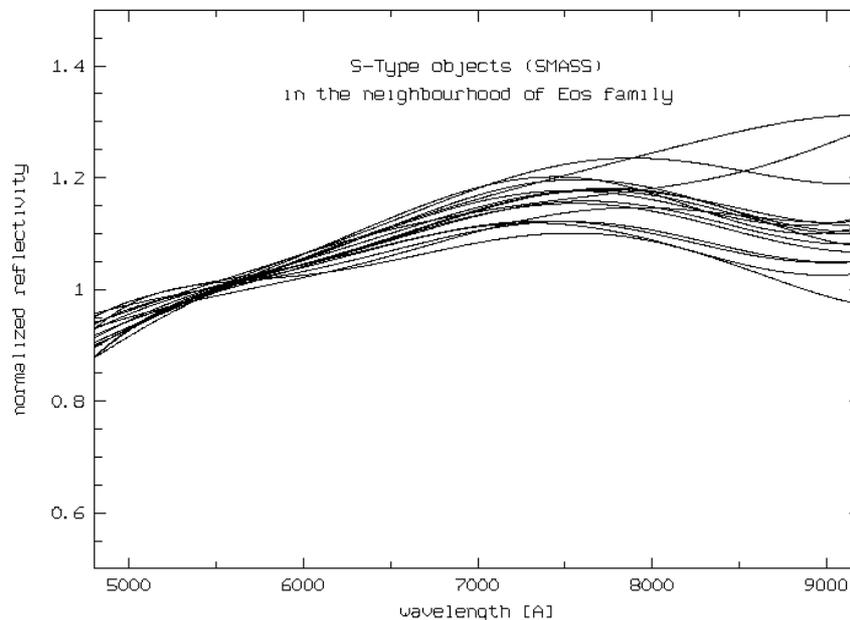


Figure 2.4 : Spectres des objets de type S situés dans le voisinage de la famille de Eos ($2,8 < a < 3,2$ AU). Les données sont extraites du relevé SMASS. Par souci de clarté, tous les spectres ont été ajustés par un polynôme. Le maximum des spectres est clairement situé autour de 7500 \AA , ce qui est largement inférieur à la valeur médiane du maximum trouvée pour la famille de Eos. Ceci implique que la population de Eos est vraiment distincte de celle des objets de type S.

Le maximum des spectres est clairement situé autour de 7500 \AA , ce qui est largement inférieur à la valeur médiane du maximum trouvée pour la famille de Eos (8388 \AA). Cette propriété peut constituer une véritable carte d'identité pour la famille de Eos, permettant ainsi

d'identifier un quelconque membre initial de la famille de Eos qui s'est échappé de sa région originelle. En reconnaissant ainsi les fameux fugitifs Eos de Zappalà et al. (1996a), nous pourrions mieux comprendre les mécanismes complexes des résonances qui sont à l'origine du flux continu des NEA et des météorites au voisinage de la Terre. Météorites qui dans le cas de la famille de Eos seraient des chondrites carbonées CO-CV.

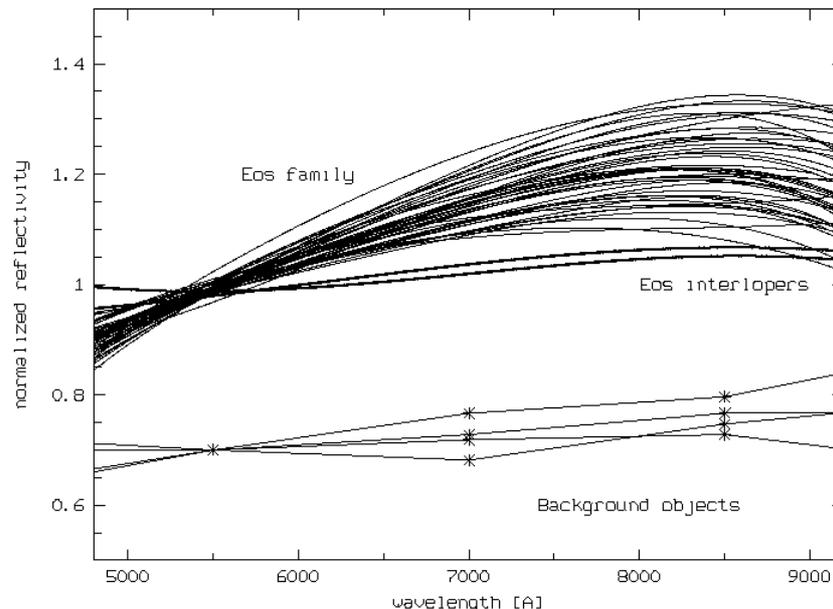


Figure 2.5 : La famille de Eos (haut) est comparée à ses intrus (centre, trait gras) et aux objets du fond avec $2,9 < a < 3,1$; $0,03 < e < 0,11$; $7^\circ < i < 13^\circ$ (bas). On peut voir que les spectres des objets du fond (type C) sont très similaires à ceux des intrus.

Parmi tous les astéroïdes Eos caractérisés comme on l'a vu par un comportement spectral commun, j'ai trouvé deux membres *anormaux* : 1910 Mikkailov et 4455 Ruriko dont les spectres s'avèrent similaires à ceux des astéroïdes de type C (voir Figure 2.5). Je pense que ces objets sont des intrus à la famille de Eos, c'est à dire des objets du fond qui se sont mélangés à la famille. D'après Gradie et al. (1989), la famille de Eos est située dans une région dominée par les objets de type C ; ce qui conforte cette assertion. Pour essayer encore d'approfondir cette idée, j'ai ajouté dans la Figure 2.5 les spectres ECAS des objets du fond (avec $2,9 < a < 3,1$; $0,03 < e < 0,11$; $7^\circ < i < 13^\circ$). Comme prévu, ces spectres sont du type C, très similaires à ceux des deux intrus.

2.4 Discussion.

La large distribution continue de pentes spectrales constatée sur les spectres des objets Eos peut être expliquée par trois hypothèses :

1. L'astéroïde parent d'Eos était partiellement différencié, et l'impact (qui est à l'origine de la famille) a créé des fragments venant des différentes couches de la cible.
2. Le corps parent d'Eos était homogène mais des fragments venant de la surface du corps parent ont été vieillis par les processus d'altération de l'espace (en anglais space weathering processes, que je décrirai un peu plus loin). Ce vieillissement des surfaces se traduit typiquement par un "rougissement" des spectres. Ainsi qu'il a été dit au paragraphe 2.1, l'époque de l'impact qui a formé la famille de Eos n'est pas clairement déterminée. On peut supposer que cette collision s'est produite à une époque suffisamment lointaine pour que les effets de l'espace aient altéré la surface du corps parent d'Eos. Dans ces conditions, les fragments venant de la surface devraient être significativement plus rouges comparés à ceux de l'intérieur du corps parent.
3. la troisième hypothèse possible pour expliquer la large gamme de pentes spectrales implique encore les processus d'altération de l'espace. Les processus d'altération de l'espace ont vieilli tous les membres de la famille de Eos depuis la formation initiale de la famille, et d'un autre côté, des collisions secondaires ont rajeuni une partie de la famille en exposant l'intérieur des premiers fragments. Ainsi, les surfaces des astéroïdes appartenant au haut de la distribution spectrale sont plus vieilles que celles du bas de la distribution.

Les deux dernières hypothèses invoquent ce que l'on appelle les processus d'altération de l'espace qui altèrent justement les surfaces des astéroïdes avec le temps. On pense que l'espace altère le régolithe de l'astéroïde qui exposé à l'environnement interplanétaire, change progressivement de couleur avec le temps. La surface de l'astéroïde apparaît plus sombre, son spectre est plus rouge (avec des bandes d'absorptions atténuées) que celui des roches qui la constituent. On sait que de tels processus sont responsables de l'altération du régolithe lunaire et à un degré moindre du régolithe de l'astéroïde (Pieters et McFadden, 1994). Il est vrai que ce phénomène peut être facilement mis "à toutes les sauces". Mais, récemment, l'analyse des données obtenues par la sonde GALILEO sur l'astéroïde 243 Ida a montré de façon convaincante que les processus d'altération de l'espace agissaient sur Ida (Chapman, 1996).

L'altération de l'espace n'est pas seulement une hypothèse de travail, mais doit être considérée comme une hypothèse possible aussi bien que l'hypothèse d'un corps parent différencié.

La seconde hypothèse seule peut difficilement être valable parce qu'elle implique qu'il y ait deux populations bien distinctes : l'une vieille, l'autre jeune, alors que la famille de Eos est caractérisée par une gamme de spectres distribuée continûment. La troisième hypothèse est aussi difficile à valider à cause du paradoxe de 221 Eos, qui est le plus grand membre de la famille, et qui s'avère avoir une surface relativement jeune (les données SMASS indiquent que 221 Eos appartient au bas de la distribution). Cependant, ces arguments n'excluent pas la possibilité d'une hypothèse hybride formée de deux ou trois des hypothèses énoncées précédemment. Le but de l'analyse qui suit sera de déterminer l'hypothèse dominante.

Nous pouvons analyser la famille entière de Eos avec un petit nombre de paramètres spectraux. Quand on regarde les spectres de la famille, (exceptés quelques cas qui seront discutés plus tard) on peut distinguer deux segments approximativement linéaires, le premier couvrant l'intervalle 5000-7500 Å (segment A), et un deuxième segment sur 8500-9200 Å (segment B). Entre les deux segments existe une portion courbe dans laquelle est situé le maximum du spectre. Donc les paramètres spectraux caractérisant le spectre peuvent être les pentes des deux segments A et B (penteA et penteB respectivement) et le maximum de la courbe spectrale, Max.

La plupart des spectres des objets Eos révèlent une bande d'absorption peu profonde, après 8000 Å. Cette signature est la plus révélatrice de la minéralogie de la surface, dans l'intervalle de longueur d'onde des observations. La détermination des matériaux composant les surfaces d'astéroïdes est basée sur l'interprétation des signatures spectrales afin de déduire la présence, l'abondance et/ou la composition de un ou plusieurs minéraux ou espèces chimiques à la surface de cet objet. En ce qui concerne les spectres Eos, la signature spectrale après 8000 Å est une bande d'absorption autour de 1 µm due à la présence d'un composé d'olivine et de pyroxène. Plusieurs paramètres spectraux révélateurs ou potentiellement révélateurs des composés olivine-pyroxène peuvent être extraits d'un spectre (Cloutis et al. 1986). A titre d'exemple, la position de la bande à 1 µm est un paramètre spectral. Il est corrélé au contenu de Ca^{2+} du pyroxène, ainsi qu'au rapport d'abondance olivine-pyroxène. Pour de plus amples détails sur la signification des paramètres spectraux, se référer à l'article de Gaffey et al. (1993b).

Malheureusement, dans le cas de ma campagne d'observation, la couverture spectrale ne permet pas une étude détaillée de la minéralogie. En effet, il aurait fallu avoir une couverture jusqu'à 1,2 μm pour avoir toute la bande à 1 μm et avoir accès à des paramètres spectraux comme la profondeur, la position et largeur de la bande. Cependant, on a le paramètre Max qui est directement corrélé à la position de la bande à 1 μm , et donc est relié à la composition de la surface. Les valeurs de penteB calculées sur l'intervalle 8500-9200 \AA à l'aide d'une interpolation linéaire par la méthode des moindres carrés sont reportées Tableau 2.2. Les grandes barres d'erreurs sont dues aux données bruitées dans cette région du spectre. Les valeurs négatives sont évidemment révélatrices de la bande d'absorption à 1 μm . Les valeurs de penteB sont comprises entre -13,8 et -1,4 $\%/10^3\text{\AA}$. La plupart des valeurs de Max sont comprises entre 8000 et 8500 \AA . Ceci semble donc indiquer une variation de la mixture olivine-pyroxène et donc une vraie différence de composition entre les membres de la famille de Eos. Cela implique que le corps parent de la famille de Eos était partiellement différencié (hypothèse 1).

Seuls un petit nombre d'objets Eos (1112 Polonia, 1143 Roucarie, 4102 1988 TE3, 1957 Angara) n'ont pas une valeur de penteB négative révélatrice de la bande à 1 μm . Ceci peut être aisément expliqué pour les trois premiers astéroïdes pour lesquels le calcul de penteB donne des résultats erronés à cause des données très bruitées et de la subsistance des bandes telluriques de l'eau. Par contre, la valeur de penteB positive pour 1957 Angara semble réelle mais je suis incapable de certifier que ceci n'est pas due à une erreur d'observation.

Astéroïdes	Max (Å) ± 10 Å	PenteA (%/10 ³ Å) ± 0,2	PenteB (%/10 ³ Å) ± 4-5	Profondeur de bande ± 0,05	Albédo %	D (km)	σ _D (km)	H (mag)
450 Brigitta	7641	6,6	-6,3	0,93	0,1229	33,3 ^b	1,3	10,28
513 Centesima	8593	10,8	-1,4	1,02	0,0885	50,2 ^b	1,8	9,75
633 Zelima	8090	7,2	-11,2	0,95	0,1918	34,4 ^b	1,4	9,73
669 Kypria	8583	14,0	-5,4	1,00	0,1405	31,8 ^b	1,3	10,24
766 Moguntia	8344	14,6	-5,7	0,97	0,1572	31,3 ^b	2,3	10,15
1112 Polonia	8368	09,2	-1,1	1,02	0,1319	35,8 ^b	1,6	10,05
1129 Neujmina	8202	07,1	-6,4	0,98	0,1216	34,8 ^b	1,4	10,20
1148 Rarahu	8509	13,9	-9,7	1,01	0,1393	33,2 ^b	2,9	10,15
1186 Turnera	8529	9,4	-1,5	1,01	0,2919	35,6 ^b	2,0	9,20
1207 Ostenia	8195	10,7	-9,0	0,97	0,1338	22,9 ^b	1,3	11,0
1364 Safara	8626	13,5	-4,1	1,2	-	26,2		10,6
1388 Aphrodite	8244	10,3	-7,8	0,98	0,1317	25,2 ^b	2,8	10,81
1413 Roucarie	8754	12,8	-0,6	1,14	0,1677	21,5 ^b	2,5	10,9
1416 Renauxa	8402	11,2	-7,4	1,01	0,1459	29,0 ^b	2,7	10,40
1434 Margot	8312	8,9	-5,8	1,00	0,1353	29,7 ^b	1,4	10,43
1552 Bessel	8569	15,3	-3,9	1,06	0,2042	18,6 ^b	1,8	11,0
1711 Sandrine	8263	7,4	-5,2	1,00	-	21,7		11,01
1732 Heike	8421	9,8	-8,7	0,99	0,1108	24,1 ^b	4,2	11,1
1844 Susilva	8212	10,8	-13,4	0,97	-	21,8		11,0
1910 Mikkailov *	-	2,0	-2,9	-	-	25,0		10,7
1957 Angara ^a		6,6	0,8	1,04	-	18,5		11,36
2180 Marjaleena	8703	13,2	-2,6	1,02	-	21,8		11,0
2191 Uppsala	7956	7,2	-9,7	0,96	0,1734	17,5 ^b	1,3	11,3
2315 Czechoslovakia	8381	12,5	-5,3	0,98	0,1686	23,5 ^b	1,1	10,7
2358 Bahner	8212	6,7	-8,2	0,99	-	21,8		11,0
2443 Tomeileen	8510	8,1	-4,5	1,00	0,1540	30,9 ^b	1,6	10,2
3028 Zhangguoxi	8593	11,8	-2,2	1,04	0,1417	25,6 ^b	1,4	10,7
3062 Wren	8602	13,6	-1,7	1,00	0,1357	25,0 ^b	1,5	10,8
3318 Blixen	8671	11,6	7,2	1,06	-	21,8		11,0
3328 1985 QD1	8401	10,5	-1,7	1,03	-	25,0		11,7
3469 Bulgakov	8642	10,9	-2,0	1,08	-	20,8		11,1
3713 Pieters	8329	9,1	-13,7	0,96	-	19,0		11,3
3736 Roskoke	8124	8,5	-11,5	0,96	-	20,8		11,1
3772 Piaf	8501	12,6	-8,1	1,03	-	19,9		11,2
3914 Kotogahama	8295	10,3	-10,4	1,00	-	15,8		11,7
3955 Bruckner	8510	10,4	-7,9	1,04	-	19,0		11,3
4058 Cecilgreen	8366	8,2	-9,7	0,99	-	19,0		11,3
4059 Balder	8388	8,6	-5,1	0,95	-	15,8		11,7
4077 Asuka	8246	8,7	-10,3	1,00	-	19,0		11,3
4102 1988 TE3 ^a		7,9	6,5	1,03	-	17,3		11,5
4115 Peternorton	8328	6,3	-6,5	0,94	-	15,8		11,7
4455 Ruriko *	-	2,4	-3,2	-	-	21,8		11,0
4493 1988 TG1	8217	10,2	-1,38	0,97	0,1636	20,7 ^b	1,1	11,0
4498 Shinkoyama	8462	12,2	-7,3	0,98	-	19,0		11,3
4537 Valgrisrap	8388	8,8	-11,1	1,01	-	19,9		11,2

* Astéroïdes Eos qui sont considérés comme des intrus.

^a Objets qui ne présentent pas un maximum de flux (voir texte).

^b Diamètres IRAS et les incertitudes correspondantes

Tableau 2.2 : Valeurs des paramètres spectraux discutés dans le texte.

2.4.1 Hypothèses sur l'altération de l'espace.

J'ai montré qu'il existait une vraie différence de composition entre les membres de la famille de Eos. Mais les processus d'altération de l'espace peuvent, bien sur, être présents en même temps. Donc, l'étude ci-après va aider à évaluer et à enlever le rôle joué par l'altération de l'espace dans la diversité spectrale de la famille de Eos.

Les processus d'altération de l'espace agissent sur les astéroïdes en assombrissant leurs surfaces. Les effets sur les spectres sont les suivants : les spectres paraissent plus rouges et les bandes d'absorptions sont atténuées. Ces caractéristiques ont été observées par GALILEO sur la surface de Ida où les petits et jeunes cratères apparaissaient plus bleus que les régions environnantes, (Chapman, 1996 et les références citées dans son article) démontrant ainsi que Ida est l'exemple flagrant que les processus d'altération de l'espace existent. La Figure 2.6 illustre les relations entre altération de l'espace et paramètres spectraux. J'ai introduit un autre paramètre important, la profondeur de bande apparente, qui est aussi sensible aux processus d'altération de l'espace. A cause de l'intervalle spectral limité, je ne peux pas mesurer la profondeur véritable de la bande à 1 μm qui aurait aussi permis de donner plus de détails sur la minéralogie. Je peux par contre calculer la profondeur de bande apparente comme le rapport entre le flux relatif à $\sim 7500 \text{ \AA}$ mesuré à l'extérieur de la bande à 1 μm , et le flux relatif mesuré à $\sim 9000 \text{ \AA}$ à l'intérieur de la bande. Même si cette valeur n'est pas la vraie profondeur de bande, elle signifie physiquement la même chose et est corrélée aussi à l'altération de l'espace.

$$\text{Profondeur de bande apparente} = S_{7500} / S_{9000}$$

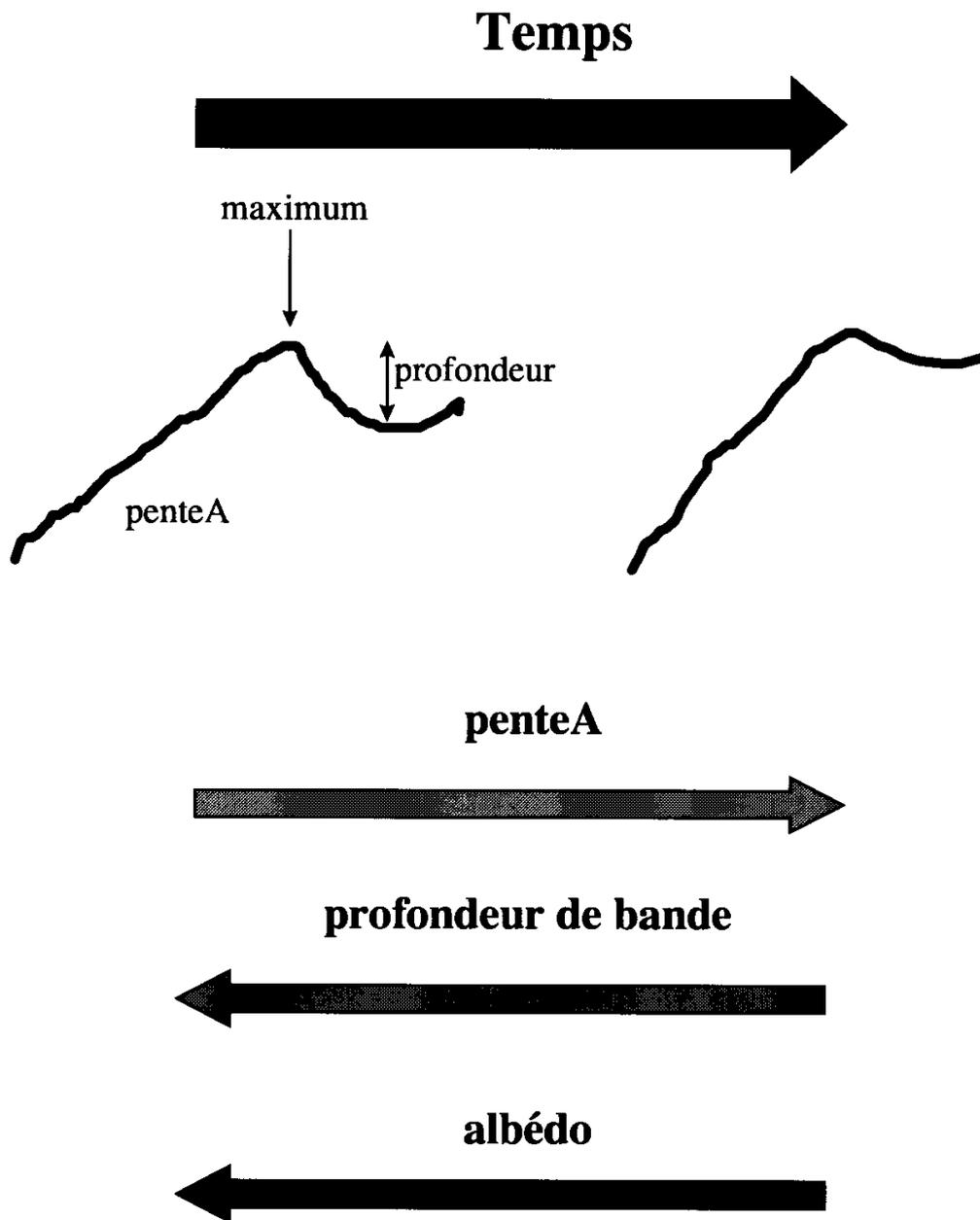


Figure 2.6 : Schéma illustrant les effets des processus de l'altération de l'espace sur les spectres ainsi que les effets sur les paramètres spectraux tels que la penteA, la profondeur de bande et l'albédo.

Avant tout, j'ai analysé les paramètres spectraux de la famille de Eos dans leur ensemble, et je n'ai trouvé aucune corrélation entre eux, prouvant ainsi que l'altération de l'espace n'est pas la cause majeure de la diversité vue dans la famille de Eos.

Les spectres de la famille de Eos peuvent être classés d'après la position du maximum des spectres (paramètre Max). Ainsi un groupe de même composition est montré à la Figure 2.7 pour une valeur de Max autour de 8200 Å. On peut voir que pour des objets de même composition les spectres sont différents et donc que les effets de l'altération de l'espace sont présents dans ce groupe d'astéroïdes. Dès lors, les paramètres spectraux qui sont sensibles à l'altération de l'espace peuvent être comparés. Les paramètres penteA et profondeur de bande sont très bien corrélés ($r = -0,96$). Cependant la corrélation avec le troisième paramètre de "l'altération de l'espace" (albédo) n'est pas bonne. Il faut noter que cette dernière corrélation est difficile à établir à cause des données incomplètes de l'albédo. En conclusion, l'altération de l'espace semble être la source d'une part non négligeable dans la diversité spectrale de la famille de Eos.

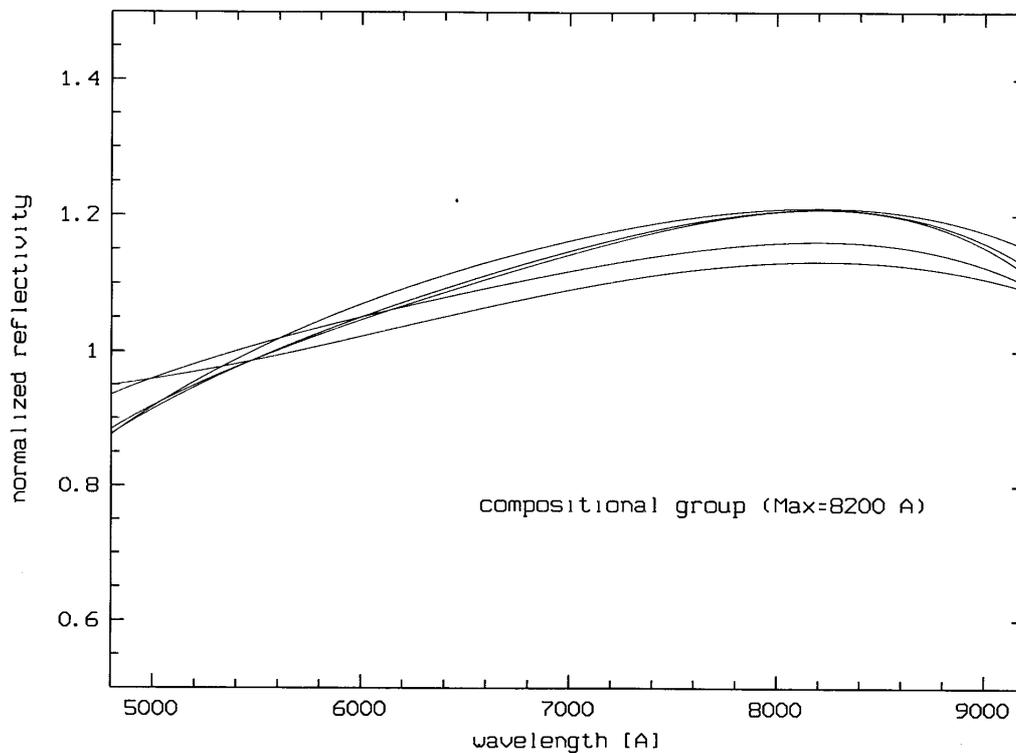


Figure 2.7 : Un groupe d'astéroïdes de même composition (même valeur du maximum). Cette figure montre qu'un même type d'altération de l'espace agit sur chaque astéroïde de ce groupe.

2.5 Comparaison avec les météorites.

Les astéroïdes de type K, et par conséquent les astéroïdes Eos ont été, de longue date, généralement reliés aux chondrites carbonées CO-CV (Bell et al. 1987 ; Bell, 1988). Les spectres des chondrites carbonées sont dominés par le carbone en phase opaque semi-conductive, ce qui donne un albédo très faible et des raies atténuées ou même absentes. J'ai mené dans l'intervalle $4800 < \lambda < 9200 \text{ \AA}$ une comparaison de mes spectres avec les spectres mesurés par Gaffey (1976) pour une large collection de météorites. Ces spectres ont été obtenus pour des météorites sous forme de poudre avec des tailles de grains allant de $300 \mu\text{m}$ à $30 \mu\text{m}$ et dans l'intervalle spectral $3700\text{-}25000 \text{ \AA}$ ($0,37\text{-}2,5 \mu\text{m}$). Les travaux de comparaison des spectres d'astéroïdes avec les spectres de météorites aspirent au même objectif : pouvoir relier les deux populations et pouvoir retrouver les corps parents des météorites. Ce travail est difficile et contesté sans doute à juste titre. En effet, en l'absence d'une collection exhaustive de toutes les météorites, une telle comparaison est illusoire. De plus, comparer des spectres obtenus en laboratoire et des spectres d'objets dans l'espace est sans doute impossible même si on tente de mieux en mieux de reproduire les mêmes conditions (matière pulvérisée, altération de l'espace ...). Malgré toutes ces embûches, je pense qu'à défaut de mieux, cette comparaison peut apporter de précieux enseignements mais il faut cependant rester prudent dans les conclusions que l'on peut en tirer.

Les résultats de ma comparaison confirment que la plupart des spectres des météorites CO-CV sont assez similaires aux spectres Eos, mais seulement pour les astéroïdes du bas de la distribution spectrale (Figure 2.8). Les objets appartenant au haut de la distribution ont leurs spectres assez similaires à celui de la mésosidérite Veramin. Les mésosidérites sont une catégorie de météorites différenciées, composées d'un mélange de roches, de basalte et de fer.

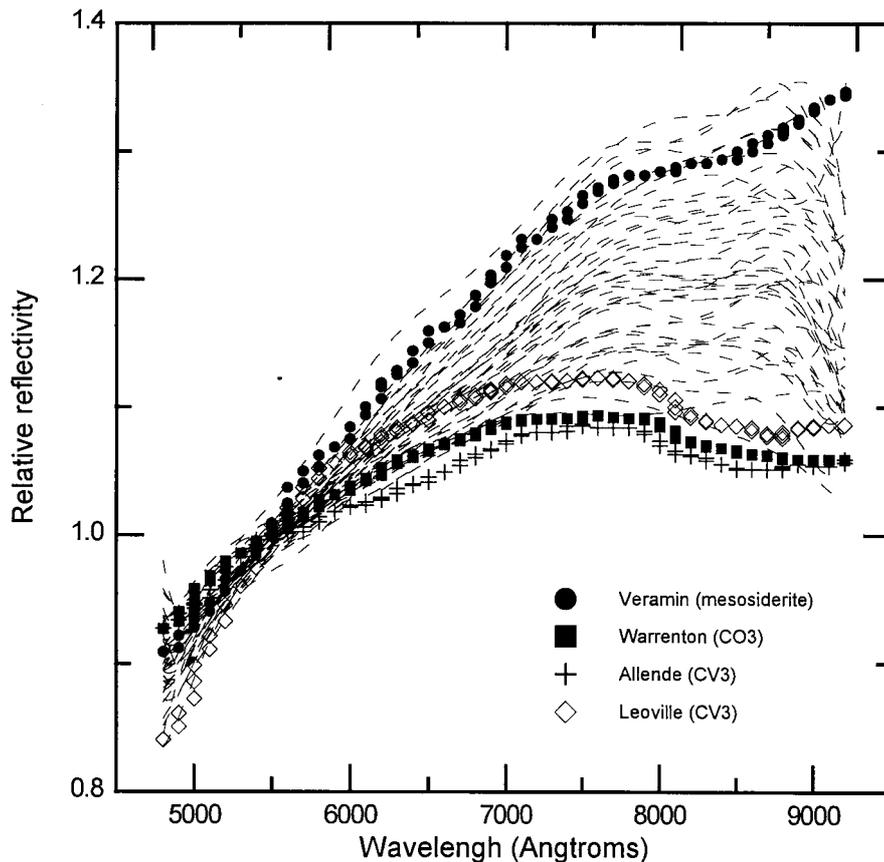


Figure 2.8 : Spectres des astéroïdes Eos observés, exceptés les deux intrus (1910 Mikkaïlov et 4455 Ruriko). Par souci de clarté, tous les spectres ont été ajustés par un polynôme. Une comparaison avec les météorites CO-CV et Veramin est faite. Les spectres de météorites sont la moyenne de plusieurs spectres de taille de grains différents (30 μ m à 300 μ m).

Ma comparaison avec les météorites sur un intervalle de longueur d'onde limité est certes critiquable. Evidemment, je ne peux pas valider mon interprétation sans étendre ma comparaison dans le proche infrarouge. En effet une comparaison sur un intervalle plus large : 3700-25000 Å est significative. Par exemple, les différences entre chondrites carbonées et mésosidérites, déjà significatives dans l'intervalle 4800-9200 Å sont largement accentuées dans l'infrarouge (voir figures suivantes).

J'ai fait une comparaison entre les météorites et les quatre seuls membres de la famille de Eos observés à la fois par le relevé à 52 filtres et par ECAS (221 Eos, 639 Itona, 653 Berenike et 661 Cloelia). Nous avons pour ces astéroïdes une couverture spectrale allant

de 3400 à 24000 Å (0,34-2,4 μm), ce qui correspond grosso modo à l'intervalle spectral couvert par les spectres de météorites de Gaffey (0,37-2,5 μm). 221 Eos, 653 Berenike et 661 Cloelia sont très similaires aux chondrites CO-CV (Figure 2.9, Figure 2.10, Figure 2.11). D'autre part, 639 Latona dont le spectre est proche de ceux appartenant au haut de la distribution spectrale, est similaire à la mésosidérite Veramin (Figure 2.12) même si l'analogie n'est pas complètement satisfaisante, particulièrement autour de 10000 Å. Cependant, compte tenu du bruit, le spectre de 639 Latona paraît plus proche du spectre d'une *pallasite* (mélange de roches, olivine et fer) (Gaffey, communication privée). Le spectre de la chondrite carbonée C1 peut aussi être comparée au spectre de Latona (Figure 2.12). Cependant cette météorite a été considérée par Gaffey (1976) comme contaminée.

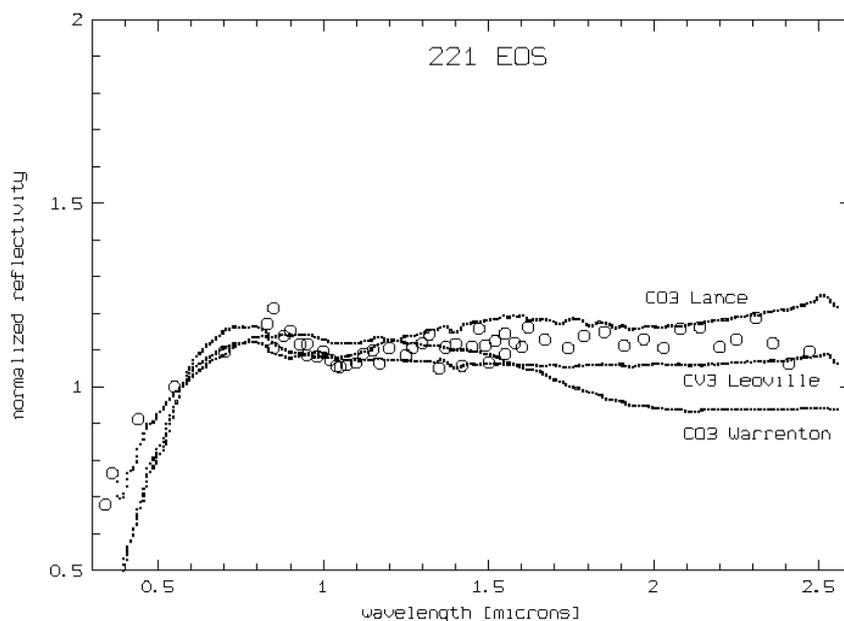


Figure 2.9 : Spectres de 221 Eos , observés par ECAS et par le relevé des astéroïdes à 52 filtres (52 color asteroid survey). Ils sont comparés aux spectres de météorites sur un intervalle de longueur d'onde plus étendu (0,37-2,5 μm).

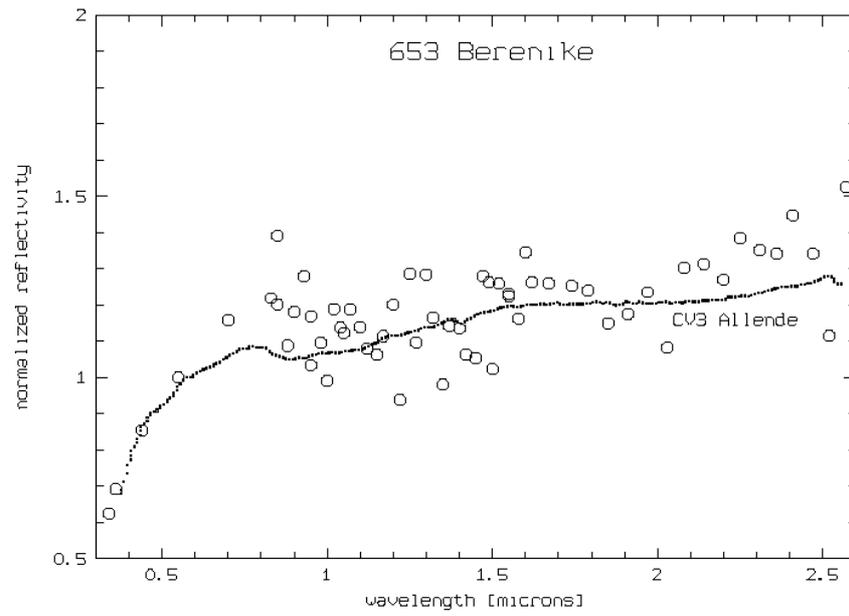


Figure 2.10 : idem que pour la Figure 2.9 mais pour 653 Berenike.

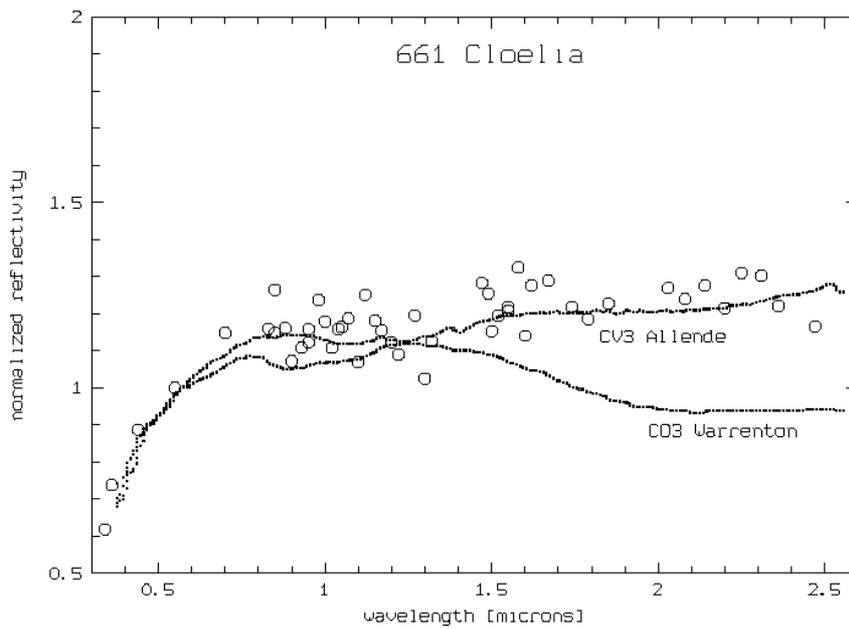


Figure 2.11 : idem que pour la Figure 2.9 mais pour 661 Cloelia.

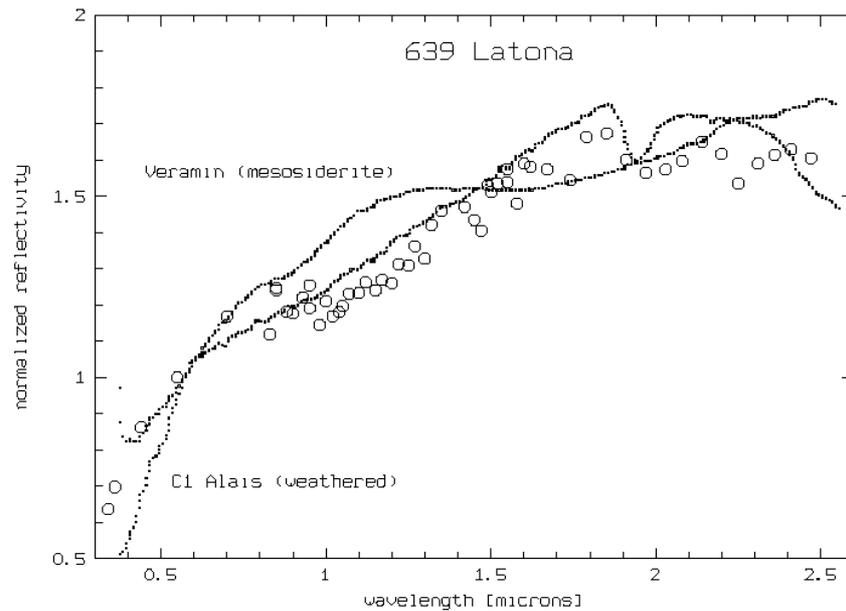


Figure 2.12 : idem que pour la Figure 2.9 mais pour 639 Latona.

La mésosidérite Veramin est la seule météorite (disponible dans la collection de Gaffey) qui soit spectralement similaire aux spectres du haut de la distribution spectrale des astéroïdes de Eos. Mais les considérations suivantes me mènent à la conclusion que les mésosidérites ne peuvent pas être reliées au haut de la distribution.

1. Mes données s'arrêtent à 9200 Å, par conséquent il est difficile de comparer la partie finale des spectres et statuer si le flux spectral va continuer à croître comme celui du spectre de la Veramin.
2. Parmi les quatre astéroïdes Eos observés par le relevé à 52 filtres, un seul, 639 latona a pu être comparé à la météorite Veramin, mais avec un désaccord notable autour de 10000 Å. Comme l'a pour la première fois avancé Bell en 1989, Latona est sans doute un *intrus*.
3. L'origine des mésosidérites (ou pallasites) fournit un argument solide contre le fait que mésosidérites (ou pallasites) et chondrites carbonées ne puissent venir du même corps parent. Les processus requis pour former soit une mésosidérite, (il faut au moins une fusion partielle du corps parent pour former une croûte basaltique) soit une pallasite (il faut un haut degré de fusion pour former un noyau à l'intérieur du corps parent) limiteraient nettement l'abondance ou même interdiraient la présence des chondrites carbonées CO-CV dans le corps parent.

En conclusion, mésosidérites et chondrites carbonées ne peuvent coexister dans le même corps parent. Par conséquent, étant donné que la comparaison avec les mésosidérites n'est pas satisfaisante, et en l'absence de données supplémentaires dans l'infrarouge, j'exclus toute analogie avec les mésosidérites et ne retient que le lien unissant les chondrites carbonées et les astéroïdes Eos.

2.6 Conclusion.

J'ai obtenu 45 spectres des membres de la famille Eos dans l'intervalle spectral 4800-9200 Å, ce qui constitue le premier relevé de cette importance pour la famille de Eos. Mes observations montrent que les spectres des astéroïdes Eos (de type K) se répartissent continûment dans une gamme de pentes spectrales et que la famille de Eos dans son ensemble peut être caractérisée par un maximum du flux typiquement situé entre 8000-8500 Å. En "fichant" ainsi les astéroïdes Eos, cela peut nous aider à reconnaître, par exemple des NEA qui se seraient "échappés" de la famille de Eos. Un autre résultat de cette étude est que j'ai trouvé, parmi les astéroïdes Eos, deux astéroïdes de type C qui sont des *intrus* à la famille.

En analysant les paramètres spectraux, j'ai montré que la diversité spectrale de la famille est due à une vraie différence de composition parmi les membres de la famille, et donc j'en ai conclu à une différenciation partielle de l'astéroïde parent de la famille de Eos. A l'intérieur d'un groupe d'astéroïdes de composition identique, j'ai montré que les processus d'altération de l'espace étaient présents et donc contribuaient à une part non négligeable dans la diversité spectrale des objets Eos.

Afin de mieux comprendre la composition et l'origine de la famille, j'ai mené une comparaison intensive de mes spectres avec ceux des météorites de la collection de Gaffey. Il apparaît que le bas de la distribution spectrale de Eos est comparable aux spectres des météorites CO-CV (chondrites carbonées), alors que le haut de la distribution semble similaire aux mésosidérites. Mais des considérations thermiques m'ont permis d'exclure toute relation entre chondrites carbonées et mésosidérites.

CHAPITRE 3

3. Modélisation numérique de familles d'astéroïdes.

Au début du système solaire, les collisions entre les petits corps étaient relativement fréquentes. Il y a 4,5 milliards d'années, les vitesses d'impact entre les planétésimaux étaient relativement faibles (moins de 0,1 km/sec), et ceci a conduit à l'accrétion des planètes actuelles. Mais apparemment, dans la ceinture principale primordiale, ce processus d'accrétion s'est interrompu quand les collisions légères se sont transformées en des impacts destructeurs hypervéloces (5 km/s). En conséquence, l'évolution collisionnelle des astéroïdes a donné lieu à une variété de phénomènes et d'objets qui sont actuellement étudiés au travers de méthodes numériques, observationnelles et expérimentales. En particulier, les familles d'astéroïdes sont une conséquence de ce passé violent. Je pense aussi que la formation d'astéroïdes binaires est une conséquence de ces collisions hypervéloces. C'est ce que je m'emploierai à démontrer dans ce chapitre, à l'aide d'une modélisation numérique des processus de collision catastrophique qui me permettra d'obtenir des familles synthétiques d'astéroïdes.

Dans le paragraphe qui suit, je définis ce qu'est une collision catastrophique au travers d'expériences de laboratoire et de théories. Au paragraphe **3.2**, j'introduis le modèle semi empirique que j'ai utilisé et qui simule la fragmentation catastrophique d'un astéroïde. Ensuite au paragraphe **3.3**, j'étudie la possibilité de former des astéroïdes binaires suite à une collision catastrophique, et enfin au paragraphe **3.4**, j'obtiens un modèle qui me permet de synthétiser une famille de Koronis très proche de la réalité.

3.1 Fragmentations catastrophiques.

Qu'appelle-t-on collision catastrophique? Le terme catastrophique est relié à l'énergie de l'impact. Il désigne un impact tel que le plus gros fragment restant est au mieux, aussi gros que la moitié de la cible originale.

Le point de départ habituel pour les études des collisions entre astéroïdes est le laboratoire. Cependant, il y a plus de sept ordres de grandeur de différences de taille entre les expériences de fragmentation de laboratoire et les impacts entre astéroïdes. La seule façon de relier les données expérimentales avec les tailles des astéroïdes est de faire appel aux théories dites d'échelle.

3.1.1 Expériences de laboratoire.

Jusqu'à présent un grand nombre d'expériences de laboratoire ont été menées, couvrant une grande gamme de vitesses d'impact (50 m/s à environ 12 km/s). Des tests ont été effectués dans des chambres à vide pour simuler l'espace interplanétaire (Ryan et al. 1991 ; Nakamura et Fujiwara, 1991), d'autres dans des environnements pressurisés pour simuler la compression gravitationnelle (Housen et al. 1991), d'autres encore dans des chambres à ciel ouvert (Martelli et al. 1991 ; Giblin et al. 1994). Les matériaux utilisés pour les cibles sont aussi très variés : roche naturelle, aluminium, acier, mortier, basalte, nylon, glace, pyrex. Pour reproduire la réalité des astéroïdes, les cibles peuvent avoir des structures particulières, préfragmentées ou avec un noyau métallique. Aussi, pour simuler l'impact du projectile, des charges de contact ont été utilisées. L'analyse post-impact de ces expériences inclut l'obtention des tailles, formes et vitesses des fragments, l'étude de la façon dont s'est fragmentée la cible, l'analyse de la répartition de l'énergie entre les fragments.

On peut résumer les principaux enseignements de ces expériences (Martelli et al. 1994):

- les vitesses des fragments sont plus élevées près du point d'impact, et décroissent quand on s'éloigne de ce site. De plus, les fragments de surface tendent à être plus rapides que ceux de l'intérieur de la cible.

- pour les collisions catastrophiques de cibles en basaltes, la plupart de l'énergie de l'impact est communiquée aux très petits fragments près du site d'impact sous forme d'énergie cinétique, ainsi qu'en chaleur.
- les plus gros fragments tendent à être plus lents que les plus petits.
- la vitesse de rotation des fragments décroît quand leur taille augmente.
- D'après les expériences de Giblin et al. (1994), les rapports des demis grands axes B/A et C/A sont centrés autour de 0,6 et 0,4 respectivement.
- La distribution de masses des fragments reflète remarquablement celle des familles d'astéroïdes (voir au chapitre 1, la Figure 1.13). Elle peut être ajustée par une loi de puissance. Cependant, on ne peut pas trouver un seul exposant pour toute la distribution. La distribution de taille est souvent divisée en deux ou trois segments, avec une pente de la distribution plus raide pour les plus gros fragments.

3.1.2 Lois d'échelle.

Le but de la théorie d'échelle est de permettre d'extrapoler les résultats expérimentaux au cas astéroïdal. Une loi d'échelle complète devrait permettre, pour un impact donné, de déterminer la distribution des tailles, des vitesses, des formes et des spins des fragments. Cependant, malgré les progrès récents dans ce domaine (Davis et al. 1994, Holsapple, 1994 et références incluses), nous sommes loin de cet idéal.

Le degré de fragmentation subi par la cible est habituellement quantifié par le paramètre f_l qui est le rapport entre la masse du plus gros fragment et celle de la cible. Ce paramètre est égal à 1 pour un simple rebond, entre 0,5 et 1,0 pour des impacts cratérisants et inférieur à 0,5 pour les collisions catastrophiques. L'énergie de la collision, égale à l'énergie cinétique du projectile, est supposée se répartir équitablement entre la cible et le projectile (Hartmann 1980, 1988). Cette hypothèse reste valable quand la cible et le projectile sont constitués de matériaux similaires, mais pas dans le cas contraire (Ryan et Davis 1994). Le concept fondamental pour décrire les collisions catastrophiques introduit *la force de l'impact*, S qui est la densité d'énergie nécessaire pour produire une collision tout juste catastrophique ($f_l = 0,5$). Ce paramètre est principalement fonction du type de matériel et de son état

physique, ainsi que de sa taille. Pour une force d'impact d'une cible donnée, la relation empirique de Fujiwara et al. (1977),

$$f_i = \left(\frac{SM}{\rho E / 2} \right)^{1.24}$$

est utilisée pour calculer f_i en fonction de S , M la masse de la cible, ρ sa densité, et E l'énergie cinétique du projectile. Une distribution cumulative de masse de la forme,

$$N(>m) = C m^{-b}$$

décrit approximativement la distribution de masse des fragments (Zappalà et al. 1984), où $N(>m)$ est le nombre de fragments ayant une masse plus grande que m . L'exposant b et la constante de normalisation C sont déterminés par la taille du plus gros fragment et la condition de conservation de la masse. En particulier, b est une fonction dépendant seulement de f_i :

$$b = (1 + f_i)^{-1}$$

En plus de la détermination expérimentale de la force d'impact du matériau d'un corps, il faut aussi connaître comment varie S avec la masse (ou le rayon) de la cible. Différentes lois d'échelle basées sur les propriétés des matériaux, les contraintes à l'intérieur de la cible et les effets de la compression gravitationnelle peuvent être appliquées au calcul de S pour les tailles astéroïdales (Davis et al. 1994). A titre d'exemple je donne à la figure 3.1 l'allure de Q^* en fonction du rayon de la cible. Q^* est l'énergie de la collision (catastrophique) par unité de masse et est relié à S par la relation $Q^* = S/\rho$. Cette courbe indique, dans un premier temps, qu'il faut moins d'énergie par unité de masse pour fragmenter une cible de plus en plus grande, jusqu'à ce que, les effets de la gravitation aidant, la tendance s'inverse.

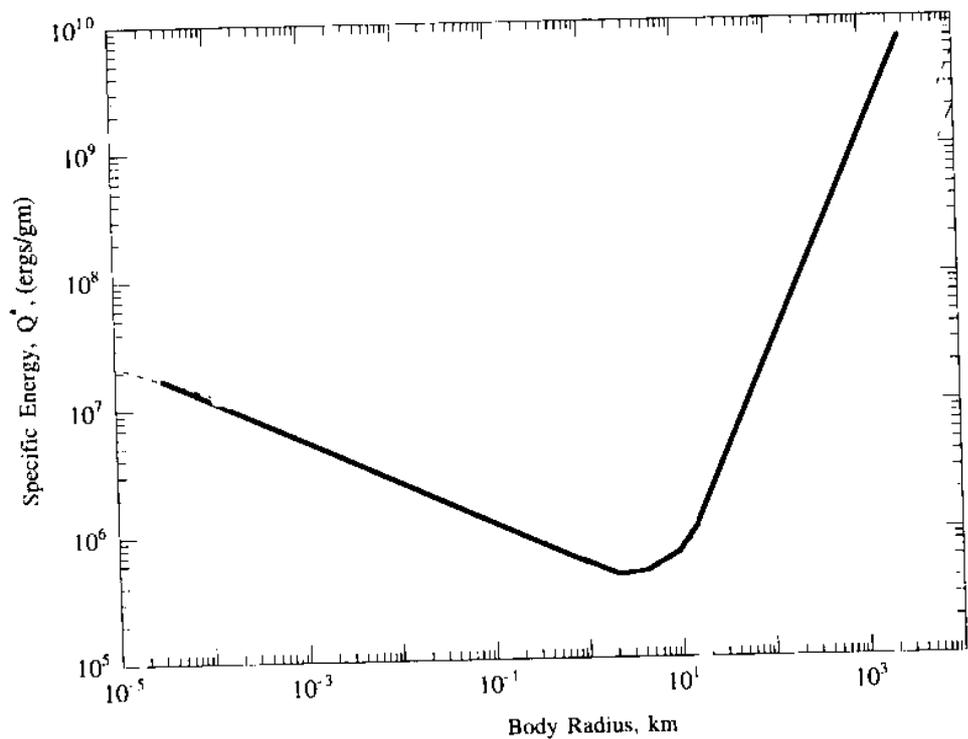


Figure 3.1 : L'énergie de collision par unité de masse Q^* , pour une collision catastrophique, en fonction du rayon de la cible.

3.2 Le Modèle Semi Empirique (MSE)

A cause de la complexité du problème de la fragmentation, d'aucuns ont tenté récemment de modéliser le phénomène à l'aide de codes hydrodynamiques (Melosh et al. 1992), mais ceci reste encore très préliminaire et des approches empiriques leur sont généralement préférées. Pour cette raison, des expériences de laboratoire simulant des collisions catastrophiques à grande vitesse, ont été menées durant la dernière décennie (voir Fujiwara et al. 1989 pour une revue du sujet). L'analyse minutieuse des résultats des expériences ont permis à Paolicchi et al. (1989) de développer un modèle semi empirique de collision catastrophique. D'après ces auteurs, les produits de tels événements peuvent être obtenus à partir des propriétés d'un *champ de vitesse*.

Le principe de cette approche consiste à déduire, à partir des propriétés cinématiques générales des fragments issus des expériences, des indications sur les processus physiques (pour la plupart inconnus) de la fragmentation. Ainsi, les résultats de la collision reposent sur

l'exploitation d'un champ de vitesse adéquat, défini à l'intérieur de la cible, et qui simule l'effet de l'onde de raréfaction qui suit la collision. Les propriétés de ce champ sont basées principalement sur les propriétés cinématiques des fragments observées dans plusieurs expériences de laboratoire, avec en plus, quelques hypothèses physiques très simples sur le mécanisme de fragmentation qui est supposé être relié au gradient du champ de vitesse.

Ici, je ne veux pas décrire en détail le MSE et son algorithme qui est assez complexe. Si besoin, le lecteur pourra se référer aux articles de Paolicchi et al. (1989, 1996). Par contre, je ferai un petit résumé des principales hypothèses du modèle et des paramètres utilisés.

3.2.1 Hypothèses et paramètres du modèle.

Le champ de vitesse est donné par la somme d'une vitesse de rotation \mathbf{V}_R , principalement due au moment angulaire transféré lors de l'impact, et d'une vitesse de fragmentation \mathbf{V}_F , définie radiale par rapport à un point d'irradiation Q (voir Figure 3.2). L'expression analytique du champ de vitesse (vectoriel) pour un point générique P appartenant à la cible, est donnée par :

$$\mathbf{V}(P) = \mathbf{V}_R + \mathbf{V}_F = \mathbf{w}_0 \times \mathbf{OP} + \alpha l^{-\gamma} (d/l)^\delta \langle \mathbf{QP} \rangle$$

où les significations du vecteur \mathbf{OP} et du vecteur unitaire $\langle \mathbf{QP} \rangle$, ainsi que des distances d et l sont illustrées à la Figure 3.2.

Le paramètre α est un facteur de normalisation donnant l'ordre de grandeur de la vitesse de fragmentation. Il est relié à l'énergie de l'impact, et donne une estimation de l'énergie cinétique totale répartie entre les fragments. Plus α est grand, plus le nombre de fragments créé est important.

\mathbf{w}_0 représente le vecteur de rotation initial de la cible. On peut aussi y inclure le moment angulaire transféré par l'impact.

Le point d'irradiation Q est situé à la distance S du centre O de la cible, le long de l'axe z. Le paramètre $\Phi_{\text{deep}} = 1 - S/R$ ainsi que les exposants γ et δ sont les paramètres empiriques du modèle, dont les valeurs sont contraintes à partir des résultats des expériences de

laboratoire. Φ_{deep} est relié à la forme des fragments. Une valeur petite de Φ_{deep} (point d'irradiation près de la surface) correspond à des fragments de forme ellipsoïdale très allongée. Quant à δ , il est très étroitement relié à la position initiale du plus gros fragment.

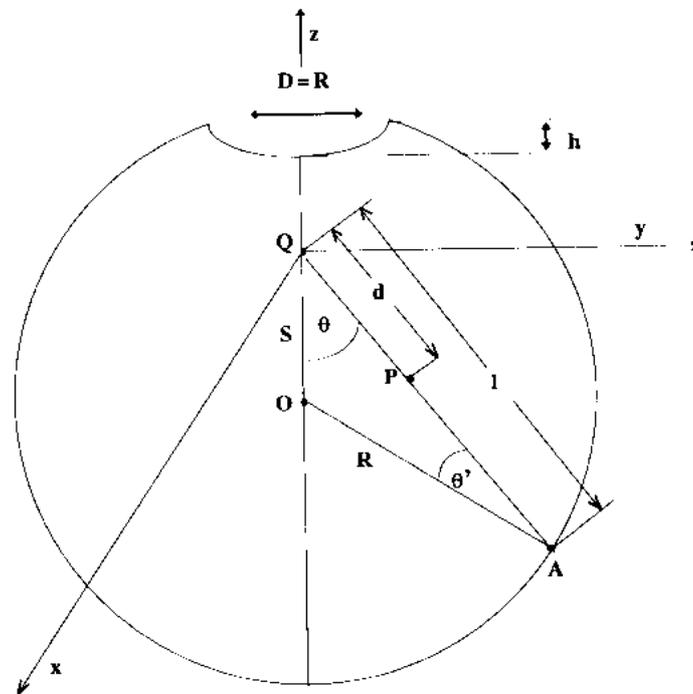


Figure 3.2 : Les paramètres physiques qui définissent le champ de vitesse de fragmentation du MSE. Dans cette figure, Q est le point d'irradiation, et O est le centre de la cible sphérique de rayon R . La distance entre Q et le point générique P est donnée par d tandis que le segment l relie le point d'irradiation, le point générique P , et la surface de la cible. L'axe z coïncide avec la trajectoire initiale du projectile, si l'on considère un impact central.

ε est la densité d'énergie de fragmentation par unité de masse. Elle est reliée à la force de cohésion du matériau de la cible. En particulier, ε est relié au produit $S \cdot f_{KE}$ où S est la force d'impact (voir paragraphe 3.1) et f_{KE} est la fraction de l'énergie d'impact initiale qui est convertie en énergie cinétique des fragments. f_{KE} est de l'ordre de 0,1 dans la plupart des expériences de laboratoire.

Une fois le champ de vitesse défini dans la cible, chaque point a par essence une vitesse propre. On génère alors un grand nombre de points, dispersés au hasard dans la cible. (nombre de points égal à 100000 dans mes simulations). Un fragment se forme alors quand sa

densité d'énergie cinétique, par rapport à son centre de masse, excède son énergie de liaison. Celle-ci inclut aussi bien la force de cohésion du matériau (relié à ε) que la force de compression due à l'autogravitation (relié au paramètre A) qui est très importante dans le cas astéroïdal. Ce critère implique une condition sur le gradient de vitesse, qui finalement requière le calcul des vecteurs propres d'une fonction reliée au champ de vitesse (pour plus de détails, voir Paolicchi et al. 1989). Une conséquence importante de cette approche est la forme finale des fragments qui est celle d'un ellipsoïde triaxial. Bien que cela puisse paraître simpliste, cette approche permet de déterminer immédiatement les axes de chaque fragment, pour une comparaison rapide avec les résultats expérimentaux qui concernent les formes des fragments.

Ci-dessous le Tableau 3.1 donne un récapitulatif des paramètres utilisés par le MSE.

Paramètres	description	valeurs adoptées ¹	conséquences
R km	rayon de la cible		
ε Merg/g	densité d'énergie		cohésion du matériau
ρ g/cm³	densité	2,5-3,5	
α m/s	relié à l'énergie de l'impact		nombre et vitesse des fragments.
δ	exposant dans le champ de vitesse	1,0	position initiale du plus gros fragment
γ	idem	1,53	<i>rôles divers</i>
Φ_{deep}	point d'irradiation	0,7	forme des fragments
ω_0 rad/s	rotation initiale		
A	paramètre de Davis		auto compression gravitationnelle \Rightarrow cohésion du matériau

¹ dues aux contraintes apportées par l'expérience ou les observations.

Tableau 3.1 : Liste des paramètres du modèle semi empirique.

Pour pouvoir généraliser leur modèle au cas astéroïdal, Paolicchi et al. (1996) ont ajouté dans leur modèle la possibilité de voir les fragments se réaccumuler grâce à l'autogravitation. Il est bien connu que les effets gravitationnels sont importants pour des corps de plusieurs dizaines de kilomètres, alors qu'ils sont évidemment absents dans les expériences de laboratoire. Pour ce faire, ils ont appliqué un algorithme simplifié à N corps avec un intégrateur de type Euler. J'ai, pour ma part, revu et amélioré considérablement cette partie (voir paragraphe 3.3).

En définitive, Paolicchi et al. (1989) ont montré que leur modèle donnait des résultats en assez bon accord avec les résultats expérimentaux, ainsi qu'avec les données (peu nombreuses à l'époque) sur les familles d'astéroïdes.

La complexité des processus réels de fragmentation catastrophique est largement due au fait que les résultats finaux reposent sur des processus stochastiques reliés à la structure interne de la cible (hétérogénéité locale, présence de défauts, etc.). A cette complexité s'ajoute la géométrie de l'impact et les principaux paramètres physiques décrivant la cible et le projectile. Cependant, on peut s'attendre à ce que les effets stochastiques se compensent d'une certaine manière, pour un grand nombre d'événements, et que les résultats finaux, en moyenne, dépendent essentiellement d'un petit nombre de paramètres physiques, comme la masse et la vitesse de rotation de la cible, l'énergie cinétique du projectile, etc., qui sont pris en compte dans le modèle semi empirique. Il faut bien comprendre que le MSE ne prétend pas être une théorie exacte des phénomènes de fragmentation. C'est un outil utile pour l'étude de ces phénomènes et pour une comparaison instructive avec les résultats expérimentaux et observationnels. Malgré ses limitations physiques, le MSE présente plusieurs avantages qui encourage à développer encore cette approche par rapport à d'autres. Premièrement, l'approche hydrodynamique n'est probablement pas complètement maîtrisée. Bien que les équations fondamentales concernant la propagation des ondes dans des corps solides sont maintenant bien établies, la théorie de la fragmentation basée sur la théorie de Grady-Kipp (Grady and Kipp 1980, 1987) et des travaux récents (Melosh et al. 1992, Benz et Asphaug 1994) peuvent encore être améliorés. De plus, l'échelle des distances, des défauts microscopiques jusqu'à l'entière fragmentation de la cible, est trop importante même pour les puissants ordinateurs actuels, et impose encore des approximations physiques (Benz et Asphaug 1994). Aussi, jusqu'à présent, l'approche hydrodynamique a rencontré quelques difficultés quant à la comparaison avec la population astéroïdale (Davis et al. 1994). Et, deuxièmement, malgré ses hypothèses simplificatrices, le MSE permet de prédire remarquablement les propriétés physiques des fragments. Ainsi, on peut avoir pour chaque fragment, sa forme (ellipsoïdale), sa taille, sa masse, sa vitesse d'éjection, sa vitesse de rotation, et ainsi mener des comparaisons détaillées avec les résultats expérimentaux et les propriétés observationnelles des familles d'astéroïdes.

3.3 Formation d'astéroïdes binaires suite à une fragmentation catastrophique.

3.3.1 Introduction.



Figure 3.3 : Le système double Ida-Dactyl observé lors du survol de la sonde GALILEO le 28 Août 1993 constitue la seule preuve directe de l'existence d'astéroïdes binaires.

La découverte récente du système d'astéroïdes binaires Ida-Dactyl observé par la sonde GALILEO (voir à ce sujet le numéro spécial d'*Icarus*, vol. 120, No. 1, mars 1996) a renouvelé l'intérêt que l'on portait sur l'existence et l'origine des systèmes binaires (Figure 3.3). Pour en savoir plus sur les systèmes binaires et leur stabilité, on peut se référer à Weidenschilling et al. (1989) pour une revue de la littérature classique, ainsi qu'à des travaux plus récents de Chauvineau et Mignard (1990a, 1990b) et Chauvineau et al. (1991). L'existence des astéroïdes binaires a été fortement suspectée sur la base à la fois de preuves observationnelles (occultations, courbe de lumière atypique) et des preuves théoriques. Cependant, les idées sur les mécanismes possibles de formation sont variées et pas encore toutes explorées. Une liste de plusieurs scénarios possibles pour la formation de couples d'astéroïdes liés gravitationnellement peut inclure les mécanismes suivants :

1. Un astéroïde fragile (rubble pile) tournant très rapidement peut subir une fission dynamique.
2. Un astéroïde subi une collision et un cratère se produit. Quelques uns des éjectas sont capturés dans une orbite autour du corps parent et, après une période transitoire, forme un satellite stable. D'un point de vue mécanique, ceci est possible à condition que soient présents d'autres corps perturbateurs ou si le corps parent est remarquablement asphérique ; les deux conditions sont en général vérifiées.
3. Un astéroïde subi une collision et se fragmente en un petit nombre de gros fragments ; deux d'entre eux forment un système binaire.
4. Un astéroïde subi une collision et se fragmente ; parmi le grand nombre de fragments créés par cet événement, quelques couples de binaires se forment.
5. Un astéroïde errant dans l'espace rencontre un autre corps à une faible vitesse relative telle qu'une petite perturbation extérieure peut permettre une capture binaire.
6. La fission d'un seul corps est produite par des forces de marées durant un passage à proximité d'une planète.

Il est évident que les scénarios avancés ci-dessus décrivent chacun une situation très différente. En particulier, le dernier a été suggéré afin d'expliquer les fréquentes observations de cratères doubles à la surface de la Terre et de Vénus (Farinella et davis, 1992 ; Bottke et Melosh, 1996) et ne peut certainement pas être appliqué aux astéroïdes de la ceinture principale pour lesquels il n'y a pas de rencontre proche avec les planètes.

Parmi les autres scénarios possibles, (5) peut être immédiatement rejeté par de très simples considérations statistiques. Une telle rencontre dans une région étroite de l'espace à six dimensions (positions et vitesses) est hautement improbable. D'après l'état de nos connaissances actuelles sur l'évolution collisionnelle de la ceinture principale, les collisions inter astéroïdes ont lieu à de grandes vitesses relatives (Bottke et al. 1994 ; Farinella et Davis, 1992) suffisantes pour conduire à la fragmentation complète du projectile (au moins). Evidemment, étant donné que nous n'avons qu'une seule preuve observationnelle directe de l'existence de systèmes binaires, nous ne pouvons exclure en principe aucune hypothèse. Néanmoins, si nous admettons que l'existence des binaires n'est pas extrêmement rare, nous pouvons écarter le mécanisme (5).

Le scénario (1) (la fission par rotation ; voir les travaux de Farinella et al. 1981, 1982) mérite d'être approfondi. En principe, ce mécanisme pourrait produire des binaires par la fission d'assez gros astéroïdes ayant des structures en "rubble pile". A priori, ce ne sont pas des événements très fréquents. Cependant, récemment, Harris (1996) a déduit de l'analyse des propriétés rotationnelles de petits astéroïdes l'existence, dans plusieurs cas de structures en rubble pile. De plus, d'après les résultats les plus récents d'expériences de laboratoire, les vitesses d'éjection peuvent être typiquement très grandes et rendre difficile toute réaccumulation gravitationnelle. Dans ce cas, la possibilité d'avoir des rotateurs très rapides serait inévitable puisque l'on sait, d'après les expériences de laboratoire que les vitesses de rotation croît avec les vitesses d'éjection. D'un autre côté, si l'on tente de modéliser ce scénario, cela requière, en termes physiques une structure complexe (porosité élevé, préfragmentation, etc) du corps parent. Toutes ces suggestions récentes augmentent la possibilité du scénario (1) et peut mener à un nombre plutôt élevé de systèmes binaires. Même si je compte explorer cette voie après ma thèse, ceci ne fait pas partie de ce travail.

Le scénario (2) basé sur l'hypothèse de l'impact cratérisant, a été proposé par Weidenschilling et al. (1989). On peut noter que ce scénario prédit des binaires de très faible rapport de masse et qu'il requière des circonstances plutôt chanceuses pour donner des orbites stables et observables. A priori, il n'est pas incompatible avec les données observationnelles de Ida et Dactyl, mais il n'a pas été étudié très en détail.

Le scénario (3) est une variante (probablement moins plausible) de (4), concernant la formation de systèmes binaires suite à une collision catastrophique, et constitue essentiellement le sujet de ce sous chapitre. Ce dernier scénario a aussi été récemment abordé par Durda (1996).

3.3.2 Le modèle.

Le rôle essentiel joué par les collisions catastrophiques qui ont conditionné la plupart des plus importantes propriétés physiques des astéroïdes, est largement reconnu. Afin d'étudier la possibilité du scénario (4), c'est à dire la possibilité de former des astéroïdes binaires suite à une collision catastrophique, j'ai utilisé le modèle semi empirique développé par Paolo Paolicchi et al. (1989, 1993, 1996). Au sous chapitre précédent, j'ai largement décrit

le principe du modèle ainsi que ses paramètres et ses principales hypothèses. Même si ces dernières peuvent paraître simplificatrices, un certain nombre de points ne dépendent pas du modèle et découlent de principes physiques élémentaires et généraux :

- les plus gros fragments sont en moyenne les plus lents
- les plus gros fragments tendent à être générés dans l'hémisphère antipodale, par rapport au point d'impact ;
- il y a une corrélation entre la taille, la vitesse et les propriétés rotationnelles .

Les figures qui suivront illustrent bien tous ces faits

Le MSE a l'avantage de décrire précisément chaque fragment par ses propriétés physiques et dynamiques (masse, taille, vitesse, etc.). Les fragments, après leur production, interagissent gravitationnellement entre eux : j'ai ici développé un code pour suivre leur évolution dynamique, et tenir compte de leur possible collision, réaccumulation et bien sûr de la formation éventuelle de systèmes multiples. Je donne ci après les caractéristiques principales de ce code.

L'intégrateur.

L'algorithme numérique est un intégrateur Runge-Kutta (RK) d'ordre IV, avec un pas de temps variable automatiquement ajusté. J'ai fait ce choix après une série de tests incluant un intégrateur très simple de type Euler avec un pas fixe, ainsi qu'un intégrateur plus raffiné dit de Everhart (Everhart, 1974) d'ordre 15. Malgré les très différents niveaux de précision des différentes méthodes, les résultats sont essentiellement les mêmes dans tous les cas. En résumé, je pense qu'il ne devrait pas y avoir de gros problèmes numériques dans mon approche. La raison essentielle est que le processus est complexe mais de courte durée (quelques jours) alors que les vitesses relatives sont faibles (de l'ordre de 100 m/s). Le nombre total de pas de temps n'est pas très grand : un pas de temps de l'ordre de la seconde signifie un déplacement de l'ordre de 100 m, alors que les dimensions typiques sont de quelques kilomètres. D'autre part, le temps total d'intégration étant de 10^6 s (voir la justification plus loin), au plus, quelques centaines de milliers de pas sont suffisants. En pratique, j'ai fixé un nombre maximum de pas de temps possible de 100000 dans mes simulations, et il s'est avéré que cette limite a toujours été plus que suffisante.

L'évolution dynamique des fragments doit être suivie tant qu'ils restent suffisamment proches les uns des autres. Sur la considération du concept de la sphère d'influence, on peut

faire l'estimation suivante : la sphère d'influence s'étend sur environ 700 rayons d'astéroïde, compte tenu d'hypothèses raisonnables (Love et Ahrens, 1996). Un fragment éjecté à une vitesse du même ordre de grandeur que la vitesse d'évasion traverse le rayon de l'astéroïde en environ 1000 s (la vitesse d'évasion est typiquement le millième du rayon, si l'unité de temps est la seconde) ; donc le temps nécessaire pour sortir de la sphère d'influence est de l'ordre de 700000 s ou 10 jours. J'ai suivi l'évolution des fragments sur 20 jours. J'ai testé qu'un temps supérieur ne changeait pas notablement les résultats. J'ai aussi vérifié que le fait de négliger l'effet perturbateur du soleil pendant l'intégration n'avait pas de conséquences pratiques.

Ecart à la sphéricité : prise en compte des formes ellipsoïdales.

Les fragments ayant des formes ellipsoïdales, il est sans doute nécessaire de prendre en compte les harmoniques d'ordre plus élevé du potentiel gravitationnel. J'ai considéré dans un premier temps le terme quadripolaire du potentiel gravitationnel. Celui ci s'écrit :

$$U = -GM/r - G/2r^3 [I_1 + I_2 + I_3 - 3 I]$$

où M représente la masse du fragment, I_1, I_2, I_3 sont les trois moments principaux d'inertie, I est le moment d'inertie par rapport à la direction r , et r est la distance du point où l'on veut calculer le champ.

L'approche à N corps consiste à calculer pour chaque fragment la somme totale des forces qui s'applique à lui, et à calculer ainsi la somme des accélérations auxquelles il est soumis. Pour une de ces accélérations, on a :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\gamma} &= - \mathbf{grad} f \\ &= [-GM/r^3 - 3/2 G/2r^5 (I_1 + I_2 + I_3 - 3 I)] \mathbf{r} \end{aligned}$$

où $\boldsymbol{\gamma}$ est le vecteur accélération, \mathbf{f} est la force, \mathbf{r} est le vecteur associé à r .

sachant que $I = \lambda^2 I_1 + \mu^2 I_2 + \nu^2 I_3$ où λ, μ, ν désignent les cosinus directeurs de \mathbf{r} , dans le repère local du fragment de masse M , on obtient :

$$\boldsymbol{\gamma} = - [-GM/r^3 - 3/2 G/2r^5 ((1 - \lambda^2) I_1 + (1 - \mu^2) I_2 + (1 - \nu^2) I_3)] \mathbf{r}$$

ce qui est facilement calculable avec les valeurs des moments principaux d'inertie données par le modèle pour chaque fragment.

Après une série de tests, j'ai constaté que l'ajout du terme quadripolaire au champ gravitationnel n'apportait pas de changement notable quant à la formation de systèmes binaires. C'est à la lumière de ces tests, et dans un souci d'économie de temps de calcul que finalement, je n'ai pas retenu cette amélioration dans la version finale du code. Donc les fragments sont considérés comme sphériques.

Test de collision-binaire.

J'ai aussi introduit un test de *collision-binaire* durant l'intégration, c'est à dire un test pour savoir si le devenir d'un fragment est de se réaccumuler avec un autre par collision ou former un système binaire (voir figure 3.4). Deux fragments rentrent en collision quand leur distance relative est inférieure à la somme de leurs rayons. Par contre, la collision ne se produit pas si la vitesse relative des deux fragments est positive, excluant ainsi les possibles collisions artificielles qui peuvent résulter dans les tout premiers instants de l'évolution, quand les fragments sont fortement agglutinés ensemble. J'introduis aussi deux possibilités supplémentaires. Durant l'intégration gravitationnelle, deux fragments peuvent avoir, à un moment donné, une vitesse relative négative et une distance relative assez proche de la somme des rayons. J'introduis alors un paramètre (CRIT) pour définir une distance critique, en unité de somme de rayons. En pratique, j'ai généralement choisi $CRIT = 2$ (ou $CRIT = 3$ dans un petit nombre de cas ; voir plus loin). Quand deux fragments sont plus proches que CRIT fois la somme de leurs rayons, je calcule alors leur énergie totale. Si celle ci est négative, le système est lié et c'est un simple problème à deux corps. On a alors deux possibilités : une collision quand leur distance au périastre est plus petite que la somme des rayons, un système binaire dans le cas contraire. La Figure 3.4 est un schéma du principe du test *collision-binaire*. Les binaires identifiés de cette manière sont alors considérés comme un corps unique (avec une masse égale à la somme des deux membres) dans le reste de l'intégration dynamique, ceci afin d'accélérer le temps de calcul. Une grande valeur de CRIT conduirait en principe à détecter un grand nombre de binaires, mais souvent ceci n'implique pas une détection plus effective des binaires réels. En effet, des couples de fragments peuvent se former temporairement et être détruits ensuite par des collisions ou par des interactions gravitationnelles avec d'autres fragments. Par contre, les binaires dont la distance relative

atteint deux fois la somme des rayons tendent à être stables. Par conséquent, après une série de tests, j'ai décidé de travailler avec $CRIT = 2$, opérant ainsi le meilleur compromis entre la précision de la procédure de détection de binaires et un temps CPU raisonnable. A ce propos, il est utile de mentionner que l'intégration numérique d'un modèle typique (~ 1000 fragments) peut requérir parfois une semaine de temps de calcul sur une *station Digital alpha 500/500*.

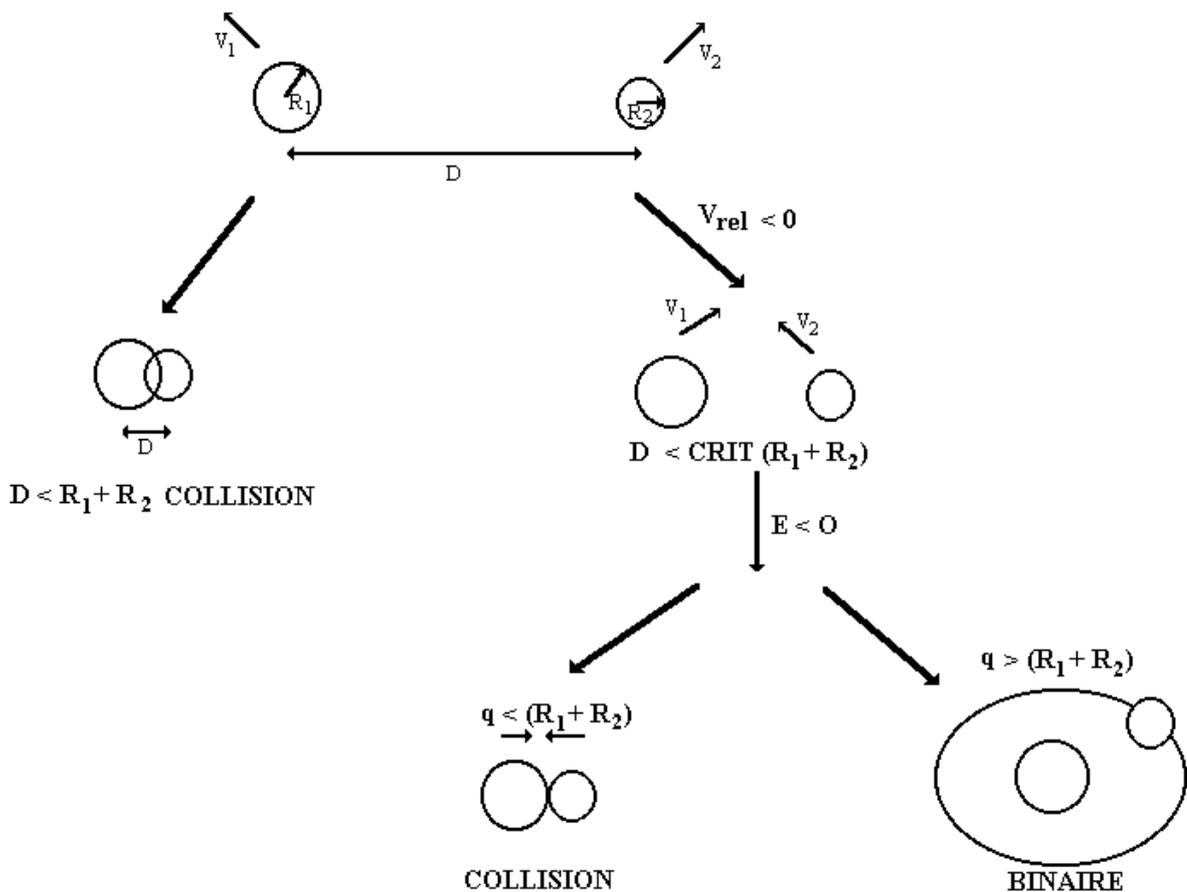


Figure 3.4 : Schéma illustrant le principe du test *collision-binaire*. (voit texte)

Rotation des fragments.

Il est à noter que pour cette procédure, j'ai aussi considéré les fragments comme des sphères parfaites. Je me suis interrogé sur les conséquences de cette simplification quant à l'efficacité du test de collision. En effet, puisque les fragments tournent, on peut avoir les situations extrêmes avec d'un côté deux fragments ellipsoïdaux très proches mais qui ne se touchent pas, et de l'autre côté, deux fragments très éloignés mais entrant en collision dans le

sens de leur plus grand axe. J'ai donc ajouté à la procédure précédente, une géométrie à trois dimensions permettant de détecter des surfaces ellipsoïdales en rotation s'interceptant dans l'espace. Malgré un temps appréciable à mettre au point ce critère, je n'ai noté aucun changement notable par rapport au cas sphérique. J'explique ceci par le fait que les rapports b/a et c/a ne sont pas excessivement faibles, de l'ordre de 0,6 et 0,4 respectivement (Verlicchi et al. 1994).

Test ultime de formation de binaires.

Afin de ne pas manquer les binaires ayant des séparations relativement larges (dans le cas du seul système binaire directement observé jusqu'à présent, Dactyl orbite à une distance estimée entre 2 et 5 rayons de Ida, et ne serait donc pas identifié par la technique expliquée ci-dessus, si je prends $CRIT = 2$), j'ai introduit un troisième test à la fin du temps d'intégration. A ce moment, je calcule l'énergie totale de chaque couple de fragments voisins, et ce pour tous les fragments survivants. Et dans le cas où un couple lié est détecté, je détermine alors, par le même critère décrit précédemment si ce couple est réellement binaire ou pas. Cette approximation restreinte à deux corps est justifiée à ce niveau, car à la fin de l'intégration numérique, les fragments sont souvent très éloignés les uns des autres, et les perturbations mutuelles ne sont pas a priori assez fortes pour détruire des couples d'objets liés.

Une dernière remarque intéressante : j'ai noté que la fréquence relative des binaires qui s'effondrent (les binaires détectés dont la distance au périastre s'avère être inférieure à la somme des rayons) est un autre résultat potentiellement important de mes simulations, à la lumière des récentes observations radar d'astéroïdes binaires de contact comme 4769 Castalia (Hudson et Ostro, 1994, 1995 ; Ostro et al. 1995). Mais je n'ai pas encore vraiment analysé ce type de binaires de contact, car je me suis dédié pour ce travail, à la formation de systèmes binaires "détachés", dans les premiers temps de l'évolution des fragments après l'impact. En particulier, je ne me suis pas intéressé à la stabilité des systèmes binaires au cours d'un temps plus long, au bout duquel ils pourraient aboutir à des binaires de contact.

Durant ce travail, j'ai changé et amélioré plusieurs fois le code. J'ai aussi fait tourner plusieurs modèles dont les résultats sont, comme nous allons le voir, qualitativement homogènes. Néanmoins, tous les cas ne sont pas complètement comparables, parce qu'ils ont été obtenus à différents niveaux du développement de l'algorithme. Pour cette raison, je

présenterai les résultats de mes simulations dans deux séries différentes, la seconde correspondant aux simulations effectués avec la dernière version du code

3.3.3 Le problème de la masse manquante.

L'approche décrite pour simuler la formation de binaires suite à la fragmentation catastrophique d'un astéroïde parent apparaît satisfaisante à plusieurs égards, mais je ne cache pas les problèmes sérieux que je rencontre quand j'essaye de comparer les résultats des simulations avec ce que nous savons des astéroïdes binaires réels. La première question est : quels types de binaires peut on reproduire avec mes simulations? Le seul système binaire connu dans la ceinture principale, le couple Ida-Dactyl, est formé de deux objets ayant les tailles de 59,8 X 25,4 X 18,6 et 1,6 X 1,4 X 1,2 km respectivement (Veverka et al. 1996). A partir de ces valeurs, on peut en déduire immédiatement un rapport de masse de l'ordre de 10^{-4} , qui est quelque chose de difficilement reproductible dans le cadre du MSE. La raison est que le MSE. n'est pas apte à créer des fragments appartenant à la queue de la distribution de taille des fragments.

C'est un problème majeur qui a été complètement analysé par Paolicchi et al. (1996). L'origine de ce problème tient au fait que la reconstruction du corps parent à l'aide de fragments ellipsoïdaux créés par le modèle n'est pas très bon. Typiquement, la masse totale des fragments n'excède pas 60 % environ de la masse initiale du corps parent. C'est un problème physique de décider "où est" la masse manquante.

En s'appuyant sur les expériences de laboratoire, on peut supposer que la masse manquante s'ajoute à celle des fragments nominaux, étant donné que les fragments réels ne sont pas ellipsoïdaux, donc sont à même de remplir plus efficacement le volume du corps parent. De plus, on peut supposer en principe, que la matière interstitielle probablement présente autour des fragments principaux d'une fragmentation catastrophique devrait être éjectée avec environ la même vitesse que ses larges fragments voisins. Ainsi, considérant tout cela, en ce qui concerne l'évolution dynamique du système, j'ai décidé de considérer l'option simple et réaliste de "normaliser" les masses des fragments résultants, de telle manière que leur masse totale soit égale à celle du corps parent original.

Il est évident que, sous cette hypothèse, on simule des cas dans lesquels de petits fragments interstitiels sont absents, interdisant par conséquent la possibilité de reproduire des couples composés par (au moins un) de très petits fragments. Par cette approche, des systèmes comme Ida et Dactyl ne peuvent pas être reproduits, et les binaires résultants peuvent être comparés principalement avec des systèmes pour lesquels les masses des composantes ne sont pas très différentes. L'existence de tels systèmes n'a pas été prouvée jusqu'à présent, mais elle est pressentie dans plusieurs cas particuliers d'observations photométriques d'astéroïdes (Cellino et al. 1985).

L'intégration des cas sans normalisation de la masse est essentiellement équivalent aux cas pour lesquels la densité originelle du corps parent serait inférieure à environ 2 (pour une densité initiale de 3). Les résultats sont très différents mais les autres quantités peuvent être remises à l'échelle. J'ai aussi fait tourner quelques cas non normalisés ; néanmoins, étant donné les résultats des expériences de laboratoire, je préfère prendre comme l'option par défaut celle avec la normalisation de la masse.

Avant de montrer les résultats, je vais maintenant discuter des solutions possibles pour "le problème Ida-Dactyl", afin d'explorer la possibilité de reproduire aussi ce type de système binaire par l'approche du MSE.

3.3.4 Le problème Ida-Dactyl.

L'essence même du problème Ida-Dactyl a déjà été expliquée au paragraphe précédent et tient essentiellement au fait que Dactyl est trop petit comparé à son compagnon. Mais d'autre part, nous devrions nous préparer à être confrontés à l'importance grandissante des très petits objets dans la recherche moderne sur les astéroïdes. Par exemple, une des grandes difficultés d'un modèle théorique quelconque pour reproduire une famille réelle d'astéroïdes (et je rappelle que le système Ida-Dactyl est un membre de la populeuse famille de Koronis) concerne le comportement des petits fragments. Les plus récentes avancées sur les familles d'astéroïdes, et les tentatives de reconstruction de leurs distributions de masse mettent en évidence le fait qu'une grande fraction de la masse totale comprend généralement les petits corps. Par conséquent, une grande partie de la masse originale du corps parent est le plus souvent en deçà de la limite observationnelle. En particulier, les exposants typiques des

distributions cumulatives de taille des familles d'astéroïdes sont proches de -3 (Cellino et al. 1991 ; Cellino et Zappalà, 1997) pour des tailles pour lesquelles l'inventaire des astéroïdes est complet. Ces valeurs ne peuvent rester valables pour de très petites tailles, car ceci impliquerait une masse infini pour le corps parent, mais il est presque certain que les familles d'astéroïdes dominent la population astéroïdale existante jusqu'à des diamètres d'au moins cinq kilomètres (Zappalà et Cellino, 1996 ; Cellino et Zappalà, 1997). D'après les derniers travaux d'Alberto Cellino, cet exposant est aussi grand pour la famille de Koronis, de l'ordre de -3. En essayant malgré tout d'extrapoler la distribution de masse, je m'attends ainsi à trouver dans cette famille au moins 10^5 fragments de la taille de Dactyl.

Il n'est pas possible de traiter un tel nombre d'objets avec aucune approche numérique actuellement disponible, et il est difficile de l'envisager dans un futur proche. De plus, le MSE a fondamentalement une nature déterministe, fabriquant des fragments dont les masses dépendent de la position. D'après ce que nous comprenons de la physique des collisions (voir Melosh et al. 1992), les tailles typiques des fragments issus des collisions varient en fonction de leur position de départ à l'intérieur du corps parent. Avec mon approche, j'analyse essentiellement les propriétés des gros fragments générés dans différentes régions du corps parent. Les seuls petits fragments que je peux obtenir sont formés à proximité du point d'impact. Or le modèle ne tient pas en compte le volume immédiat autour du point d'impact (l'algorithme simule la présence d'un cratère, voir Paolicchi et al. 1996) et par conséquent il est incapable d'obtenir des objets de la taille de Dactyl.

D'un autre côté, ces objets existent, et le problème est de comprendre où et comment ils peuvent se former. Il est certain que plusieurs d'entre eux sont formés près du point d'impact, qui est une région d'intense fragmentation et de pulvérisation. Cependant, ces objets sont certainement trop rapides (d'après les propriétés du champ de vitesses qui est à la base du modèle) pour être impliqués dans la formation des binaires. Il est vrai que, en principe, la formation des binaires dépend des vitesses relatives et non des vitesses absolues ; néanmoins mes simulations indiquent que les fragments très rapides ont souvent des vitesses relatives élevées. Une exception remarquable mais peut être quantitativement marginale concerne les *jets* trouvés dans certaines expériences (Martelli et al. 1993). Dans tous les cas, il faut garder à l'esprit que la relation taille-vitesse prédite par les modèles et observée dans les expériences de laboratoire est statistique, et n'écarte pas l'existence de fragments petits et lents.

En conséquence, le groupe le plus intéressant (et sans doute le plus nombreux) des fragments de la taille de Dactyl devrait être produit sous la forme d'interstices entre les plus gros fragments, avec vraisemblablement les mêmes vitesses que leurs grands voisins. La normalisation de la masse décrite ci-dessus résout approximativement le problème de leur contribution au champ gravitationnel qui gouverne l'évolution dynamique de tout le système des fragments. Par contre le rôle de ces fragments interstitiels dans le processus de formation des binaires est de loin plus subtil et difficile à analyser. On est définitivement incapable de créer 10^5 fragments et, en particulier, de suivre leur évolution durant les premiers temps, quand ils interagissent fortement entre eux. En pratique, la seule chose que l'on puisse faire est un échantillonnage de ces fragments. J'inclus dans le code la possibilité d'ajouter aux fragments "normaux" un lot de (habituellement 200) corps interstitiels, tous par définition plus petits que le plus petit fragment nominal, et générés dans une ou plusieurs régions sélectionnées de la cible. Je suis alors leur évolution dynamique avec les mêmes procédures que celles développées pour les fragments nominaux.

Une fois les résultats obtenus par le biais de cet échantillonnage, comment relier cela au 10^5 fragments de type Dactyl? La démarche est la suivante. Il est possible en principe d'extrapoler le nombre réel de systèmes binaires attendus sur la base de l'abondance réelle de ces fragments interstitiels.

3.3.5 Résultats et conclusions.

J'ai fait tourné plusieurs cas avec différents jeux de paramètres. La plupart des cas répondent aux hypothèses suggérées par Zappalà et al. (1984), et par les théories hydrodynamiques modernes. En particulier, les vitesses typiques sont choisies de façon à ce qu'elles soient comparables avec la vitesse d'évasion du corps parent. De cette manière, des réaccumulations partielles ont souvent lieu.

Par contre, récemment, l'analyse des familles d'astéroïdes a mis en évidence que dans certains types d'événement, les valeurs typiques des vitesses d'éjection sont plus grandes que celle de la vitesse d'évasion (Zappalà et al. 1996b). Si ceci est vrai en général, nous devrions conclure que les processus de réaccumulation sont beaucoup moins efficaces, et donc que la formation de systèmes binaires devrait être beaucoup plus difficile. J'ai vérifié

cette conséquence à l'aide de quelques modèles caractérisés par de grandes vitesses de fragments (paramètre α élevé). Je suis conscient que si les collisions inter astéroïdes sont vraiment énergétiques, alors la formation de systèmes binaires ne peut pas être expliquée à l'aide du scénario exploré dans ce travail. Alors, à mon avis, les sources les plus plausibles de binaires seraient les processus de fission par rotation.

Modèle	R (km)	ρ (g cm ⁻³)	ϵ (10 ⁶ erg g ⁻¹)	A	N	CRIT	temps d'int. (jours)	Norm. Masse	α (m s ⁻¹)
075	50	3	0,3	5	100000	3	20	OUI	70
085	50	3	0,3	5	100000	3	20	OUI	80
095	50	3	0,3	5	100000	3	20	OUI	90
105	50	3	0,3	5	100000	3	20	OUI	100
115	50	3	0,3	5	100000	3	20	OUI	110
27a	50	3	1,0	1,5	100000	3	20	NON	90
27b	50	3	1,0	2	100000	3	20	NON	90
KOR	90	3,5	1,0	1	100000	2	20	OUI	140
KO2	90	3,5	1,0	2	100000	2	20	OUI	180
KO3	90	3,5	1,0	1,5	100000	2	20	OUI	190
KO4	90	3,5	1,0	2	100000	2	20	OUI	210
KO5	90	2,5	1,0	2	100000	2	20	OUI	190
061	50	3	0,1	1	100000	3	20	OUI	60
077	50	3	0,1	1	100000	3	20	OUI	70
081	50	3	0,1	1	100000	3	20	OUI	80
091	50	3	0,1	1	100000	3	20	OUI	90
101	50	3	0,1	1	100000	3	20	OUI	100

Note : dans tous les cas $\gamma = 1,53$, $\delta=1$ et $\Phi_{\text{deep}}=0,7$ comme il l'a été défini dans Paolicchi et al. (1996).

Tableau 3.2 : Paramètres physiques de la première série de modèles (voir texte). N est le nombre de fragments générés. Pour une explication des autres paramètres, voir le texte.

Les paramètres de chaque modèle et les résultats de l'évolution dynamique sont présentés aux tableaux 1-4. En particulier, comme je l'ai expliqué ci-dessus, quelques uns des modèles ont été calculés durant le processus de développement de l'algorithme avec des versions intermédiaires du code numérique. D'après mes tests, ces modèles ne devraient pas produire de résultats très différents s'ils avaient été calculés de nouveau sur la version finale du code. Cependant, j'ai préféré les séparer des modèles calculés avec la version finale du code. C'est pour cette raison que les modèles et leurs résultats respectifs sont présentés séparément aux tableaux 1-4. La signification de quelques uns des paramètres listés dans ces tableaux est évidente : en particulier R et ρ sont respectivement le rayon de la cible et sa densité. Le paramètre CRIT a été expliqué précédemment et le temps d'intégration a été fixé à

vingt jours dans tous les cas. Les autres paramètres sont ceux du modèle déjà décrits au paragraphe 3.2.

Modèle	N_{deb}	N_{fin}	Binaires survivants	Binaires temporaires	Accr. + bin
075	126	101	0	0	14
085	253	208	2	1	6 + 2
095	291	276	0	0	5
105	362	358	0	0	4
115	442	438	0	0	4
27a	290	287	2	0	1 + 2
27b	378	376	0	0	1
KOR	444	308	1	5	1 + 1
KO2	392	316	1	3	3 + 1
KO3	628	540	2	4	5 + 2
KO4	595	535	0	5	2
KO5	555	534	3	1	3 + 3
061	299	115	0	16	1
077	487	263	4	16	1 + 4
081	752	559	7	7	6 + 7
091	1046	897	15	34	4 + 15
101	1401	1221	7	37	11 + 7

Note : dans le modèle 101, le plus gros fragment est un système binaire.

Tableau 3.3 : Résultats de l'évolution dynamique pour les modèles listés au tableau 3.1.

La dernière colonne donne le nombre total de fragments réaccumulés plus le nombre de binaires.

Cependant, quelques uns d'entre eux (ε , A et α) méritent que j'en rappelle brièvement la signification. En particulier, ε est la *densité d'énergie de la fragmentation*, qui est utilisé par l'algorithme de fragmentation, et donne grosso modo la densité d'énergie cinétique nécessaire pour fragmenter le corps parent. A est un paramètre qui traduit le rôle joué par l'auto compression gravitationnelle, et contribue à augmenter l'énergie de cohésion de la cible. Finalement, α est l'équivalent de la vitesse d'éjection des fragments, et croît généralement avec l'énergie de l'impact. En particulier, α est la vitesse d'éjection d'un fragment situé à la surface du corps parent, à une distance du *point d'irradiation* égale à R .

La signification des colonnes des tableaux 2 et 4 est aussi évidente. N_{deb} et N_{fin} indiquent respectivement le nombre de fragments existant au début et à la fin de l'évolution dynamique.

Modèle	R	ρ	ε	A	N	CRIT	temps d'int.	Norm.	α
--------	-----	--------	---------------	-----	-----	------	--------------	-------	----------

	(km)	(g cm ⁻³)	(10 ⁶ erg g ⁻¹)				(jours)	Masse	(m s ⁻¹)
KO6	90	2,5	1	3	100000	2	20	OUI	210
27d	50	2,5	5	6	50000	2	20	OUI	200
053	50	3	0,3	1	50000	2	20	OUI	50
063	50	3	0,3	1	50000	2	20	OUI	60
073	50	3	0,3	1	50000	2	20	OUI	70
083	50	3	0,3	1	50000	2	20	OUI	80
093	50	3	0,3	1	50000	2	20	OUI	90
071	50	3	0,1	1	100000	2	20	OUI	70

Note : le modèle 071 a été analysé à la fois, sans (N° 071) et avec interstices (N° 071/1, 071/2, 071/3, 071/4, 071/5).

Tableau 3.4 : idem que tableau 3.3, mais pour la seconde série de modèles étudiés à l'aide de la dernière version de l'algorithme (voir texte).

Modèle	N _{déb}	N _{fin}	Binaires survivants	Binaires temporaires	Accr. + bin	m _{PG} /m _{parent}
KO6	555	534	3	4	2 + 3	0,1818
27d	421	421	0	0	0	0,0979
053	284	132	0	5	1	0,9279
063	440	308	1	12	1 + 1	0,8356
073	618	489	1	5	1 + 1	0,7634
083	829	702	1	13	3 + 1	0,6867
093	1102	980	7	22	1 + 7	0,6285
071	487	262	0	12	2	0,7997
071/1	687	265	0	15	2	0,7795
071/2	687	264	0	20	2	0,7833
071/3	687	280	1	18	4 + 1	0,7872
071/4	687	368	1	13	5 + 1	0,7839
071/5	687	433	0	14	2	0,7969

Note : dans le modèle K06, le plus gros fragment est un système binaire.

Tableau 3.5 : idem que pour le tableau 3.2, mais pour les modèles listés au tableau 3.3. Ici, la dernière colonne donne aussi le rapport de masse entre le plus gros fragment et son corps parent.

Enfin, des données dynamiques concernant les systèmes binaires listés au Tableau 3.5 sont données au Tableau 3.6. Seuls les systèmes binaires trouvés dans des simulations sans interstices sont décrits dans cette table, où je donne la distance au périastre et le demi-grand axe en unités de la somme des rayons des composantes du couple binaire. Je donne également l'excentricité orbitale et le rapport de masse des composantes.

Des graphiques utiles, relatifs aux modèles listés dans les tableaux, sont présentés aussi aux figures 1-6. J'y illustre l'exemple de deux modèles représentatifs de mes simulations : le premier, sans interstices (K06), et le second incluant de petits fragments interstitiels

(071/4). En particulier, je donne à la Figure 3.5 un graphique de "Kresák" pour le modèle K06. C'est un graphique log-log des masses m_j de chaque fragment ordonnées par ordre décroissant de taille (m_0 étant la masse du plus gros fragment) en fonction de $2j-1$. Les masses sont normalisées par rapport à la masse du corps parent. Ce type de diagramme, introduit pour la première fois par Kresák (1977), permet d'analyser la distribution de masse des fragments, en tenant compte de leur nature discrète inhérente.

Modèle	N° binaire	$q/(R_1 + R_2)$	$a/(R_1 + R_2)$	e	m_2/m_1
K06	552	1,52	6,51	0,75	0,14
"	553	1,32	3,84	0,66	0,03
"	555	1,54	11,26	0,86	0,37
063	341	1,46	8,94	0,83	0,02
073	548	1,06	211,22	0,99	0,04
083	804	1,13	6,58	0,82	0,07
093	1017	1,14	1,99	0,43	0,11
"	1021	1,78	4,13	0,57	0,08
"	1023	1,98	2,72	0,27	0,16
"	1043	1,30	3,41	0,61	0,10
"	1050	2,10	3,74	0,44	0,27
"	1063	1,98	2,42	0,18	0,05
"	1102	2,41	160,70	0,98	0,01

Tableau 3.6 : Caractéristiques dynamiques des systèmes binaires résultants listés au Tableau 3.5, pour les simulations sans interstices (voit texte). Les colonnes donnent le modèle et les numéros d'identification des binaires, la distance au périastre q , le demi-grand axe a , (en unités de la somme des rayons des composantes), l'excentricité orbitale e et le rapport de masse des composantes.

Une telle représentation a été utilisée par plusieurs auteurs dans le passé, car elle est particulièrement adaptée aux comparaisons entre les résultats de laboratoire et les observations des familles d'astéroïdes (Zappalà et al. 1984). Ceci parce que les lois de puissance qui sont habituellement utilisées pour ajuster les distributions de masses des fragments issus des expériences de laboratoire, sont fortement influencées par la queue de la distribution (masses faibles). Or ce domaine de taille est très pauvrement couvert par les observations astronomiques. Un autre graphique, la vitesse en fonction de la taille des fragments issus du modèle "K06", est illustrée à la Figure 3.6.

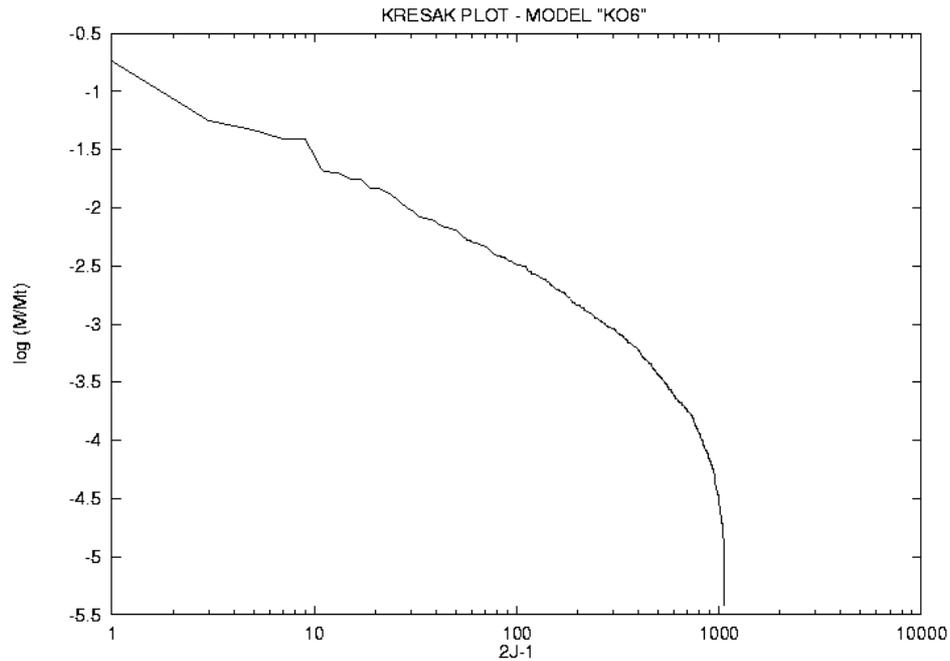


Figure 3.5 : graphique de Kresák pour la simulation "K06". Dans ce type de graphique les masses des fragments m_j sont ordonnées de la plus grande à la plus petite. On a donc m_j en fonction de $2j - 1$. Ce type de représentation est utile pour illustrer le comportement général de la distribution de masse.

La Figure 3.5 et la Figure 3.6 ne sont pas directement liées au problème des binaires. Mais j'ai voulu les insérer dans cette étude pour donner un exemple des différentes propriétés des fragments, calculées par l'algorithme de fragmentation. On peut noter aussi que ces figures montrent que les modèles présents, incluant la gravité, donnent des allures similaires à celles montrées par les modèles dans lesquels la gravité est absente (Verlicchi et al. 1994 ; Paolicchi et al. 1996) et reproduisent qualitativement les observations des familles.

La Figure 3.7 montre les positions initiales (à l'intérieur du corps parent) des membres des trois systèmes binaires trouvés pour le modèle K06. Les positions des trois plus grosses composantes sont représentées par des losanges, alors que leurs compagnons sont situés à l'autre extrémité de la ligne pointillée. La séparation originale des composantes est souvent plus grande que la somme des rayons : en d'autres termes, il n'est pas obligatoire que les composantes d'un système binaire naissent en contact au début. C'est un résultat général et intéressant, confirmé sur l'ensemble des modèles.

La Figure 3.8 ainsi que la Figure 3.9 représentent les familles K06 et 071/4 dans l'espace des vitesses. En particulier, v_{imp} est la composante de la vitesse suivant la direction de l'impact (le projectile originel étant supposé avoir une vitesse négative v_{imp}). Les tailles des symboles sont proportionnelles aux tailles des fragments correspondants. On peut voir que pour ces modèles, les plus gros fragments sont concentrés dans la région antipodale par rapport au point d'impact, une caractéristique typique des expériences de laboratoire.

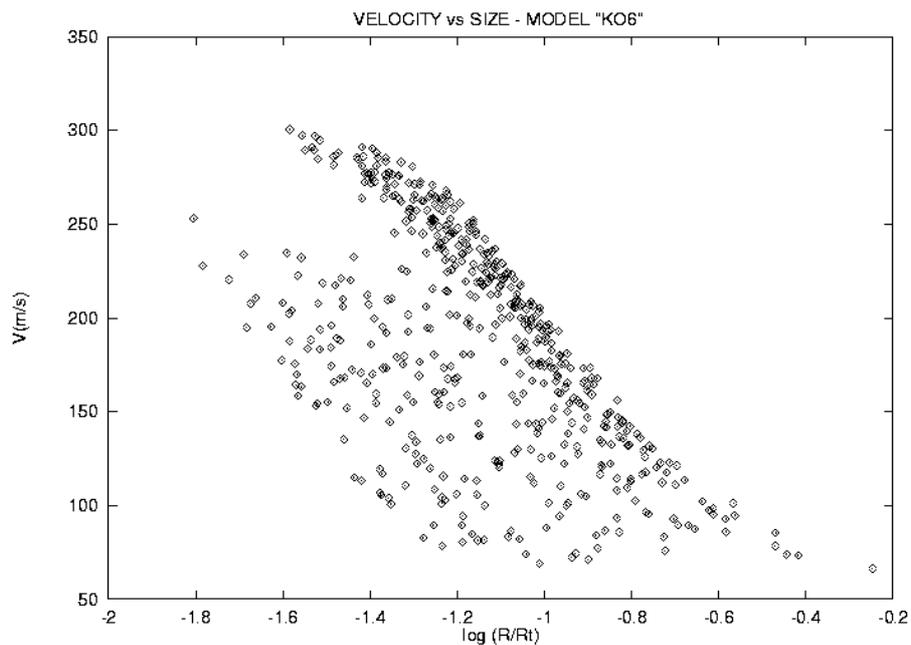


Figure 3.6 : La vitesse d'éjection en fonction de la taille des fragments obtenus avec le modèle "K06". La distribution des points en bon accord avec les données d'observation des familles d'astéroïdes, et avec les données des expériences de laboratoire.

La Figure 3.10, enfin, montre l'expansion du nuage de fragments à différents instants (modèle 071/4)

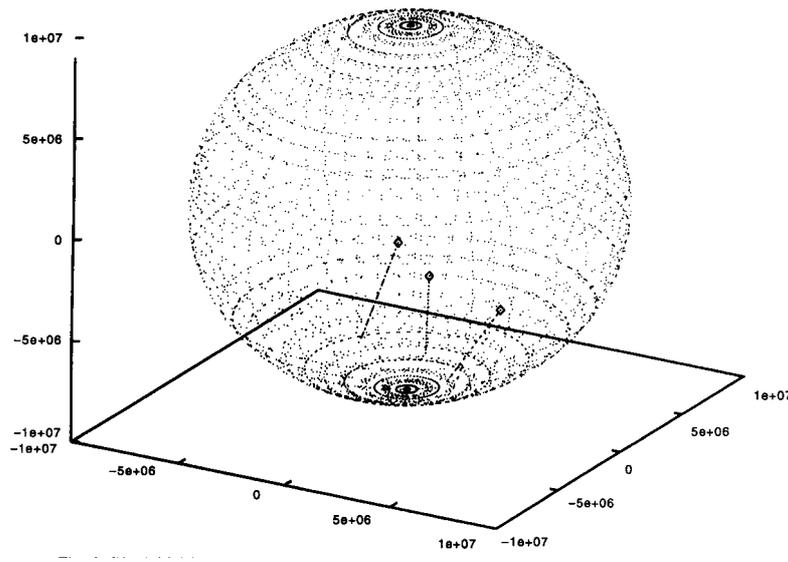


Figure 3.7 : Les positions initiales des composantes des trois systèmes binaires trouvés dans la simulation "K06". La position de la plus grande composante est repérée par le symbole en losange. Les plus petites composantes sont situées à l'autre extrémité des trois segments.

En conclusion générale, on peut tirer les enseignements suivants :

1. La formation de systèmes binaires formés de couples de fragments relativement massifs, à la suite d'une collision catastrophique est plutôt rare (autour de un pour cent). Comme je l'ai mentionné plus haut, ceci est un résultat généralement valable, qui n'est pas fortement altéré par l'ajout dans le code de quelques raffinements comme les effets de la rotation ou du quadripôle, ainsi que le choix de l'intégrateur.
2. Fait attendu, le pourcentage de binaires est corrélé avec le taux global de réaccumulation. En général, quand le processus de réaccumulation implique un petit nombre de fragments, le nombre de binaires est faible, sinon nul. Par contre, la formation de binaires est aussi difficile dans le cas opposé, quand la plupart de la masse est réaccrétée sur le plus gros fragment.
3. Les composantes d'un couple binaire ne naissent pas obligatoirement en contact, et ne sont pas contraintes à des masses approximativement similaires. En général, la distribution des

rapports de masse est centrée autour des petites valeurs. La conclusion de Durda (1996) sur le fait que les binaires sont formés suivant des directions radiales, n'est pas du tout confirmée par mes résultats.

4. Plusieurs binaires temporaires se forment, et sont détruites par la suite par des collisions ou par l'évolution dynamique ultérieure. Il y a même, dans certains cas, plusieurs systèmes temporaires multiples.
5. Les paramètres dynamiques typiques des binaires obtenus sont caractérisés par des excentricités élevées, et il n'est pas évident de deviner quel sera l'état final de ces systèmes. Quoiqu'il soit plausible que des orbites asynchrones à des distances de quelques rayons peuvent conduire tôt ou tard à une collision, ce type de dynamique n'est pas encore bien compris (pour plus de détails, voir Weidenschilling et al. 1989). L'étude détaillée de l'évolution orbitale de ces systèmes n'est pas chose aisée car elle impliquerait aussi de considérer les effets de la forme irrégulière des composantes (dans mes simulations j'ai supposé les fragments sphériques). Il faudrait aussi considérer les effets dus aux perturbations dynamiques engendrées par des rencontres proches avec d'autres astéroïdes (on sait, par exemple, que la plupart des astéroïdes de la CP subissent, une fois dans leur vie, l'influence de Cérès). Cependant, en plus des distances au périastre plus grandes que la somme des rayons des composantes binaires, on a aussi des demi-grands axes orbitaux tels qu'ils leur assurent une stabilité relativement bonne (D'après les résultats de Chauvineau et Mignard (1990a,b) et Chauvineau et al. (1991). Pour ces raisons, je pense que la durée de vie typique de ces systèmes est déterminée par l'évolution collisionnelle subie par ces objets, en tenant compte de la petite taille relative de la composante secondaire (je rappelle que la durée de vie d'un astéroïde est proportionnelle à sa taille).

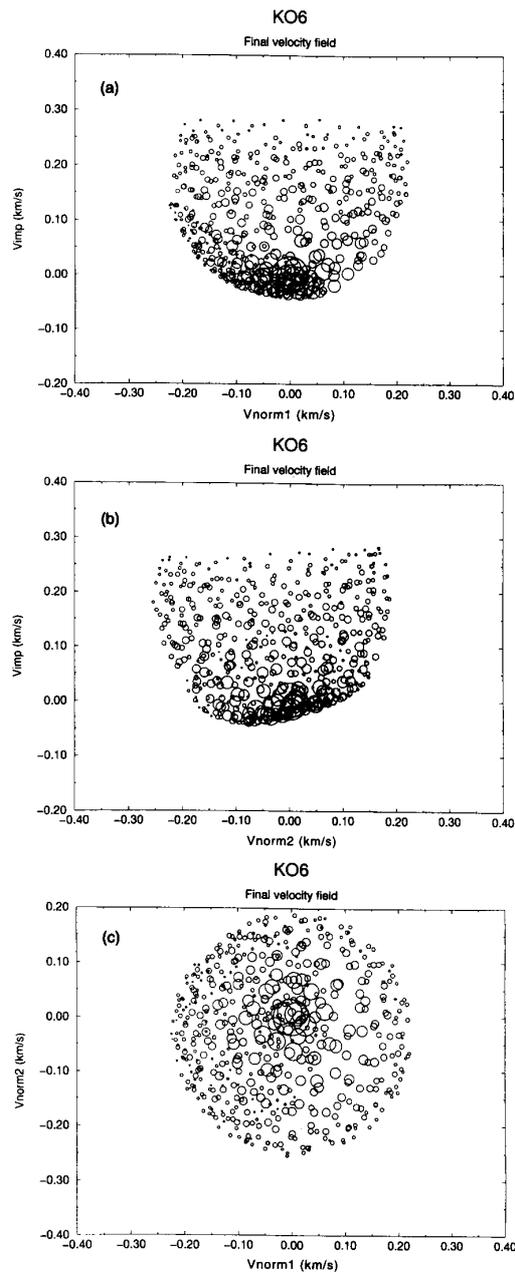


Figure 3.8 : Les positions initiales (à $t=0$ de l'évolution dynamique) des fragments issus de la simulation "K06" dans l'espace des phases. Sont représentées les trois projections, $V_{imp} - V_{norm1}$ (a), $V_{imp} - V_{norm2}$ (b), $V_{norm1} - V_{norm2}$ (c). V_{imp} coïncide avec la composante de la vitesse originale du projectile (supposé avoir une vitesse négative le long de l'axe v_{imp}), qui est aussi l'axe de symétrie du champ de vitesse. V_{norm1} et V_{norm2} sont normaux entre eux et avec v_{imp} . Dans cette figure, les tailles des symboles sont proportionnelles à la tailles des fragments correspondants.

6. Les simulations que j'ai faites avec la matière interstitielle suggèrent que les systèmes comme Ida-Dactyl découlent de la formation de binaires impliquant la matière interstitielle entre les plus gros fragments. Les toutes dernières simulations que j'ai faites confirment que la probabilité des interstices d'être capturés par des fragments massifs n'est pas négligeable. Le nombre d'interstices de la taille de Dactyl est (en réalité) estimé à au moins 100 fois le nombre de fragments principaux, alors que mon choix d'interstices ne totalise que 1000 fragments. Un nombre qui, dans ce cas, est d'environ deux fois celui des fragments principaux. On peut essayer de "normaliser" mes résultats, en supposant qu'une grande partie des fragments principaux pourrait avoir un compagnon comme Dactyl.

Bien évidemment, les simulations présentées dans ce chapitre ne donnent pas des résultats définitifs sur les mécanismes de formation de binaires. Par contre, elles constituent une avancée, et sont intéressantes pour suggérer de futures voies de recherche pour ce type de problème. Une étude plus détaillée du rôle de la matière interstitielle est fortement suggérée par les résultats concernant les modèles 071/1-071/5. Les améliorations futures du code incluront certainement la possibilité de produire des fragments interstitiels à différents moments de l'évolution, afin de reproduire un scénario de fragmentation plus compliqué. Un scénario dans lequel les propriétés des gros fragments (forme, structure) produits par l'impact ne seront pas générés une fois pour toute à $t=0$, mais pourront perdre une partie de leur matière de surface quelque temps après leurs éjection. Ceci semble plus réaliste et pourrait avoir d'importantes conséquences sur l'efficacité de la formation de binaires.

Le Tableau 3.6 montre que les excentricités orbitales sont généralement élevées. Cependant, il faut prendre ce résultat avec précaution, car l'approche dynamique que j'ai adoptée est assez simple. En d'autres termes, je me suis intéressé pour ce travail, à la possibilité de former des systèmes binaires au cours des premiers temps de l'évolution post-impact. Ainsi, la stabilité des systèmes binaires ou l'évolution à long terme des paramètres orbitaux n'était pas le but de ce travail. Donc, j'ai montré que théoriquement la formation de systèmes binaires est possible suite à une collision catastrophique. Des preuves indirectes, parfois controversées ont permis de déceler des astéroïdes binaires (Cellino et al. 1985). J'espère que dans un futur proche, grâce aux capacités modernes d'observation comme l'optique adaptative ou même le télescope spatial, de tels systèmes pourront être confirmés ou

rejetés.

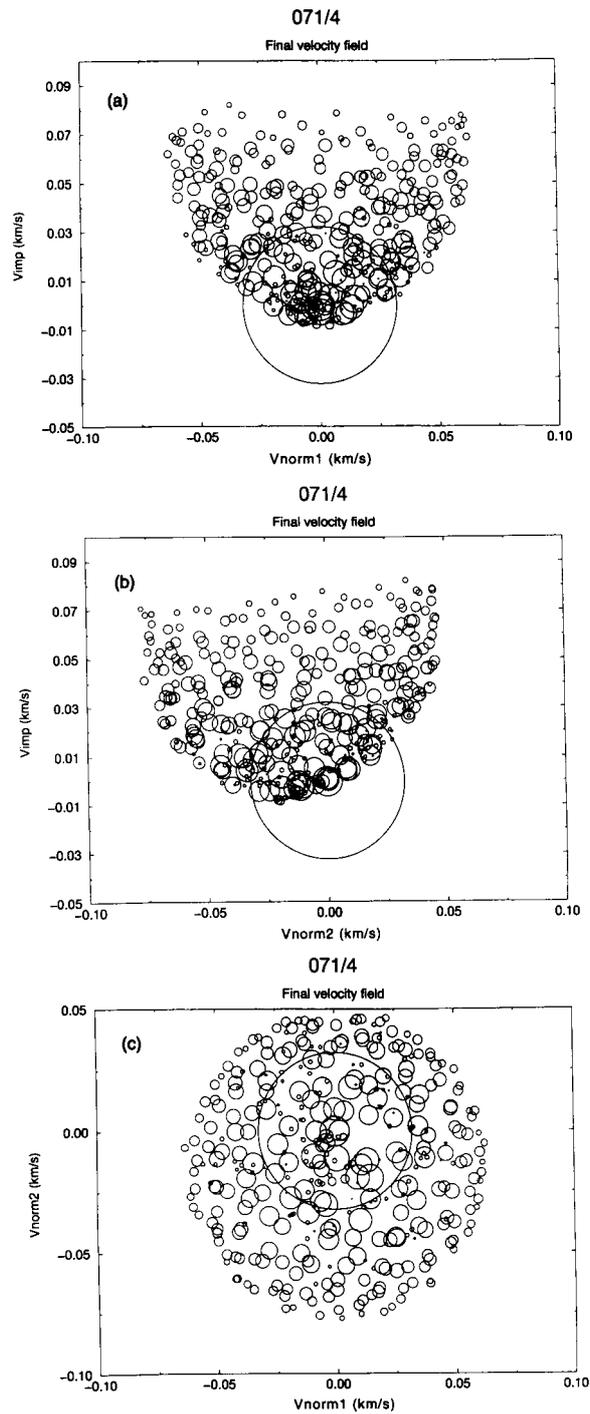


Figure 3.9 : Idem que la Figure 3.8 mais pour la simulation "071/4", incluant 200 fragments interstitiels (voir texte).

Bien sûr, d'autres mécanismes de formation de binaires, que j'ai énoncés dans l'introduction, peuvent être explorés. En particulier, le mécanisme de fission par rotation semble être une voie très prometteuse, pour les raisons expliquées ci-dessus.

Dans tous les cas, plusieurs problèmes demeurent et devront être résolus dans les analyses futures. En effet, on sait que l'existence même du système Ida-Dactyl est une énigme car l'âge supposé de la famille de Koronis est incompatible avec la survivance d'un tel système qui aurait dû être détruit par l'évolution collisionnelle sur un temps relativement court (de l'ordre du million d'années). Les futures analyses physiques des familles d'astéroïdes aideront certainement à résoudre cette énigme. La famille de Koronis est peut être plus jeune qu'on ne le pensait, ou bien alors, nous avons été très chanceux d'observer Dactyl, qui serait le reste d'un gros satellite partiellement érodé (ou le reste d'un plus petit satellite très chanceux).

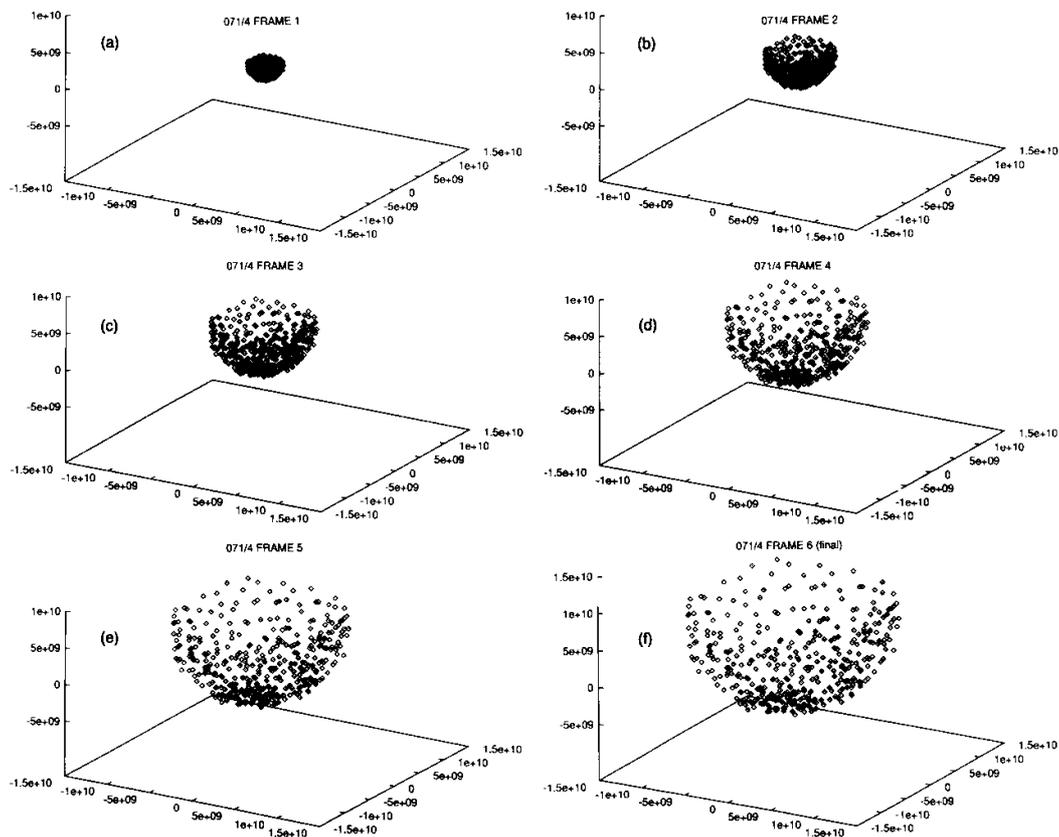


Figure 3.10 : L'évolution temporelle du nuage de fragments simulé dans le modèle "071/4". L'intervalle de temps entre chaque *cliché* est de 3,33 jours.

3.4 Famille de Koronis synthétique.

Il est vrai que dans le paragraphe précédent, je me suis focalisé sur la formation des astéroïdes binaires. Mais le code que j'ai développé permet avant tout d'obtenir des familles d'astéroïdes synthétiques. J'ai ainsi obtenu le jeu de paramètres requis pour simuler la famille de Koronis (tableau 3.7). Je rappelle que c'est à cette dernière qu'appartient le couple Ida-Dactyl. La famille de Koronis ($a \approx 2.88$ UA, $i \approx 2^\circ$) compte près de 300 membres identifiés par Zappalà et al. (1995).

Paramètres	valeurs
R km	60
ε Merg/g	1,0
ρ g/cm³	2,50
α m/s	208,0
δ	1,0
γ	1,53
Φ_{deep}	0,7
ω_0 rad/s	*2,160 10 ⁻⁴
A	3,84

* composante suivant **x**, les autres étant nulles.

Tableau 3.7 : Valeurs requises des paramètres pour simuler la famille de Koronis.

La figure 3.11 donne, une représentation de "Kresak" (distribution décroissante des masses des fragments normalisées par rapport à la masse du corps parent, en fonction de $(2j - 1)$ où j est le $j^{\text{ième}}$ fragment). Dans le cas de la famille synthétique, la masse est normalisée par rapport à la masse de la cible. Dans le cas des données observationnelles, la masse est normalisée par rapport à la masse totale des astéroïdes de la famille.

L'approximation est raisonnablement bonne sachant que les observations sont évidemment biaisées. En effet, la rareté des petits objets explique naturellement la plus grande décroissance pour les j plus grands. De plus, et pour les mêmes raisons, la masse des plus gros fragments observés est probablement plus **petite** (en unités du corps parent **réel**) par rapport à celle que l'on obtient en estimant la masse du corps parent comme la somme des masses des fragments **observés**.

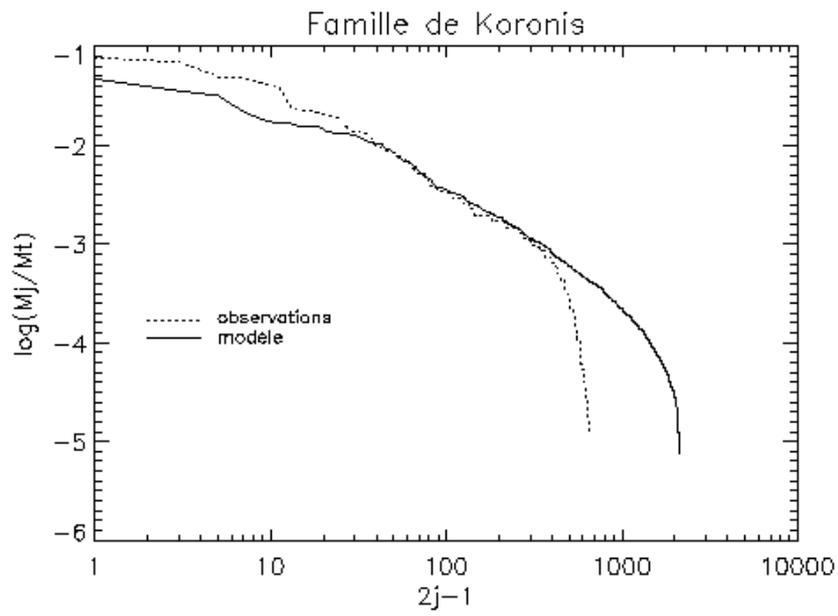


Figure 3.11 Graphique de "Kresak" pour la distribution de masse de la famille de Koronis (observation et modèle).

CHAPITRE 4

4. Missions spatiales.

Hormis l'étude spectroscopique des familles et la modélisation numérique de la formation de binaires, j'ai aussi dédié une partie de mon travail de recherche aux missions spatiales. Ce travail s'est fait par le biais d'observations spectroscopiques d'astéroïdes candidats aux missions spatiales. Ce genre d'étude précédant les missions spatiales reste essentiel pour fournir des informations sur les objets visités avant la rencontre, pour confronter ensuite les données in situ et les données obtenues au sol, et enfin pour réaliser le meilleur choix des candidats de la mission, avec le maximum de retour scientifique, comme dans le cas de la mission ROSETTA.

4.1 La mission NEAR

4.1.1 Descriptif.



Figure 4.1 : Vue d'artiste de la mission NEAR.

La mission NEAR⁷ (Near Earth Asteroid rendezvous) est la première mission du programme *discovery* de la Nasa (Figure 4.1). Lancée le 17 Février 1996, NEAR a survolé 253 Mathilde le 26 Juin 1997 et est maintenant en route vers l'astéroïde géocroiseur 433 Eros autour duquel il se mettra en orbite le 6 Février 1999 pour environ un an de mesures approfondies. La sonde NEAR promet de répondre à des questions fondamentales sur la nature et l'origine de cette population particulière d'astéroïdes, les NEAs, qui orbitent dans le voisinage de la Terre. Les objectifs scientifiques de la mission NEAR sont d'effectuer les mesures suivantes :

- Propriétés physiques : taille, forme, volume, masse, champ de gravité et spin
- Propriétés de surface : composition élémentaire et minéralogique, géologie, morphologie et texture.
- Propriétés internes : distribution de masse et champ magnétique.

⁷ Page web de NEAR : <http://hurlbut.jhuapl.edu:80/NEAR/>

Pour ce faire, 5 instruments sont embarqués à bord de la sonde : un multispectro-imageur (0,4-1,1 μm), un spectromètre gamma et à rayons X, un spectrographe infrarouge (0,8-2,7 μm), un magnétomètre, un altimètre laser.

4.1.2 27 Juin 1997 : la rencontre avec 253 Mathilde

le 27 Juin 1997, La sonde NEAR est passé à moins de 1200 km de l'astéroïde de la ceinture principale 253 Mathilde. Après le survol par GALILEO des astéroïdes de type S 951 Gaspra et 243 Ida, c'est la première observation in situ d'un astéroïde de type C. La rencontre s'est faite à une vitesse relative de 9,9 km/sec durant laquelle, pendant 25 minutes la sonde a fait plus de 500 images. En effet, le multispectro-imageur était le seul instrument activé pour la rencontre.



Figure 4.2 : Image de 253 Mathilde prise par la sonde NEAR le 27 Juin 1997 à une distance de 2400 km. La partie éclairée de l'astéroïde fait environ 59 par 47 km d'envergure, la lumière incidente du soleil venant d'en haut à droite. La résolution est de 380 mètres. On peut distinguer au centre le plus gros cratère de 30 km de diamètre ainsi que les bords d'autres grands cratères.

Les images de Mathilde (Figure 4.2) ont surpris par l'intensité des collisions qui ont affecté sa surface. L'imageur de la sonde a trouvé au moins cinq cratères de plus de vingt

kilomètres de diamètre sur le côté jour de l'astéroïde. On se demande comment Mathilde a pu resté intact après des collisions aussi violentes, et c'est pourquoi on pense que l'astéroïde est un rubble pile. Les premiers résultats préliminaires pour la densité indiquent une valeur autour de 1,4, ce qui semble conforter cette hypothèse. Mais il subsiste une grande incertitude sur le volume (à partir duquel est calculé la densité) due à la géométrie de la rencontre. Mais de futures observations radar de Mathilde devraient livrer une meilleure précision sur le volume (10 %) donc sur la densité.

La masse de Mathilde est de $(1,024 \pm 0,058) 10^{20}$ g.

Parmi les autres objectifs scientifiques de la rencontre figurent de l'imagerie à haute résolution (200m/px) et les variations de couleur de la surface (analyse en cours). L'albédo géométrique est de 0,048. La recherche d'éventuels satellites de Mathilde continue ; jusqu'à présent aucun satellite n'a été détecté.

4.1.3 Recherche de variation de couleur à la surface de 253 Mathilde.

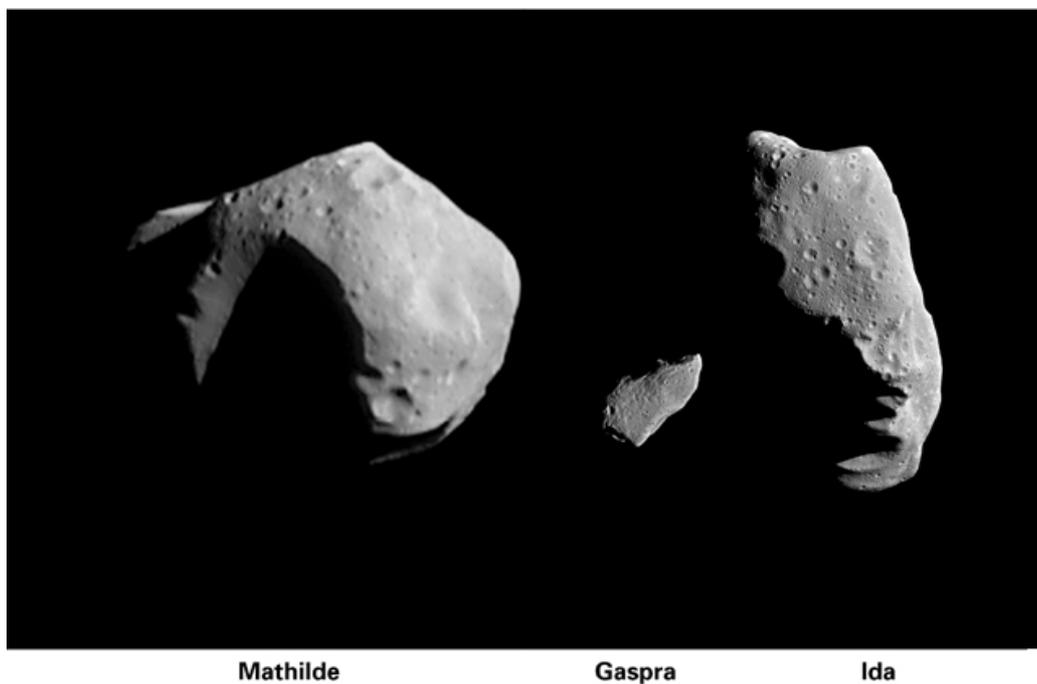


Figure 4.3 : vues proches des trois astéroïdes qui ont été imagés par les sondes spatiales. L'échelle est la même pour les trois objets.

253 Mathilde est le troisième astéroïde à être visité par une sonde après le survol des astéroïdes 951 Gaspra et 243 Ida (plus Dactyl, le satellite de Ida) par la sonde GALILEO. Avec un diamètre moyen de 52 km, c'est de loin l'astéroïde le plus gros jamais survolé (cf. Figure 4.3). Mais plus important, Mathilde est le premier astéroïde de type C dont nous avons une observation in situ car Eros est un astéroïde de type S ainsi que les trois cibles de GALILEO.

Les astéroïdes de type C sont caractérisés par un spectre plat dans le visible, similaires aux spectres et aux couleurs des météorites chondrites carbonées. Ils sont considérés comme étant des astéroïdes primitifs comme plus de 75% des astéroïdes connus. En s'appuyant sur l'étude de la bande à 3 μm d'un échantillon de spectres, Jones et al. (1990) ont trouvé que les deux tiers des astéroïdes de type C avaient des surfaces de silicates hydratés. La bande d'absorption à 3 μm est la signature spectrale de l'eau et du radical OH. Vilas (1994) a trouvé une forte corrélation entre la signature à 3 μm et la bande d'absorption à 0,7 μm attribuée au transfert de charge des ions fer $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$ présents dans les phyllosilicates. Cette signature est observée chez les astéroïdes de faible albédo. Ceci constitue donc un moyen plus aisé de détecter, dans le visible, la présence d'altération aqueuse. Vilas et al. ont aussi trouvé plusieurs autres bandes d'absorption dues à l'altération aqueuse à 0,43, 0,60-0,65, 0,80-0,90 μm , lesquelles sont attribuées à des transferts de charge dans des minéraux qui sont les produits de l'altération aqueuse de silicates anhydres.

Binzel et al. (1996) furent les premiers à acquérir un spectre de l'astéroïde Mathilde. Leur spectre ne révèle pas la signature à 0,7 μm ni aucune autre bande d'absorption. Cependant, Mathilde est exceptionnellement lent, avec une période de rotation de 17,4 jours, (Mottola et al. 1995) qui est une des périodes de rotation les plus longues jamais mesurées pour un astéroïde. Afin de détecter une possible variation de la couleur de surface avec la rotation ainsi que des bandes d'absorption dues à l'altération aqueuse, j'ai effectué une surveillance spectroscopique de Mathilde sur près de trois mois. Il est à noter que cette étude s'est faite avant la rencontre avec Mathilde le 27 Juin 1997.

Toutes les observations ont été effectuées au 1,52m de l'ESO (la Silla, Chili). Pour les caractéristiques du télescope et de l'instrument utilisé, le lecteur pourra se reporter à l'annexe 1. Le Tableau 4.1 donne les caractéristiques d'observation de Mathilde.

Début observation. [UT]	pose [sec]	r (UA)	Δ (UA)	angle de phase (°)	m_v	Analogue solaire	S' [%/10 ³ Å]
26 Mar 1996 08:23:38	300	2,818	2,036	14,9	14,8	HD 76151	2,9 ± 0,1
27 Mar 1996 07:43:08	480	2,815	2,023	14,6	14,8	HD 144585	3,0 ± 0,2
21 Mai 1996 03:08:26	420	2,668	1,695	7,6	14,0	HD 144585	2,8 ± 0,2
22 Mai 1996 04:14:41	360	2,665	1,697	8,0	14,0	HD 144585	2,1 ± 0,1

Tableau 4.1 : Circonstances d'observation de 253 Mathilde. R et Δ sont respectivement les distances de l'astéroïde par rapport au soleil et à la Terre. m_v est la magnitude visuelle apparente.

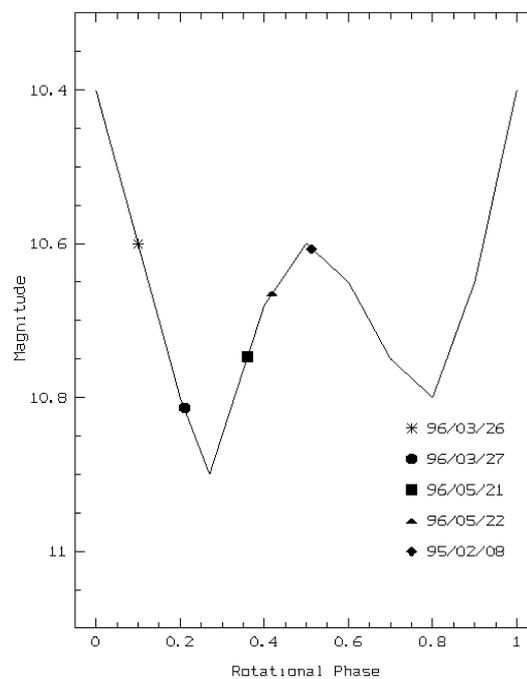


Figure 4.4 : courbe de lumière schématisée de 253 Mathilde dont la période de rotation est de 17,406 jours. Mes quatre observations et celle de Binzel sont repérées sur la courbe. La surface de Mathilde est spectroscopiquement inspectée sur près d'une demi période.

Sur la base des mesures photométriques effectuées par Mottola et al. (1995), mes observations de Mathilde inspectent plusieurs sites de la surface de l'astéroïde. J'ai représenté les sites correspondants sur une courbe de lumière schématisée de Mathilde (Figure 4.4). J'y reporte aussi les observations de Binzel et al. (1996). Notons que les temps d'intégration (voir

Tableau 4.1) sont négligeables comparés à la période de rotation. Ainsi, avec ces cinq observations, nous pouvons analyser la surface de Mathilde sur environ un demi hémisphère.

Les quatre spectres de Mathilde sont présentés à la Figure 4.5. Ils sont tous très semblables entre eux et présentent un spectre légèrement rouge comparé à celui du soleil. J'ai calculé le gradient de réflectivité selon la même méthode utilisée au chapitre 2. Les valeurs de S' sont reportées au Tableau 4.1. Comme prévu, les pentes ont des valeurs très proches autour de $2-3 \text{ \%}/10^3 \text{ \AA}$, dans l'intervalle spectral 5000-8000 \AA . Les valeurs ne diffèrent pas plus de $1 \text{ \%}/10^3 \text{ \AA}$ les unes des autres. Cette différence n'est pas significative et est comparable à l'incertitude induite par l'utilisation de plusieurs analogues solaires (voir annexe 2).

A titre de comparaison, le spectre de Binzel est reporté en haut de la Figure 4.5. On peut noter que ce spectre est comparable à mes spectres dans la partie bleue, mais diffère légèrement dans la partie rouge. Néanmoins, cette petite différence est noyée dans le bruit. Donc, sur la base de mes quatre spectres, et celui de Binzel, 253 Mathilde apparaît homogène sur environ 7 jours de sa période de rotation, c'est à dire presque sur un demi hémisphère. D'autre part, les spectres ne montrent aucune signature spectrale dans cet intervalle spectral. Ce qui montre que Mathilde, contrairement à la majorité des astéroïdes de son type, ne présente aucun signe d'altération aqueuse, du moins sur près de la moitié de sa surface.

Nous savons que les astéroïdes de type C sont généralement reliés aux chondrites carbonées. J'ai donc essayé de rechercher des analogues météoritiques à Mathilde, parmi les chondrites carbonées de la collection de météorites de Gaffey (Gaffey, 1976). Mais comme Binzel et al, je n'ai trouvé aucune météorite satisfaisante dont le spectre soit similaire à celui de Mathilde. Ces même auteurs ont trouvé de meilleurs candidats auprès des chondrites CI anormales ou des chondrites noires. Ce résultat a aussi été confirmé par Rivkin et al. (1996) sur la base d'observations dans le proche infra rouge.

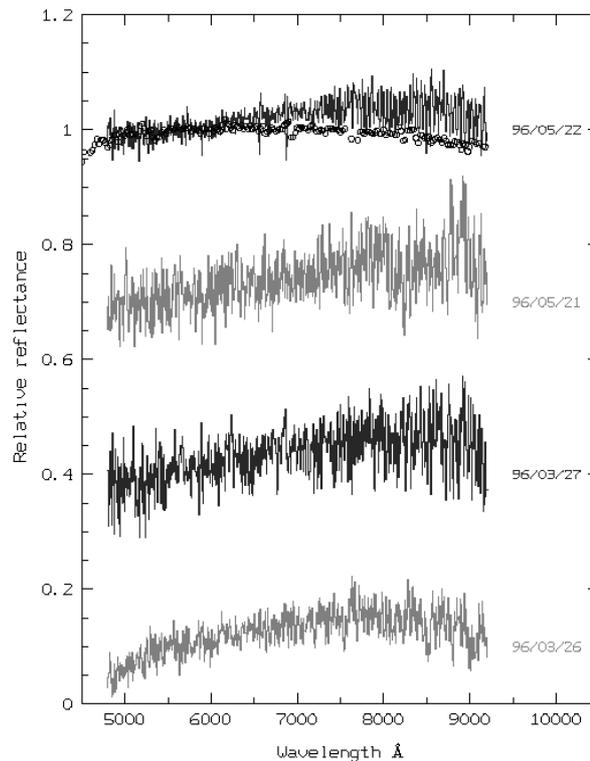


Figure 4.5 : Spectres de Mathilde observés à diverses dates. Le spectre de Binzel et al. (1996) y est reporté à titre de comparaison (cercles ouverts). On peut voir qu'il est comparable à mes spectres compte tenu du bruit. Tous les spectres ont été normalisés à un autour de 5500 Å et ont été décalés verticalement.

4.2 La mission ROSETTA.

4.2.1 descriptif.

ROSETTA est la troisième mission, pierre angulaire du programme Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne. C'est une mission cométaire qui est prévue pour un lancement le 22 Janvier 2003 par Ariane V. Après un long périple, la sonde atteindra la comète P/Wirtanen, en Août 2011, et se mettra en orbite autour d'elle pour des mesures scientifiques détaillées. Un module atterrira à la surface de la comète pour des mesures in situ. Durant la mission, la sonde survolera aussi deux astéroïdes dont elle fera l'analyse.

Pour la petite histoire, le nom de la mission vient de la pierre de Rosette, découverte en 1799 à Rashid, dans le delta du Nil. Gravée en hiéroglyphes égyptiennes, en démotique et en grec, l'inscription est un décret en l'honneur de Ptolémée V, et est célèbre car elle permit le déchiffrement des hiéroglyphes.

L'objectif premier de la mission est l'étude des objets primitifs du système solaire avec en priorité, l'investigation in situ d'un noyau cométaire et le survol de deux astéroïdes de la ceinture principale. En étudiant ainsi les corps les plus primitifs de notre système solaire, on espère *percer* les origines du système solaire comme le permit en son temps la fameuse pierre de Rosette pour les hiéroglyphes.

4.2.2 Analyse du type compositionnel des candidats de la mission ROSETTA.

La mission ROSETTA de l'ESA est pour l'instant arrêtée pour un rendez-vous avec la comète P/Wirtanen et le survol de deux astéroïdes, 3840 Mimistrobell et 2703 Rodari. La trajectoire de la sonde nécessite l'assistance gravitationnelle de Mars à une reprise et celle de la Terre à deux reprises. Le lancement est prévu pour le 22 Janvier 2003, et le survol de Mimistrobell le 16 Septembre 2006 tandis que celui de Rodari est prévu le 5 Avril 2008. Les deux astéroïdes ont été classifiés comme des objets de type S (Barucci et al. 1995), c'est à dire contenant une mixture de pyroxène, d'olivine et de métaux de fer et de nickel. Notons que deux astéroïdes de type S, 951 Gaspra et 243 Ida ont déjà été visités par la sonde GALILEO. Même si une connaissance plus poussée des astéroïdes de type S est d'un grand intérêt scientifique (Gaffey et al. 1993b), il serait plus approprié de sélectionner un candidat astéroïde "plus primitif" afin de :

- 1) coller plus étroitement aux premiers objectifs de la mission ROSETTA, qui sont dédiés à l'investigation de la matière primordiale du système solaire ;
- 2) accroître notre savoir sur la "diversité" de la population astéroïdale, diversité qui fait l'intérêt de l'étude de cette population.

Pour ces raisons, J'ai fait des observations spectroscopiques des alternatives possibles à la mission, désignés par l'ESOC⁸ pour la mission de base (fenêtre de lancement le 22 Janvier

⁸ European Space Operation Center

2003 vers la comète P/Wirtanen), sur la base de la proximité de la rencontre avec la sonde avec une dépense minimale en ΔV durant le survol. J'ai aussi observé d'autres candidats astéroïdes (ESA SCI(93)7) pour d'autres scénarios possibles (rendez-vous avec d'autres comètes).

Toutes les observations ont été effectuées au 1,52m de l'ESO (la Silla, Chili) durant plusieurs campagnes (1995,1996 et 1997) à l'exception de 2703 Rodari qui a été observé au 3,6m du CFHT (Hawaii) le 20 Juin 1996. Pour les caractéristiques des télescopes et des instruments utilisés, le lecteur pourra se reporter à l'annexe 1. Le Tableau 4.2 donne les caractéristiques d'observation des astéroïdes.

Astéroïde	date	Nb de poses	r (UA)	Δ (UA)	angle de phase (°)	m_v	Analogue solaire
140 Siwa	20/06/95	1	2,353	1,509	17,3	12,0	HD1835/HR6060
	15/10/96	2	2,596	1,627	6,5	12,0	HD280/HD44594
	16/10/96	1	2,598	1,626	6,1	11,9	HD280/HD44594
	17/10/96	2	2,601	1,625	5,7	11,9	HD280/HD44594
	03/01/97	2	2,778	2,322	19,7	13,4	HD44594/HD1835
732 Tjilaki	26/03/96	1	2,481	2,040	22,9	15,3	HD76151
1071 Brita	20/06/95	1	3,084	2,249	12,6	15,1	HD1835/HR6060
1515 Perrotin	26/03/96	1	3,139	2,228	8,8	17,4	HD76151
	28/03/96	1	3,141	2,215	8,1	17,4	HD144585
1992 Galvarino	03/01/97	1	3,107	2,212	8,9	17,6	HD44594/HD1835
2446 Lunacharsky	28/03/96	2	1,977	2,078	28,4	17,2	HD144585
	15/10/96	1	2,167	1,550	24,7	16,7	HD280/HD44594
	16/10/96	1	2,169	1,562	24,8	16,9	HD280/HD44594
2703 Rodari	21/06/96	1	2,206	1,738	26,6	17,6	16 Cyg B
	15/10/96	1	2,275	1,485	19,1	17,1	HD280/HD44594
	16/10/96	1	2,276	1,496	19,4	17,1	HD280/HD44594
3057 Malaren	21/06/95	1	2,132	1,329	21,3	16,7	HD1835/HR6060
3103 Eger	15/10/96	1	0,923	0,505	83,1	16,6	HD280/HD44594
	16/10/96	1	0,925	0,509	82,6	16,6	HD280/HD44594
	17/10/96	1	0,927	0,513	82,2	16,6	HD280/HD44594
3328 1985 QD1	21/06/95	1	2,747	1,939	15,3	16,2	HD1835/HR6060
3837 Carr	27/03/96	1	2,356	1,448	12,8	16,3	HD144585
4258 Ryazanov	22/05/96	1	2,992	1,993	3,9	15,9	HD144585
5224 Abbe	21/05/96	1	2,264	1,266	5,7	17,0	HD144585
6173 1983 AD	27/03/96	1	2,413	1,516	13,2	16,4	HD144585

Tableau 4.2 : caractéristiques d'observation des astéroïdes candidats à la mission ROSETTA.

Pour chaque objet, le diamètre est donné : pour les astéroïdes 140 Siwa, 732 Tjilaki, et 1071 Brita le diamètre a été déterminé par les données IRAS (Tedesco et al. 1992), tandis que pour les autres astéroïdes une estimation du diamètre a été calculé en utilisant la formule suivante (Fowler et Chilemi, 1992) :

$$\log D = 3,1236 - 0,5 \log p_v - 0,2 H,$$

où D désigne le diamètre en kilomètre, H est la magnitude absolue et p_v est l'albédo géométrique. L'albédo p_v est l'albédo moyen typique utilisé pour la classe taxonomique (Birlan et al. 1996a) à laquelle appartient l'astéroïde, dans la classification de Barucci (Barucci et al. 1987). Les paramètres physiques des astéroïdes observés sont donnés au Tableau 4.3.

Astéroïde	diamètre (km)	Classe taxonomique	Pér de rotation (heures)
140 Siwa	110*	C	~18,5
732 Tjilaki	38*	C	12,342
1071 Brita	50*	C	-
1515 Perrotin	9	S	-
1992 Galvarino	5-9	EM	7,004
2446 Lunacharsky	16	C	3,613
2703 Rodari	6	S	-
3057 Malaren	6	S	-
3103 Eger	2	E	5,709
3328 1985 QD1	14	S	-
3837 Carr	8	S	-
4258 Ryazanov	14	S	-
5224 Abbe	8	C	-
6173 1983 AD	8	S	-

*diamètre déduit des données IRAS, les autres valeurs sont des estimations

Tableau 4.3 : Paramètres physiques des candidats à la mission ROSETTA.

- **Candidats alternatifs de la mission vers la comète P/Wirtanen**

Tous les astéroïdes possibles ont été observés exceptés 1981 ES33, trop faible pour être observé durant le temps alloué.

140 Siwa est le plus grand astéroïde inclus dans la liste des candidats alternatifs (diamètre de 110 km). Une estimation de la période de rotation (Schober and Stanzel 1979, and Harris and Young 1980) donne une valeur supérieure à 22 heures, alors que Lagerkvist et al. (1992) donne une estimation de 18,5 heures. Cet objet a été observé plusieurs fois afin de reconnaître une possible variation de couleur à sa surface avec la rotation. Les huit spectres

obtenus sont présentés à la Figure 4.6. Siwa est de type C. Tous les spectres sont similaires et ne présentent pas de signe d'altération aqueuse. J'ai calculé le gradient de réflectivité S' (procédure similaire à celle utilisée au chapitre 2) entre 5000 et 8000 Å et j'ai obtenu des valeurs comprises entre $4,4 \pm 0,1 \text{ \%}/10^3 \text{ Å}$ pour le spectre du 02/01/1997, et $9,5 \pm 0,1 \text{ \%}/10^3 \text{ Å}$ pour le spectre du 20/06/95.

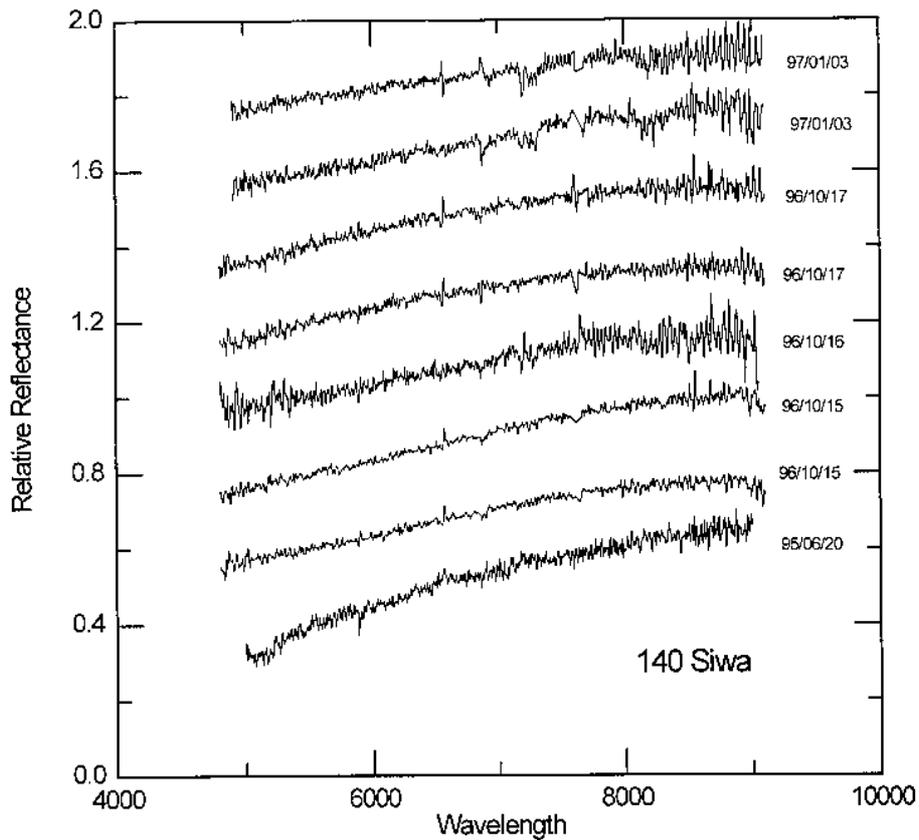


Figure 4.6 : Huit spectres de 140 Siwa obtenus durant cinq nuits différentes. Tous les spectres ont été normalisés à un autour de 5000 Å et décalés verticalement.

732 Tjilaki est un astéroïde de la ceinture principale de 38 km de diamètre. Le spectre obtenu Figure 4.7 est moins rouge que celui obtenu par Xu et al. (1995). Ces derniers ont classifié Tjilaki de type D, alors que la pente S' ($4,7 \pm 0,1 \text{ \%}/10^3 \text{ Å}$) est commune aux objets de type C. Une période de rotation de 12,342 heures a été déterminée par Florczak et al. (1997).

1515 Perrotin est un astéroïde de la ceinture principale de 9 km de diamètre environ. Il a été observé à l'ESO durant deux nuits. Il a un spectre typique de type S (Figure 4.8). Il n'y a pas de différences notables entre les deux spectres.

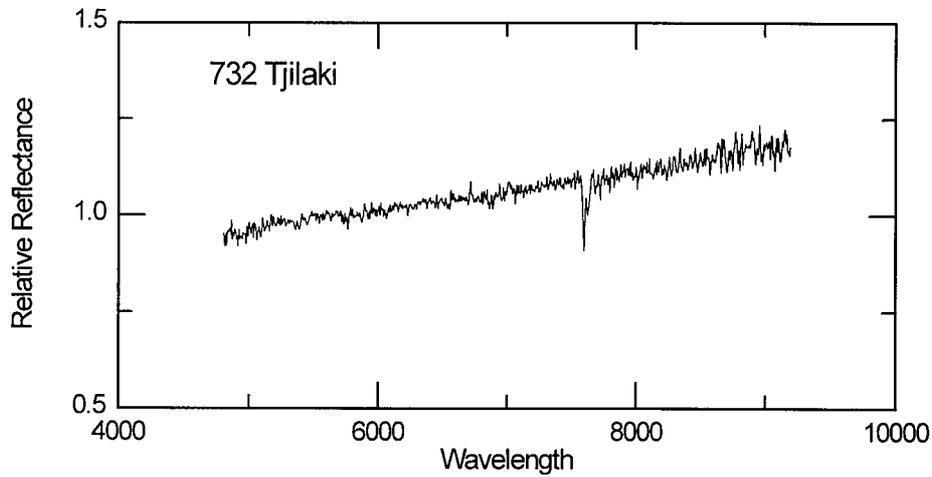


Figure 4.7 : Spectre de 732 Tjilaki (normalisé à un autour de 5500 Å)

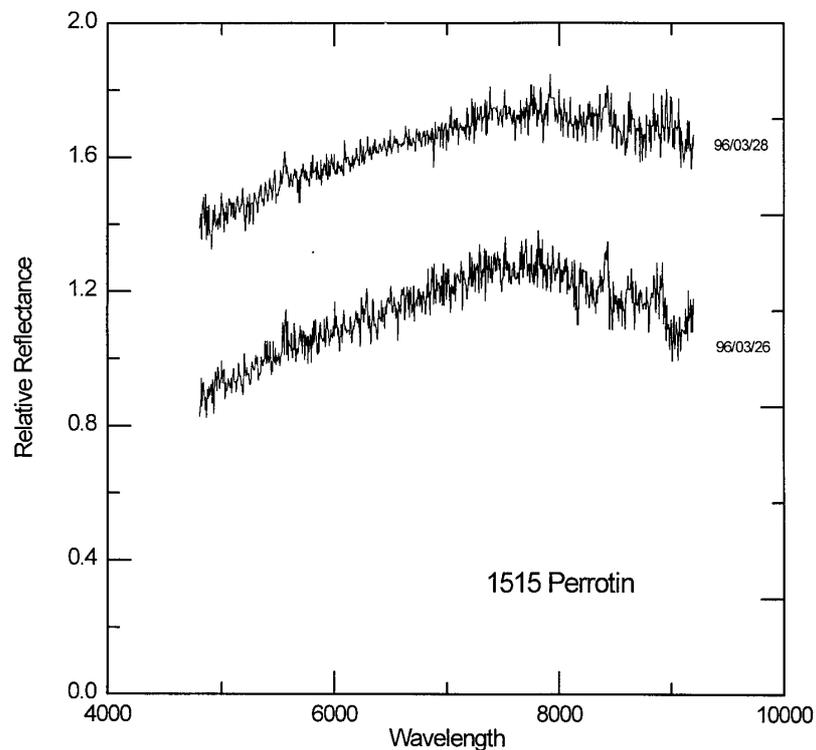


Figure 4.8 : Spectre de 1515 Perrotin (normalisé à un autour de 5500 Å). Les deux spectres ont été décalés verticalement.

1992 Galvarino a un diamètre estimé entre 5 et 9 km, selon la valeur de l'albédo considéré. Birlan et al. (1996b) a effectué des observations photométriques de cet objet et a obtenu une période de rotation de 7,004 heures. Le spectre obtenu est présenté à la Figure 4.9. la partie rouge du spectre est très bruitée. Cet objet est sans doute de type E ou M.

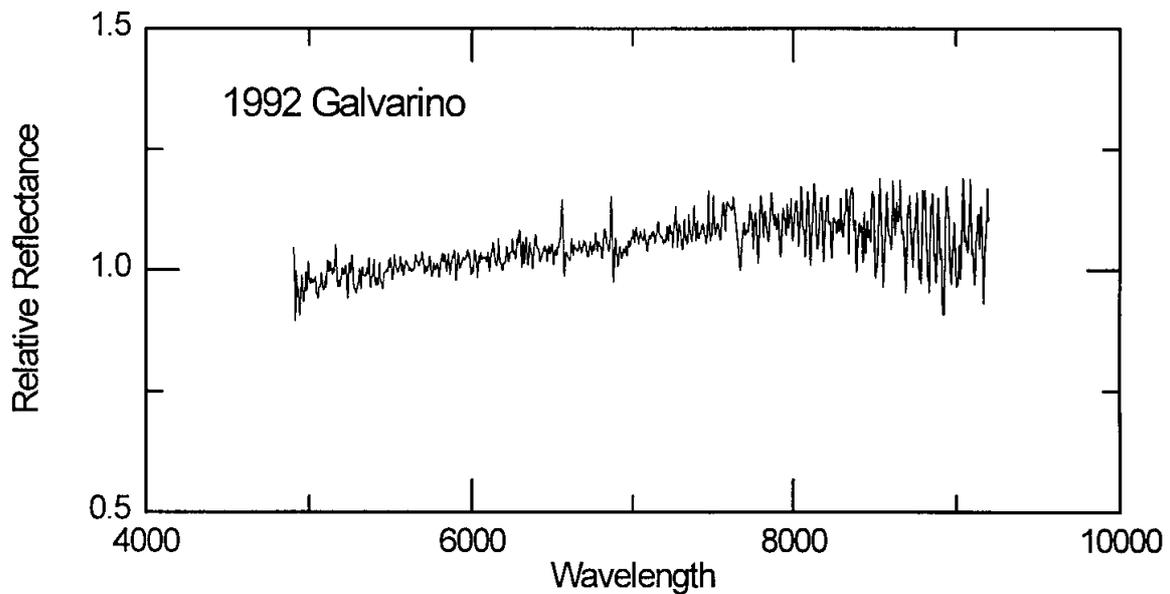


Figure 4.9 : Spectre de 1992 Galvarino (normalisé à un autour de 5500 Å).

2703 Rodari (diamètre d'environ 6 km) a été observé au CFHT le 21/06/96 et à l'ESO (15-16/10/96). Les spectres (Figure 4.10) sont très similaires et ont l'allure des objets de type S.

4258 Ryazanov est un astéroïde de la ceinture principale de 14 km de diamètre environ. Il a été observé à l'ESO le 22/05/96 et son spectre, caractéristique des objets de type S est présenté à la Figure 4.11.

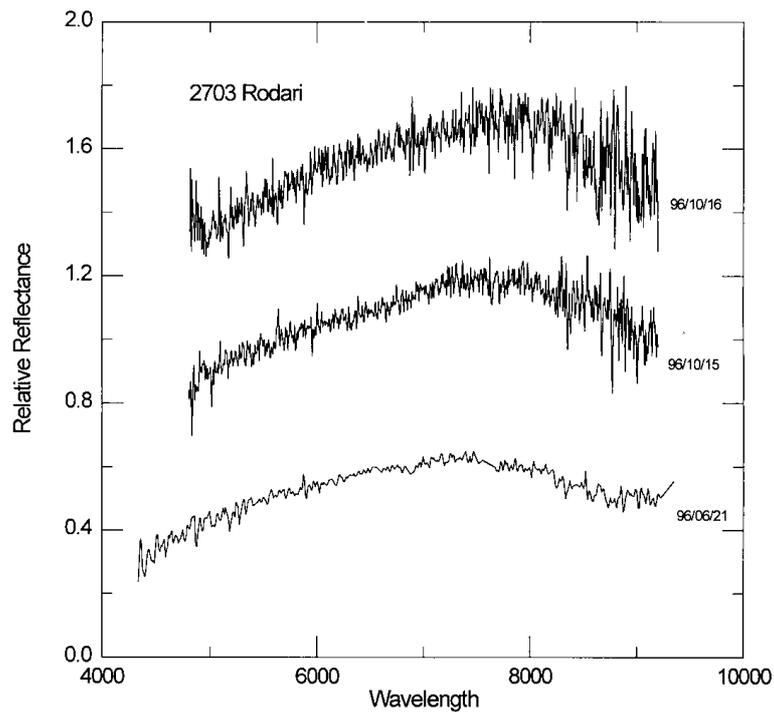


Figure 4.10 : Spectres de 2703 Rodari obtenus à l'ESO (les deux premiers) et le troisième au CFHT. Tous les spectres ont été normalisés à un autour de 5000 Å et décalés verticalement.

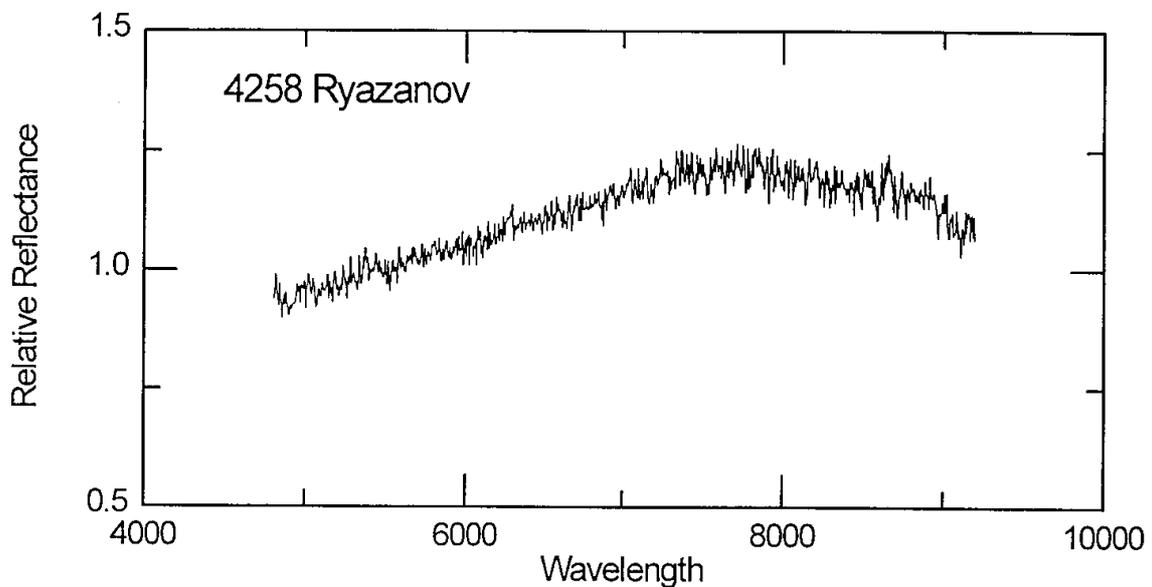


Figure 4.11 : Spectre de 4258 Ryazanov (normalisé à un autour de 5500 Å).

Autres missions alternatives.

Dans ce paragraphe, je présente les résultats obtenus pour de possibles candidats à d'autres missions ROSETTA (opportunités de rendez-vous vers d'autres comètes) dont les lancements seraient prévus entre 2002 et 2004 (ESA SCI(93)7).

1071 Brita est un astéroïde de la ceinture principale de 50 km de diamètre. C'était, lors d'une sélection initiale, l'astéroïde programmé pour un survol avec un rendez-vous vers la comète P/Schwassmann-Wachmann 3 et un lancement prévu le 18/07/1995. L'astéroïde a été observé le 20/06/1995 (Figure 4.12). Le gradient de réflectivité S' (entre 5000 et 8000 Å) est de $8,2 \pm 0,1 \text{ \%}/10^3 \text{ Å}$. Cet objet a aussi été observé en 1992 par Xu et al. (1995). Le spectre est typique des objets de classe C.

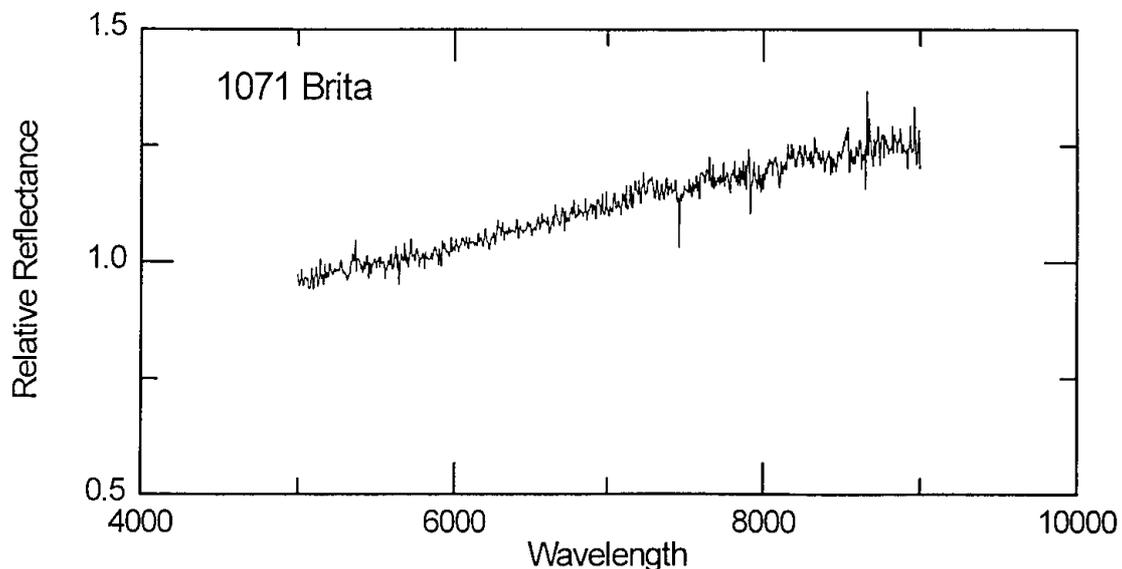


Figure 4.12 : Spectre de 1071 Brita (normalisé à un autour de 5500 Å).

3057 Malaren est un astéroïde de la ceinture principale de 6 km de diamètre environ. Il est le candidat astéroïde ainsi que 494 Virtus associé à la mission vers la comète P/Neujmin 2 (lancement le 29/09/2003). Brita a été observé le 21/06/1995 et le spectre (Figure 4.13) est typique des objets de classe S.

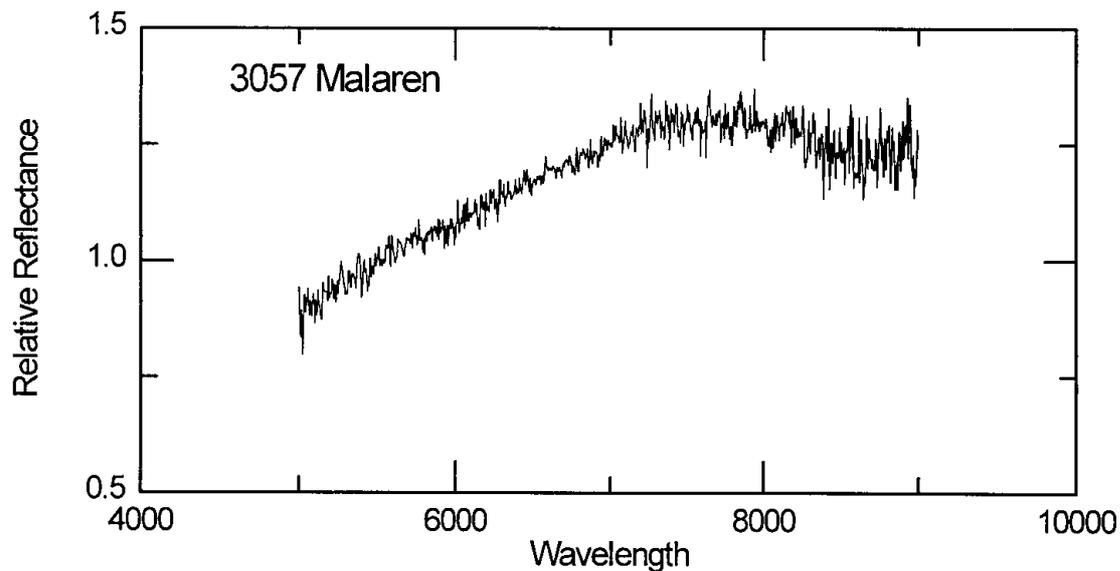


Figure 4.13 : Spectre de 3057 Malaren (normalisé à un autour de 5500 Å).

2446 Lunacharsky et 3103 Eger sont tous les deux les astéroïdes candidats associés à la mission vers la comète P/Finlay (lancement le 11/05/2004). 2446 Lunacharsky est un astéroïde de la ceinture principale de 6 km de diamètre environ tandis que 3103 Eger est un astéroïde Appolo de 2 km de diamètre environ. Lunacharsky a été observé pendant trois nuits à l'ESO. A la Figure 4.14, les spectres plats caractéristiques des objets de type C sont présentés. Aucune variation détectable n'est présente dans les spectres. Une période de rotation de 3,613 heures a été déterminée par Florczak et al. (1997). 3103 Eger a été observé durant trois nuits (Figure 4.15). Les spectres sont typiques de la classe E. Des observations spectroscopiques antérieures dans le visible et l'infrarouge ont été menées par Gaffey et al. (1992) qui avaient déjà classé cet astéroïde NEA dans la classe E. Ils ont aussi noté l'analogie de cet objet avec les météorites achondrites à enstatites. La période de rotation est de 5,709 heures (Wisniewsky, 1991 et De Sanctis et al. 1994).

3328 1985 QD1 est un astéroïde de la famille de Eos (voir chapitre 2) de 14 km de diamètre environ. Il est l'astéroïde candidat, avec l'astéroïde 1453 Fennia, associé à la mission vers la comète P/Schwassmann-Wachmann 3 (lancement le 19/04/2002). Le spectre (Figure 4.16) a été obtenu à l'ESO le 21/06/1995 et, tout comme les astéroïdes de la famille de Eos, appartient à la classe K.

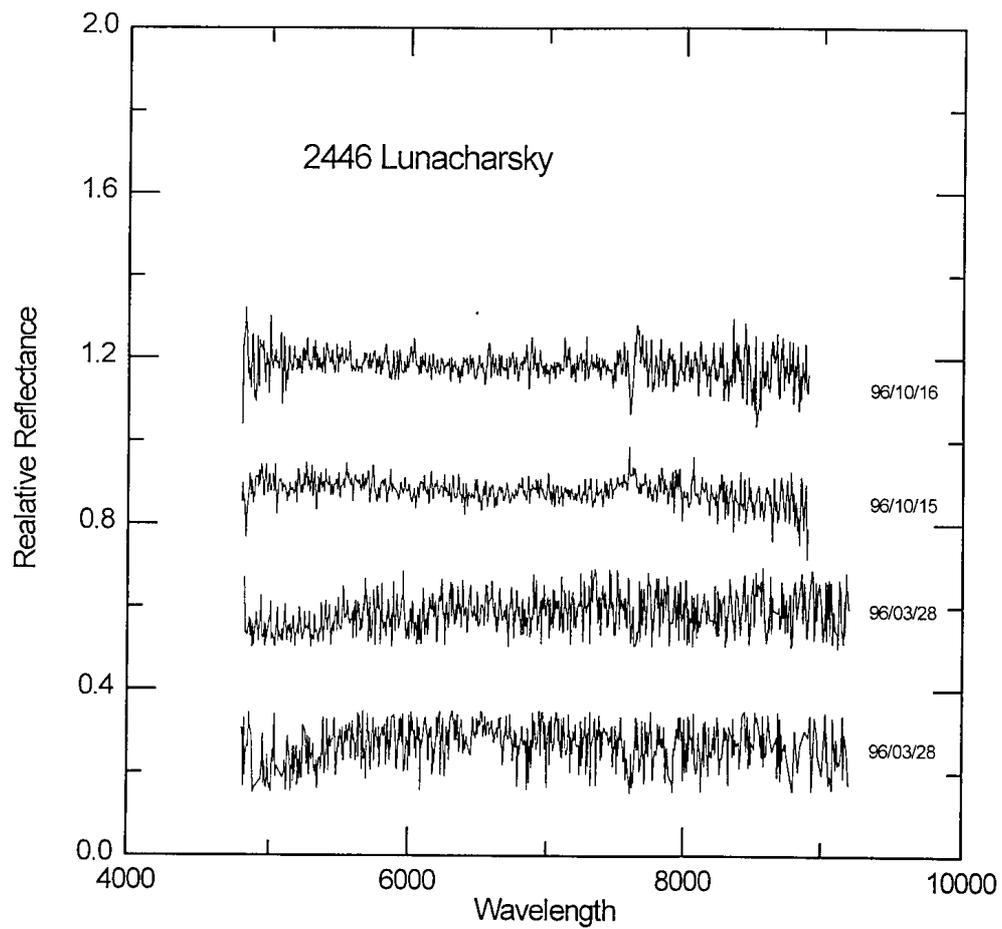


Figure 4.14 : Spectres de 2446 Lunacharsky. Tous les spectres ont été normalisés à un autour de 5000 Å et décalés verticalement.

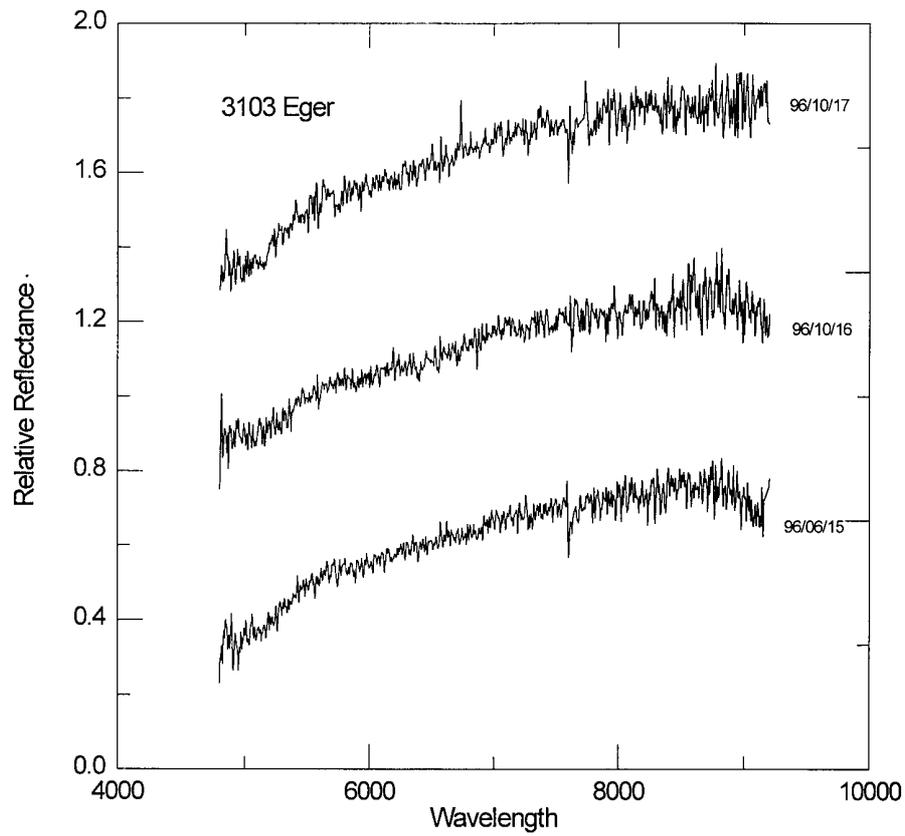


Figure 4.15 : Spectres de 3103 Eger. Tous les spectres ont été normalisés à un autour de 5000 Å et décalés verticalement.

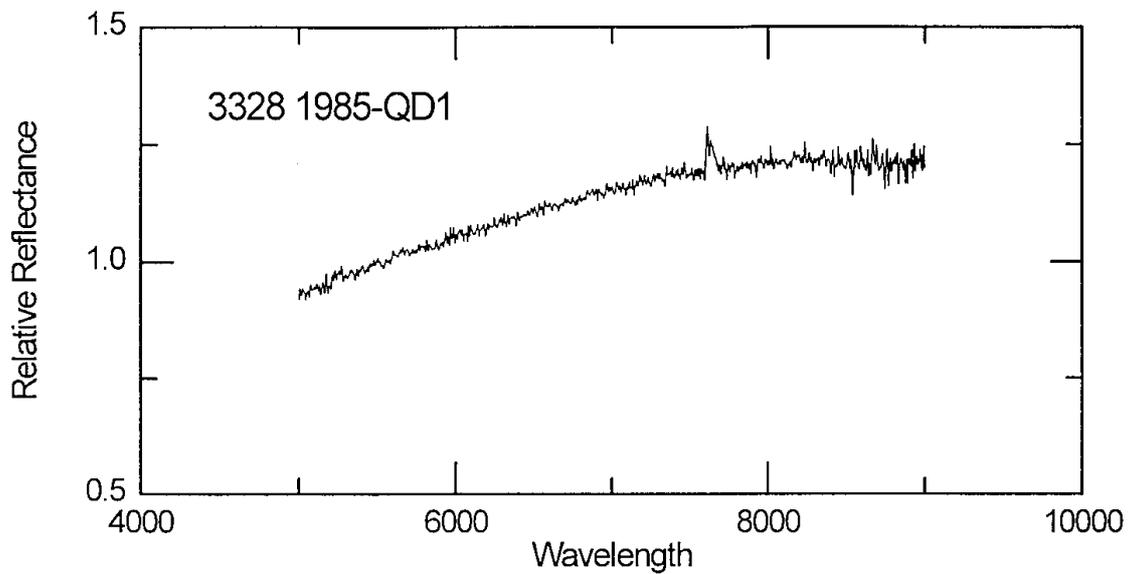


Figure 4.16 : Spectre 3328 1985-QD1 (normalisé à un autour de 5500 Å).

3837 Carr est un objet de la ceinture principale de 8 km de diamètre. Il est un des deux astéroïdes candidats, avec 1983 WM, pour une mission vers la comète P/Brooks 2 (lancement le 25/05/2004). Le spectre (Figure 4.17) a été obtenu à l'ESO le 27/03/1997 et est typique de la classe S.

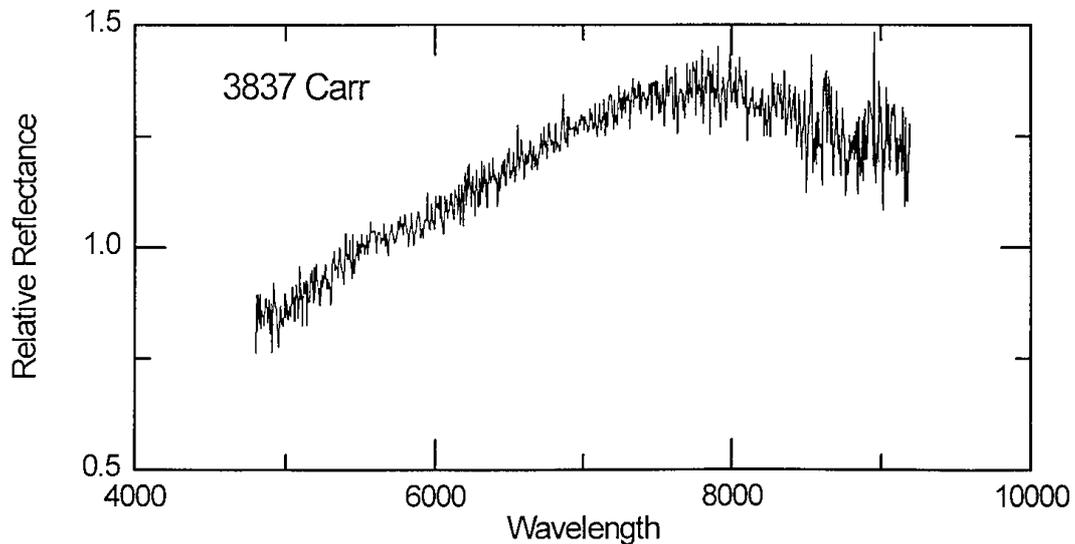


Figure 4.17 : Spectre de 3837 Carr (normalisé à un autour de 5500 Å).

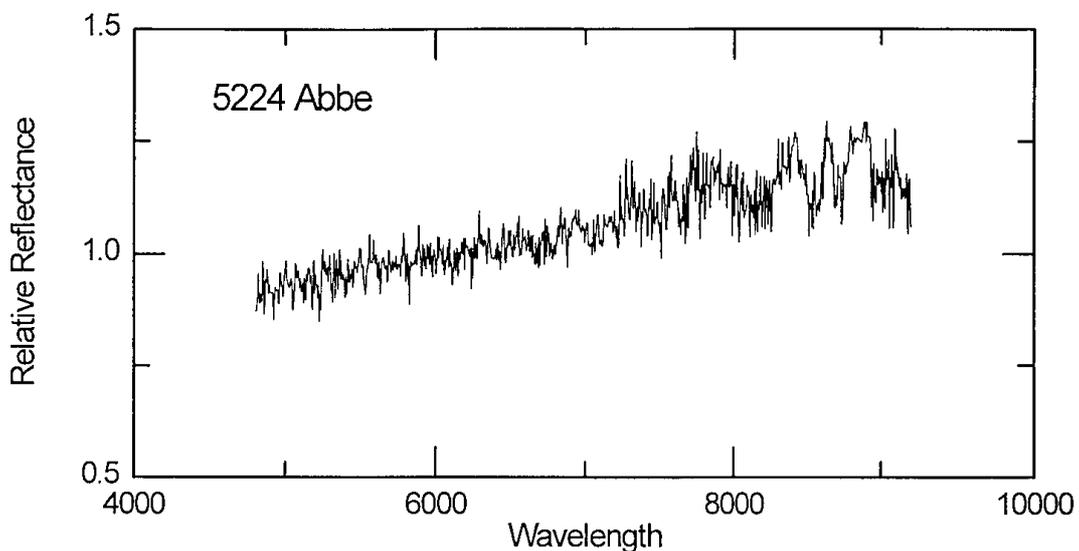


Figure 4.18 : Spectre de 5224 Abbe (normalisé à un autour de 5500 Å).

5224 Abbe et **6173 1983 AD** (diamètres de 8 km environ) étaient les astéroïdes candidats pour une mission annulée vers la comète P/Wirtanen (lancement le 03/11/2003). Ces objets ont été observés à l'ESO en 1996 et les spectres sont présentés aux Figure 4.18 et

Figure 4.19. Le spectre de Abbe est caractéristique de la classe C avec un gradient de réflectivité de $7,4 \pm 0,1 \text{ \%}/10^3$ (calculé dans l'intervalle 5000-8000 Å), alors que le spectre de 6173 1983 AD est typique de la classe S.

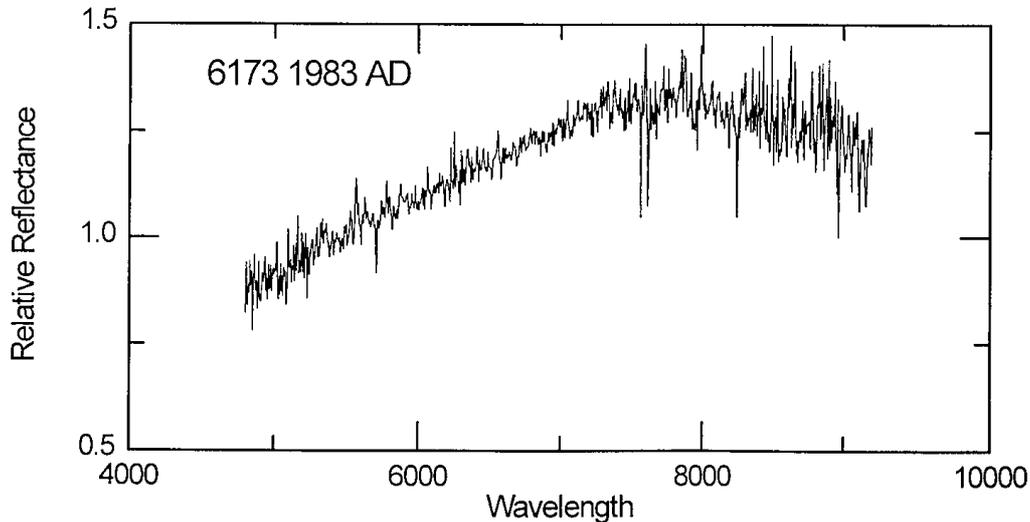


Figure 4.19 : Spectre de 6173 1983 AD (normalisé à un autour de 5500 Å).

Conclusions.

Jusqu'à présent, nous n'avons des observations *in situ* que de seulement deux astéroïdes de type S (951 Gaspra et 243 Ida visités par la sonde GALILEO) et un astéroïde de type C (253 Mathilde visité par la sonde NEAR; voir début du chapitre). Les astéroïdes cibles de la mission ROSETTA de base, 3840 Mimistrobell et 2703 Rodari, appartiennent aussi à la classe S, ainsi que 433 Eros, cible principale de la mission NEAR.

A mon avis, le choix idéal des candidats astéroïdes de la future mission ROSETTA devrait inclure l'astéroïde 140 Siwa à cause de sa taille (Siwa est le plus grand des astéroïdes visités ou prochainement visités) et de son type spectral. Les données obtenues montrent que Siwa est un objet plus primitif (type C) et qui a été sans doute moins altéré par les collisions que les plus petits. La présence de plusieurs objets primitifs parmi les candidats alternatifs (aussi bien avec la comète P/Wirtanen que les autres comètes) incite à une prudente procédure de sélection de l'objectif afin d'explorer les objets primitifs et atteindre le but premier de la mission ROSETTA.

La sélection finale des deux astéroïdes cibles sera faite dans une prochaine phase de développement du projet ROSETTA, quand les paramètres orbitaux seront gelés. J'espère que ce travail contribuera à choisir les meilleur candidats.

4.3 Les observations du satellite ISO.

L'observatoire spatial infrarouge (ISO) est un satellite de l'agence spatiale européenne, lancé en Novembre 1995. C'est un télescope de 60 cm d'ouverture refroidi à l'hélium liquide. Il est équipé de quatre instruments (une caméra, un photomètre et deux spectromètres) qui lui permettent de couvrir un large intervalle spectral entre 2 et 200 microns, et à des pouvoirs de résolution variés. Ce qui confère aux données d'ISO son caractère unique par rapport à son aîné IRAS, qui a été en plus lésé par sa courte durée de vie (10 mois). ISO détecte aussi des sources cent fois plus faibles que la détection limite de IRAS.

Le domaine infrarouge est riche en signatures spectrales des silicates, comme le montrent les nombreux spectres obtenus en laboratoire (Salisbury et al. 1991). Le proche infrarouge (1-4 μm) contient plusieurs bandes d'absorption très larges dues au fer, au calcium et au magnésium. Les positions et les intensités de ces dernières permettent d'identifier les minéraux dont ils sont les constituants (pyroxène ou olivine). Ces bandes ont aussi été observées sur les surfaces des planètes telluriques, (par exemple Mars ; voir Soderblom, 1993 et les références incluses) et sur plusieurs astéroïdes (Gaffey et al. 1993a). L'infrarouge moyen et lointain (4-50 μm) contient même des bandes plus larges, dont plusieurs sont associées aux molécules présentes dans les silicates, en mode élongation ou pliage. Pour donner quelques exemples, cette région contient les signatures des carbonates (6,6 μm), des silicates (6,2, 9,7 et 18 μm), des sulfates (4,5, 8,7 et 9,8 μm) et des sulfures de magnésium (30 μm). Entre 20 et 50 μm , on a aussi plusieurs bandes étroites dues à des minéraux secondaires comme les cristaux d'oxyde de fer. Malgré la richesse d'information contenue dans cette région, l'infrarouge moyen et lointain reste encore inexploré en ce qui concerne les astéroïdes. Ainsi on ne sait rien des caractéristiques des différentes classes taxonomiques dans cette région. Seule une poignée des astéroïdes les plus brillants ont été observés dans l'infrarouge moyen, mais toutes les signatures présentes dans les spectres n'ont pas été complètement

identifiées. (Sprague 1992). Pour remédier à cette situation, et en collaboration avec d'autres chercheurs, j'ai obtenu des spectres de quelques astéroïdes entre 2,5 et 60 microns par ISO. On a observé en particulier des astéroïdes primitifs, c'est à dire les moins thermiquement et collisionnellement évolués. De tels objets sont localisés à la frontière externe de la ceinture principale ou chez les troyens, et sont de type C, P ou D. On pourra y chercher la signature de H₂O en mode pliage à 3 microns et en mode libration à 45 microns. Par contre, on ne s'attend pas à trouver de la glace d'eau sur ces astéroïdes, car ils sont à priori trop chauds pour contenir de la glace (à l'exception peut être des troyens). Cependant, H₂O à 3μm a été décelé sur certains astéroïdes (Jones et al. 1990) et a été interprété comme de l'eau *liée*, c'est à dire des silicates hydratés.

Les observations infrarouges des astéroïdes permettent aussi de déterminer les diamètres et les albédos. La détermination des diamètres radiométriques consiste à trouver un diamètre et un albédo qui correspondent simultanément à la lumière réfléchie et à l'émission thermique de l'objet. Ainsi une magnitude visuelle donnée peut correspondre à un grand objet sombre ou à un petit objet brillant, mais le premier sera plus chaud et aussi plus grand que le second et donc fournira une émission thermique plus grande. La méthode radiométrique utilise le fait que le flux thermique émis par un astéroïde doit être égal à l'énergie solaire absorbée. Ce qui peut être exprimé par :

$$\pi R^2(1-A)S = \eta \varepsilon \sigma R^2 \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T^4(\theta, \phi) \cos\phi \, d\phi \, d\theta$$

où R est le rayon de l'astéroïde, A est l'albédo de Bond, S est le flux solaire à la distance de l'astéroïde, η est une constante de normalisation, ε est l'émissivité qui ne dépend pas de la longueur d'onde, σ est la constante de Boltzmann et T(Θ,Φ) est la température modélisé à la longitude Θ et la latitude Φ.

A partir de là, différents modèles ont été développés pour la réduction des observations radiométriques. Ainsi le modèle thermique standard (Lebofsky et Spencer 1989), pour des objets non en rotation, a été utilisé pour les données du satellite IRAS. D'après ce modèle, la température subsolaire est donnée par :

$$T_{SS} = \left[\frac{(1-A)S}{\eta \epsilon \sigma} \right]^{1/4}$$

Ce travail est en cours et je donnerai ci-après quelques résultats préliminaires.

4.3.1 Résultats préliminaires.

Des observations d'astéroïdes ont été obtenues par ISO sur deux de ses instruments : le photopolarimètre imageur ISOPHOT, (Lemke et al. 1996) et le spectromètre de courtes longueurs d'onde SWS (de Graauw et al. 1996). Le Tableau 4.4 donne les circonstances d'observation des astéroïdes observés.

- ISOPHOT héberge plusieurs sous systèmes dont le photomètre à large bande dans l'infrarouge lointain (PHT-C) et le spectrophotomètre pour le proche et moyen infrarouge (PHT-S). PHT-S peut observer simultanément les bandes spectrales 2,5-5 μm (PHT-SS) et 6-12 μm (PHT-SS) avec deux détecteurs de 64 éléments. La résolution est approximativement de 85 pour les courtes longueurs d'onde, et de 95 pour les longues. Le champ de vue est de 24" X 24". L'instrument PHT-P observe jusque dans l'infrarouge lointain au travers de filtres à large bande. Nous avons utilisé les filtres suivants : 3,6, 10,0, 11,5, 25 et 60 μm . Les ouvertures sont de 23" pour les trois premiers filtres, de 52" pour le quatrième et de 99" pour le dernier.

Les spectres obtenus par SWS couvrent l'intervalle spectral 5,3-45 μm . SWS a un pouvoir de résolution de 1500 et une limite de sensibilité inférieure à un Jansky.

La figure 4.20 donne les spectres infrarouges obtenus avec l'instrument PHT-S (2,5-12 μm).

Le flux émis par un astéroïde à des longueurs d'onde inférieures à environ 3 μm est dominé par la lumière réfléchié du soleil. Pour les plus grandes longueurs d'onde, c'est la radiation thermique qui domine. La longueur d'onde exacte où a lieu le croisement dépend de l'albédo et de la distance héliocentrique du corps. Pour un astéroïde dont la température moyenne de surface est de 200 K, l'émission thermique est maximale autour de 25 μm (flux en fréquence). L'émission thermique observée pour un astéroïde typique de la ceinture principale est maximale entre 18 et 25 μm .

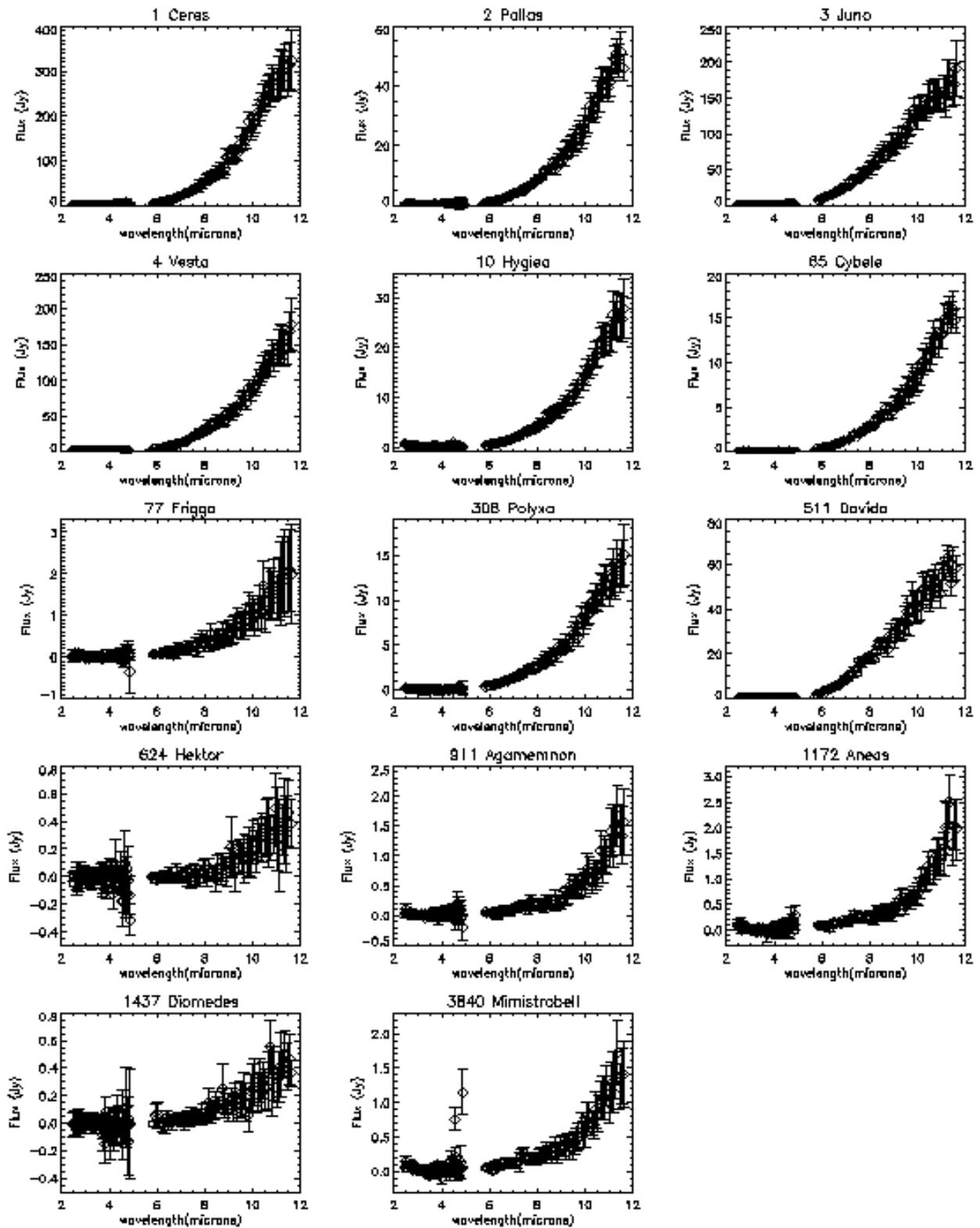


Figure 4.20 : Spectres obtenus avec PHT-S sur 2,5-12 μm .

Le spectre dans la région 6-12 μm peut être ajusté par une température de couleur. Je rappelle que le flux émis par un astéroïde de rayon R et de température de surface T à une fréquence donnée ν est :

$$F_{\nu} = \pi (R/r)^2 B_{\nu} = \pi (R/r)^2 2h\nu^3/c^2 [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$$

avec h, la constante de Plank, k, la constante de Boltzman, c, la vitesse de la lumière et r la distance héliocentrique de l'astéroïde. Les résultats sont reportés au Tableau 4.4

Astéroïdes	date	Intruments utilisés	α (°)	r (UA)	Δ (UA)	Temp. °K
1 Cérès	14/05/1997	PHOT-P, PHOT-S	1,2	3,506	3,030	189
2 Pallas	12/04/1997	PHOT-P, PHOT-S	17,4	3,323	3,310	188
3 Juno	07/12/1997	PHOT-P, PHOT-S	27,2	2,012	1,434	239
4 Vesta	13/06/1997	PHOT-P, PHOT-S	23,4	2,370	2,561	191
10 Hygiea	06/12/1997	PHOT-P, PHOT-S	14,9	3,440	2,887	181
65 Cybele	23/11/1996	PHOT-P, PHOT-S	17,1	3,327	3,304	193
77 Frigga	04/05/1997	PHOT-P, PHOT-S	19,9	2,715	2,953	185
114 Kassandra	01/08/1997	PHOT-P, PHOT-S	22,5	2,639	2,327	*
308 Polyxo	15/04/1997	PHOT-P, PHOT-S, SWS	21,9	2,645	2,634	195
511 Davida	23/02/1997	PHOT-P, PHOT-S	22,3	2,595	2,500	*
624 Hektor	10/12/1996	PHOT-P, PHOT-S, SWS	10,1	5,295	4,874	158
911 Agamemnon	03/07/1997	PHOT-P, PHOT-S	10,6	4,911	5,298	148
1172 Aneas	14/02/1997	PHOT-P, PHOT-S	11,1	4,795	5,059	149
1437 Diomedes	12/12/1996	PHOT-P, PHOT-S	10,7	5,008	4,603	*
3840 Mimistobell	13/06/1997	PHOT-P, PHOT-S	22,6	2,394	2,640	*

*données en cours de validation et d'analyse.

Tableau 4.4 : Circonstances d'observation et température de surface des astéroïdes observés par le satellite infrarouge ISO.

4.3.2 Analyse du spectre de 1 Cérès.

Les données ne sont pas encore toutes validées scientifiquement, et le travail d'analyse est en cours. Je ferai ici l'analyse préliminaire du spectre de 1 Cérès.

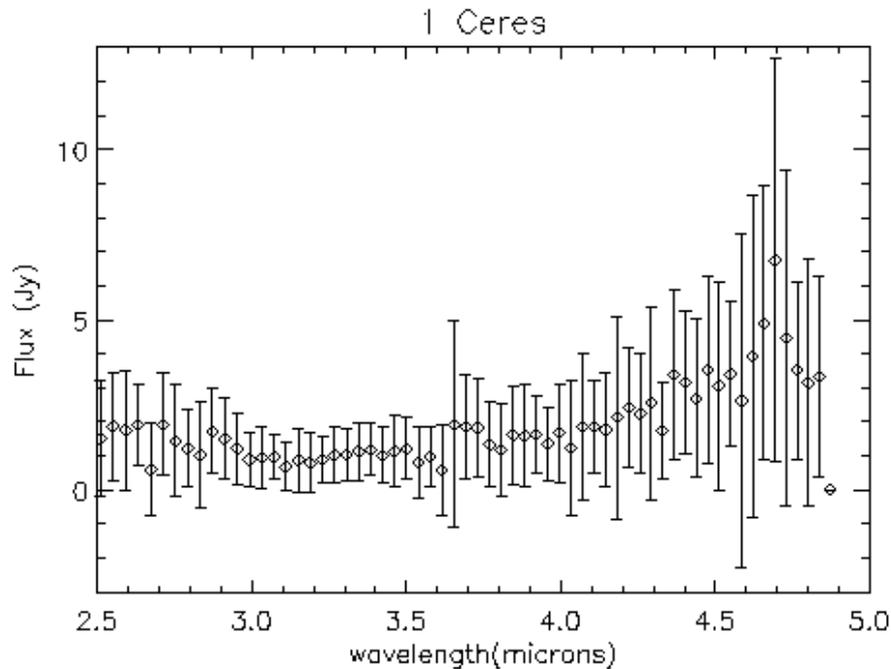


Figure 4.21 : spectre de 1 Cérès entre 2,5 et 5 μm (PHOT-SS)

région 2,5-5 μm :

Le spectre de Cérès (Figure 4.21) présente une large bande d'absorption autour de 3 μm . Cette signature est due à la combinaison de (1) une étroite bande à 2,7 μm due au radical OH, et (2) une plus large bande à 2,9 μm due à la molécule H₂O.

On peut aussi relever une étroite bande autour de 3,1 μm . D'après Lebofsky (1981), cette signature semble être due à une fine couche (de l'ordre de 0,01 μm) de glace.

région 6-12 μm :

Le spectre de Cérès dans cette région peut être ajusté par un corps noir à la température de 189 K. Il est représenté à la (Figure 4.22) par un trait continu.

Le travail d'analyse des données est en cours.

Les données spectrales sont uniques car, pour la première fois, on a une couverture spectrale continue entre 2,5 et 45 μm , et ce dans les mêmes conditions d'observation. Ces spectres permettront d'établir précisément la composition minéralogique des surfaces, ainsi que la présence éventuelle de glaces.

Les données photométriques (PHT-C) permettront de déterminer, par le biais d'un modèle thermique, la température, l'albédo et le diamètre des astéroïdes.

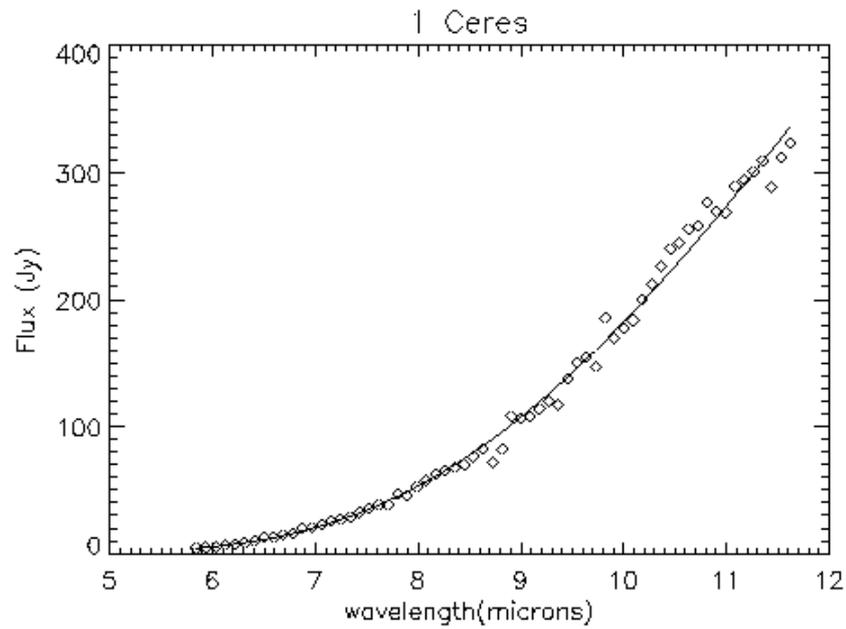


Figure 4.22 : Spectre de 1 Cérés entre 6 et 12 μm (PHOT-SL).

Conclusions et travaux futurs

Il est maintenant largement reconnu que les collisions ont joué un rôle majeur dans l'évolution et la détermination des principales propriétés des astéroïdes. En particulier, les familles d'astéroïdes sont les produits directs de ces événements énergétiques. Pour comprendre l'origine collisionnelle des astéroïdes, j'ai étudié les familles d'astéroïdes par des simulations numériques et par des observations.

- A la suite de la découverte par la sonde GALILEO en 1993 d'un satellite orbitant autour de l'astéroïde 243 Ida, je me suis intéressé à la possibilité de la formation des astéroïdes binaires à partir d'une collision catastrophique. J'ai développé un code pour suivre l'évolution gravitationnelle (avec possibilité de collision et de réaccumulation) d'une famille de fragments synthétiques. J'ai trouvé que la formation de systèmes binaires formés de couples de fragments relativement massifs à la suite d'une collision catastrophique est possible mais relativement rare (autour de un pour cent). Ceci est un résultat généralement valable, qui n'est pas fortement altéré, par le choix de l'intégrateur, ou par l'ajout dans le code de quelques raffinements comme les effets de la rotation ou du terme quadripolaire du champ gravitationnel. Cette simulation prouve l'origine collisionnelle des astéroïdes binaires de masses comparables. Dans le cas de Ida-Dactyl (rapport de masse de 10^{-4}), les simulations que j'ai faites avec la matière interstitielle suggère que de tels systèmes découlent de la formation de binaires impliquant la matière interstitielle entre les plus gros fragments. Les fragments interstitiels sont typiquement des fragments très petits, créés numériquement pour remplir les espaces vides de matière entre les fragments plus gros. Les toutes dernières simulations que j'ai faites confirment que la probabilité des fragments interstitiels d'être capturés par des fragments massifs n'est pas négligeable.

Les simulations présentées dans cette thèse constituent une avancée significative dans la compréhension de la formation des familles d'astéroïdes et des systèmes binaires, et sont intéressantes pour suggérer de futures voies de recherche pour ce type de problème. De plus,

outre l'hypothèse de l'origine collisionnelle des systèmes binaires que j'ai explorée et validée, l'hypothèse de la fission par rotation semble prometteuse. Je projette d'explorer cette voie après ma thèse.

- Les collisions sont aussi à l'origine de la formation des familles d'astéroïdes. Des observations spectroscopiques de la famille de EOS et de FLORA m'ont permis de mettre en évidence une signature spectrale commune à chaque famille, significative d'une origine commune. J'ai obtenu 45 spectres des membres de la famille Eos dans l'intervalle spectral 4800-9200 Å, ce qui constitue le premier relevé de cette importance pour la famille de Eos. Mes observations montrent que les spectres des astéroïdes Eos (de type K) se répartissent continûment dans une gamme de pentes spectrales et que la famille de Eos dans son ensemble peut être caractérisée par un maximum du flux typiquement situé entre 8000-8500 Å. En "fichant" ainsi les astéroïdes Eos, cela peut nous aider à reconnaître, par exemple des NEAs qui se seraient "échappés" de la famille de Eos. Un autre résultat de cette étude est que j'ai trouvé, parmi les astéroïdes Eos, deux astéroïdes de type C qui sont des *intrus* à la famille.

En analysant les paramètres spectraux, j'ai montré que la diversité spectrale de la famille est due à une vraie différence de composition parmi les membres de la famille, et donc j'en ai conclu à une différenciation partielle de l'astéroïde parent de la famille de Eos. A l'intérieur d'un groupe d'astéroïdes de composition identique, j'ai montré que les processus d'altération de l'espace (space weathering) étaient présents et donc contribuaient à une part non négligeable dans la diversité spectrale des objets Eos.

Afin de mieux comprendre la composition et l'origine de la famille de Eos, j'ai fait une comparaison complète de mes spectres avec ceux des météorites de la collection de Gaffey. Il apparaît que le bas de la distribution spectrale de Eos est comparable aux spectres des météorites CO-CV (chondrites carbonées), alors que le haut de la distribution semble similaire à la météorite mésosidérite. Mais des considérations thermiques m'ont permis d'exclure toute relations entre chondrites carbonées et mésosidérites.

Je projette de poursuivre la campagne d'observation des familles d'astéroïdes pour étudier leurs propriétés physiques et chimiques. Nous avons maintenant à disposition des familles d'astéroïdes dont les membres sont plus nombreux et plus fiables, ceci grâce aux travaux récents de Zappalà et al (1995). L'observation demeure le seul outil pour confirmer

les liens génétiques existant entre les membres d'une famille, et pour donner de solides contraintes sur les propriétés du corps parent.

Missions spatiales : NEAR, ROSETTA et ISO.

- J'ai étudié la composition de surface de 253 Mathilde, astéroïde qui a récemment été visité par la sonde NEAR (mission de la NASA). Mathilde possède une très longue période de rotation de 17,4 jours. Les spectres indiquent que l'astéroïde est de type C (carboné), comparable au spectre de la chondrite CI, sans montrer aucune variation de surface avec la rotation. En outre, contrairement à la majorité des astéroïdes de type C, Mathilde ne montre aucun signe d'altération aqueuse

- La sonde ROSETTA (mission de l'ESA) prévue pour un lancement vers 2003, a pour objectifs l'analyse in situ d'une comète et le survol de deux astéroïdes. La sélection finale de ces derniers se fera dans une ultime phase de développement. C'est dans ce contexte que j'ai observé quelques candidats possibles à la mission. Ainsi, 140 Siwa serait un choix judicieux de part sa taille et son type spectral. En effet, les données obtenues indiquent que Siwa est un objet primitif (type C) qui a été probablement moins altéré par les collisions que les plus petits.

- J'ai obtenu grâce au satellite infrarouge ISO les données de plusieurs astéroïdes, dont 3840 Mimistobell, un des deux astéroïdes sélectionnés pour la mission ROSETTA. Ces données sont uniques car elles couvrent un domaine spectral continu entre 2,5 et 45 μm . L'analyse des données est en cours et les problèmes d'étalonnage ne sont pas encore tous résolus. Néanmoins, une analyse préliminaire des spectres m'a permis d'établir des températures de surface variant de 149 K pour 1172 Aneas (astéroïde troyen) à environ 200 K pour les astéroïdes de la ceinture principale. Je projette, une fois les problèmes d'étalonnage résolus, de faire un modèle thermique pour déterminer le diamètre et l'albédo des astéroïdes observés, ainsi que la composition minéralogique des surfaces.

ANNEXE A

Caractéristiques des instruments, détecteurs et télescopes.

Télescope 1,52m ESO, La Silla.

- Caractéristiques du site et du télescope:

Altitude	Latitude	Longitude	Télescope f/n
2400 m	-29°15'	289°16'	Cassegrain f/15

- Spectrographe : Boller & Chivens.

- Détecteur : CCD Loral/Lesser aminci #39 (installé depuis Mars 1996)

Taille ccd pixels	taille pixel μm	Courant d'obscurité $\text{e}^-/\text{px}/\text{hr}$	bruit de lecture (R.O.N) e^-	Gain e^-/ADU
2048 X 2048	15 X 15	< 1	5,3	1,2

- Réseau : #1 au premier ordre.

Traits mm^{-1}	blaze angle λ		Dispersion $\text{\AA}/\text{mm}$ $\text{\AA}/\text{px}$		Intervalle spectral exploité	Résolution
225	5°20'	7236 \AA	331	4,96	4800-9200 \AA	$\sim 10\text{\AA}$

Télescope 3,6m CFHT, Mauna Kea, Hawaii.

- Caractéristiques du site et du télescope:

Altitude	Latitude	Longitude	Télescope f/n
4204m	+19°49'41,86"	155°28'18,00"	Cassegrain f/8

- Spectrographe : MOS
- Détecteur : CCD STIS 2

Taille ccd pixels	taille pixel μm	bruit de lecture (R.O.N) e^-	Gain e^-/ADU
2048 X 2048	21 X 21	9,3	3,68

Télescope 1,20m, Observatoire de Haute-Provence, France.

- Caractéristiques du site et du télescope:

Altitude	Latitude	Longitude	Télescope f/n
650m	+43°55'46"	5°42'45"	Newton f/6

- Imagerie : camera CCD.
- Détecteur : CCD Tektronix TK 1024AB aminci (installé depuis Janvier 1996)

Taille ccd pixels	taille pixel μm	bruit de lecture (R.O.N) e^-	Gain e^-/ADU
1024 X 1024	24 X 24	6,8/8,5*	3,5

* 6,8 e^- pour lecture lente, 8,5 e^- pour lecture normale.

ANNEXE B :

Techniques de réduction.

La réduction de données spectroscopiques a été effectuée avec le logiciel M.I.D.A.S (Munich Image Data System Analysis). Cette réduction consiste en une série d'opérations qui sont détaillées ci-après : soustraction du courant d'obscurité (bias) ; enlèvement des rayons cosmiques ; division par la plage de lumière uniforme (PLU ou flatfield) ; soustraction du ciel ; transformation des spectres bidimensionnels en spectres unidimensionnels, étalonnage en longueur d'onde ; correction de l'extinction atmosphérique ; et finalement, division par le spectre d'une analogue solaire.

1. Soustraction du bias.

Le bias ou courant d'obscurité est le bruit intrinsèque du détecteur. Pratiquement, une image de bias est obtenue en faisant une exposition de 0 seconde, avec l'obturateur fermé. Par exemple, le niveau de bias obtenu lors des observations en Mai 96 au télescope de 1,52m de l'ESO était d'environ 170 ADU⁹. Pour comparaison, les niveaux d'ADU pour les astéroïdes étaient au moins dix fois supérieures à cette valeur. Généralement, une série de bias faite au début et à la fin de la nuit suffit à produire un bias moyen, représentatif de toute la nuit.

2. Enlèvement des rayons cosmiques.

Les CCD se révèlent très efficaces par rapport aux anciens détecteurs (plaque photo, photomultiplicateur...) mais sont aussi de très bons détecteurs de rayons cosmiques. Heureusement, les pixels déviants sont facilement identifiables (car souvent isolés ou saturés) et escamotables. Ainsi, chaque pixel déviant est remplacé par la moyenne des pixels avoisinants.

⁹ L'ADU est l'acronyme anglais de Analogic Data Unit

3. Flatfield.

On constate que les pixels à l'intérieur d'un même CCD n'ont pas rigoureusement la même sensibilité. Cette variation de la réponse d'un pixel à l'autre peut être corrigée par la division pixel à pixel du spectre observé à deux dimensions par une plage de lumière uniforme (PLU ou flatfield). Le flatfield a été auparavant soustrait de son propre bias, ainsi que le spectre traité. Un facteur de normalisation est introduit pour préserver l'information initiale.

Les effets systématiques décrits ci-dessus peuvent être exprimés mathématiquement. Si l'on appelle I, l'image originelle, B, le bias et FF, le flatfield, la valeur de l'image finale traitée pour chaque pixel sera :

$$\text{Image_Finale} = \frac{I - \langle B \rangle}{N \langle (FF - \langle B \rangle) \rangle}$$

où $\langle \rangle$ indique une moyenne sur plusieurs images et N un facteur de normalisation à un. Généralement, une série d'une dizaine de flatfield est effectuée au début de chaque nuit pour les télescopes utilisés lors de mes observations. Le flatfield est obtenu, coupole fermé, en pointant le télescope vers un écran éclairé d'une lumière uniforme.

4. Soustraction du ciel et obtention des spectres 1D .

Une fois les images 2D corrigées du bias et du flatfield, le spectre bidimensionnel 2D est transformé en spectre unidimensionnel par une procédure qui intègre le spectre le long de la direction spatiale. Simultanément avec cette opération est soustrait du spectre le fond du ciel pris comme la moyenne de deux zones, de part et d'autre du spectre. Les raies du ciel les plus proéminentes sont celle dues aux bandes de l'oxygène moléculaire : [O₂A] à $\lambda=7619 \text{ \AA}$ et [O₂B] à $\lambda=6882 \text{ \AA}$ et les raies telluriques de l'eau dans la partie rouge. Ces caractéristiques sont les plus difficiles à enlever complètement des spectres, surtout pour ceux ayant un faible rapport signal sur bruit. La figure B.1 montre pour le spectre de l'étoile SAO 159706 la plupart des absorptions de l'atmosphère terrestre et de la couronne héliosphérique

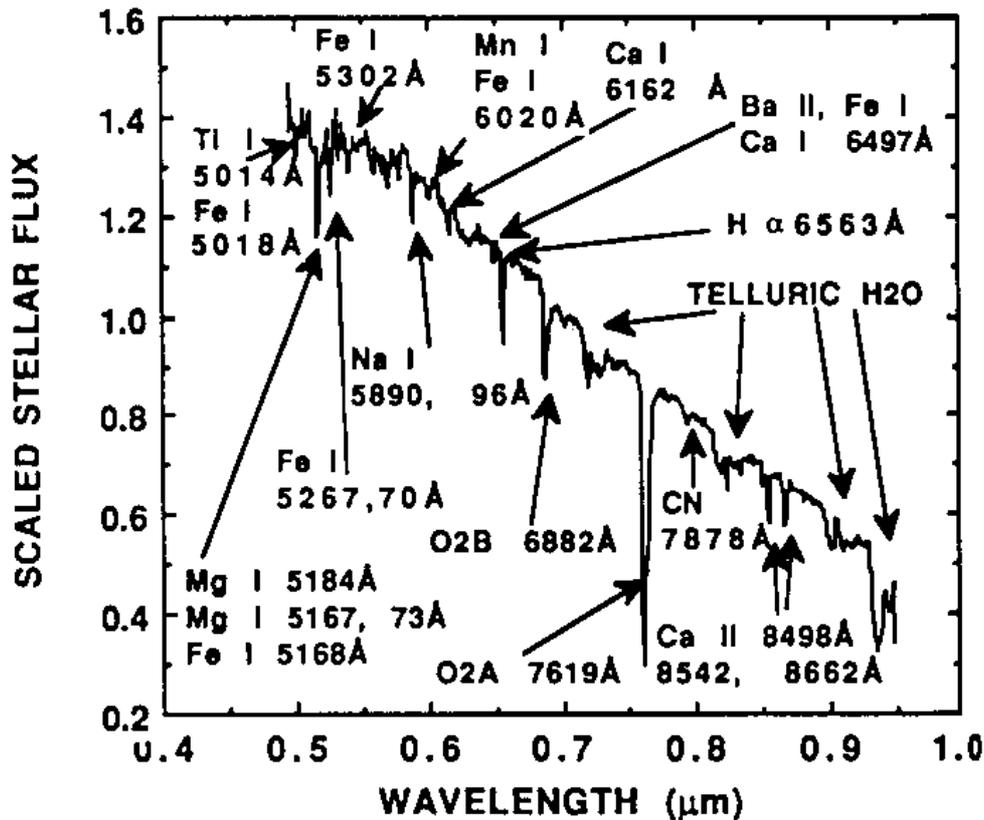


Figure B.1 : Le spectre moyen de SAO 159706 normalisé à 1,0 autour de 0,7 μm . Les raies d'absorption solaires ainsi que les bandes d'absorption dues à l'atmosphère terrestre sont indiquées (Vilas et al. 1994).

5. Etalonnage en longueur d'onde.

La relation de dispersion est déterminée pour chaque nuit d'observation. C'est celle qui permet de relier les pixels aux longueurs d'onde. La lampe d'étalonnage utilisée pour mes observations est celle de l'He-Ar (cf. fig. B.2). Les coefficients de dispersion sont calculés à l'aide d'une interpolation polynomiale. Le RMS typique obtenu pour cette interpolation est de 0,4 Å.

6. Correction de l'extinction atmosphérique.

En traversant l'atmosphère terrestre, la lumière des objets célestes est atténuée, à cause de l'absorption et de la diffusion du milieu. Cette atténuation du flux incident est appelée l'extinction atmosphérique. L'importance du phénomène dépend de la distance zénithale de

l'objet, de la longueur d'onde, des conditions atmosphériques lors de l'observation et de l'altitude de l'observatoire.

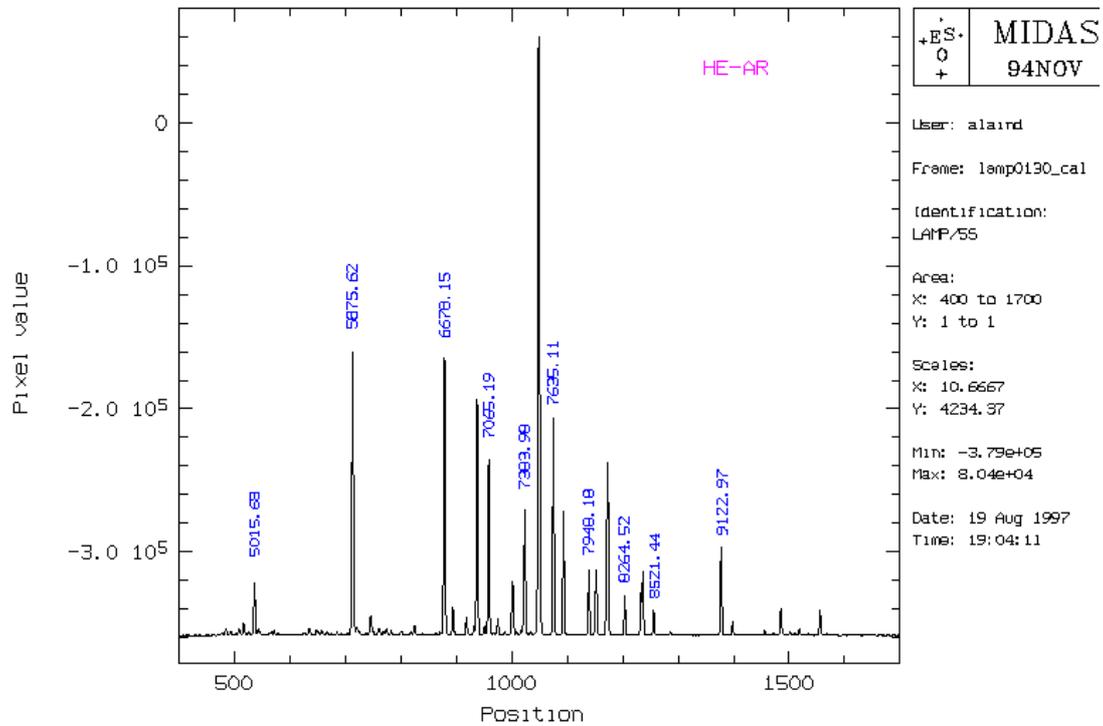


Figure B.2 : Spectre de la lampe He-AR obtenu dans la nuit du 22/05/97 et qui sert à l'étalonnage en longueur d'onde. Les positions en Angströms de quelques raies y sont indiquées.

Si M est la magnitude instrumentale, K_λ le facteur d'extinction de la magnitude au zénith et z la distance zénithale de l'objet, la magnitude hors atmosphère M_0 est donnée par :

$$M_{0(\lambda)} = M_{(\lambda)} - K_\lambda \sec z \quad (\sec z = 1 / \cos z = X)$$

Cette équation est connue sous le nom de loi de BOUGUER. Le coefficient K_λ est fonction de la longueur d'onde λ . Le terme $\sec z$ aussi noté X est appelé "masse d'air". Il définit l'épaisseur d'atmosphère traversée par les rayons lumineux. Par définition la masse d'air est de un pour une visée au zénith.

La distance zénithale s'obtient à partir de la relation :

$$\sec z = 1 / (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos H)$$

avec φ = latitude du lieu d'observation

δ = déclinaison de l'objet

H = angle horaire de l'objet

La prise en compte de l'extinction atmosphérique fait bien entendu partie intégrante de la réduction spectroscopique des observations. Pour ce faire, j'ai à disposition une table d'extinction moyenne pour un site d'observation donné, qui est une liste des coefficients K_λ . L'utilisation d'une même courbe d'extinction moyenne pour toutes les nuits photométriques (nuits claires) induit une erreur inférieure à 2% (à 5000 Å). Ce qui est négligeable comparée à l'incertitude induit par le choix de l'analogue solaire (voir paragraphe suivant).

Pour les observations à la Silla, j'ai utilisé la courbe d'extinction moyenne de Tüg (1977).

7. Division par un spectre solaire.

La dernière étape de la réduction consiste à enlever la lumière réfléchi du soleil, donc à diviser le spectre de l'astéroïde par le spectre du soleil. La division par le spectre solaire élimine les raies du soleil du spectre de l'astéroïde, quoique certaines raies importantes comme la raie H_α à 6563 Å soit quelquefois improprement enlevées, donnant lieu à des artefacts. Comme nous ne pouvons pas avoir le spectre du soleil directement, on observe des étoiles de type spectral le plus proche possible de celui du soleil. Hardorp (1978) a identifié un certain nombre d'étoiles candidates, en se basant sur des similarités dans le proche ultraviolet. Les meilleurs analogues solaires, observées lors de nos missions, sont données dans le tableau B.1.

Selon plusieurs auteurs dont Luu et Jewitt (1990) et Vilas et al. (1993), les différences dues à l'emploi de l'une ou l'autre des analogues solaires sont négligeables (erreur inférieure à 1 %/1000Å). La figure B.3 montre le rapport du spectre de HD76151 par celui du spectre de HD144585, tous deux obtenus dans la nuit du 22/05/1996 au télescope de 1,52m à l'ESO. Le rapport montre une pente insignifiante de 0,5 %/1000Å.

<i>HR</i>	<i>HD/BD</i>	<i>Nom</i>	<i>M_v</i>	<i>Type spectral</i>
Hémisphère Nord				
7504	186427	16 Cyg B	6,20	G5 V
	28099	Hyades 64	8,12	G6 V
Hémisphère Sud				
88	1835	9 Cet	6,39	dG2
2290	44594		6,60	G0
3538	76151		6,00	dG3
5996	144585		6,32	G4 IV-V
6060	146233	18 Sco	5,50	dG1

Tableau B.1 : Liste des analogues solaires observées pour la réduction de spectres d'astéroïdes. (Hardorp, 1982).

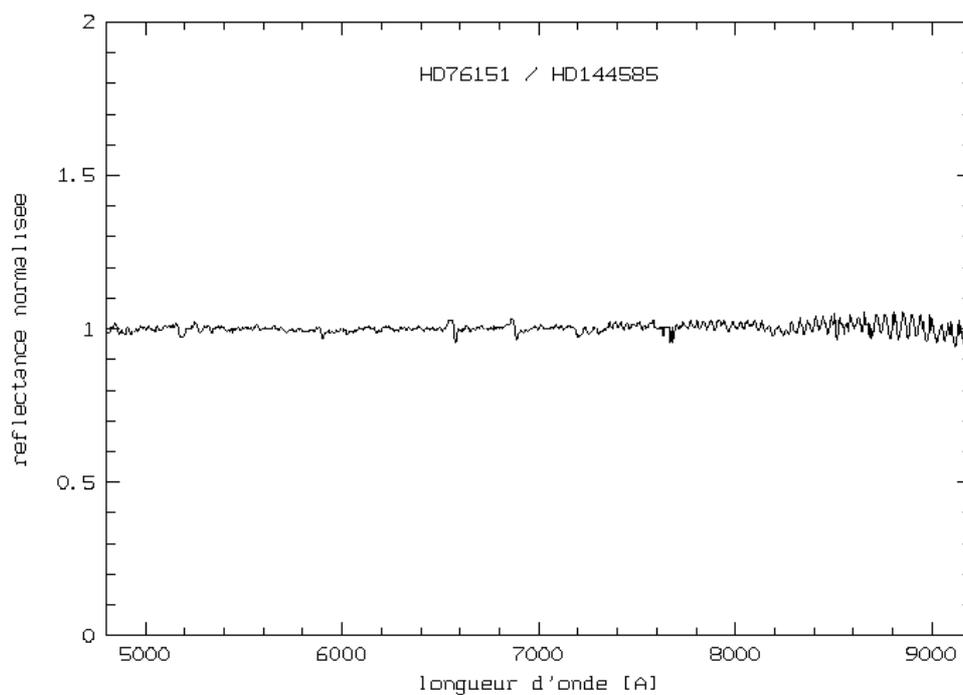


Figure B.3 : Rapport du spectre moyen de HD76151 par celui de HD144585. Les deux analogues solaires sont quasi identiques.

Références bibliographiques.

- ALVAREZ, L. W., ALVAREZ, W., ASARO, F., and MICHEL, H. V. 1980.** Extraterrestrial cause for the cretaceous-Tertiary extinction. *Science*. **208**, 1095-1108.
- BARUCCI, M. A., CAPRIA, M. T., CORADINI, A. and FULCHIGNONI, M.. 1987.** Classification of asteroids using G-mode analysis. *Icarus*. **72**, 304-324.
- BARUCCI, M. A., CAPRIA, M. T., FULCHIGNONI, M. and HARRIS, A. W. 1989.** On the shape and albedo variation of asteroids : results from Fourier analysis of synthetic and observed lightcurves. *Icarus*. **78**, 311-322.
- BARUCCI, M. A., and LAZZARIN, M. 1995.** Visible spectroscopy of the Rosetta asteroid targets : 3840 Mimistrobell and 2530 Shipka. *Icarus*. **118**, 216-218.
- BELL, J. F., HAWKE, B. R., and OWENSBY, 1987.** Carbonaceous chondrites from S-type asteroids? *Bull. Amer. Astron. Soc.* **19**, 841.
- BELL, J. F. 1988.** A probable asteroidal parent body for the CO or CV chondrites. *Meteoritics*. **23**, 256-257.
- BELL, J. F., OWENSBY, P. D., HAWKE, B. R. and GAFFEY, J. 1988.** The 52-color Asteroid Survey : Final results and interpretations. *Lunar Planet. Sci. XIX.*, pp 57-58.
- BELL, J. F. 1989.** Mineralogical clues to the origin of asteroid dynamical families. *Icarus*. **78**, 426-440.
- BENDJOYA, Ph., SLEZAK, E., and FROESCHLE, Cl. 1991.** The wavelet transform: A new tool for asteroid family determination. *Astron. Astrophys.* **251**, 312-330.
- BENZ, W., and ASPHAUG, E. 1994.** Impact simulation with fracture : I. Method and tests. *Icarus*. **107**, 98-116.
- BINZEL, R. P. 1988.** Collisional Evolution in the Eos and Koronis families : Observational and numerical results. *Icarus*. **73**, 303-313.
- BINZEL, R. P., FARINELLA, P., ZAPPALA, V. and CELLINO, A. 1989.** Asteroid rotation rates : distributions and statistics. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 416-441. Univ. of Arizona Press.
- BINZEL, R. P. and XU, S. 1993.** Chips off of asteroid 4 vesta : evidence for the parent body of basaltic achondrite meteorites. *Science*. **260**, 186-190.
- BINZEL, R. P., BURBINE, T. H., and BUS, S. J. 1996.** Ground based reconnaissance of asteroid 253 Mathilde : Visible wavelength spectrum and meteorite comparison. *Icarus* **119**, 447-449.
- BIRLAN, M., FULCHIGNONI, M. and BARUCCI, M. A. 1996a.** Effects of IRAS albedo correction on the G-mode asteroid taxonomy. *Icarus* **124**, 352-354.
- BIRLAN, M., BARUCCI, M. A., ANGELI, C., DORESSOUNDIRAM, A. and DE SANCTIS, C. 1996b.** Rotational properties of nine small asteroids. *Planet. And Space Sci.*, **44**, 555-558.

- BOTTKE, W. F., NOLAN, M. C., GREENBERG, R. and KOLVOORD, R. A. 1994.** Velocity distributions among colliding asteroids. *Icarus*, **107**, 255-268.
- BOTTKE, W. F. and MELOSH, H. J. 1996.** Formation of asteroid satellites and doublet craters by planetary tidal forces. *Nature*, **381**, 51-53.
- BROUWER, D. and VAN WOERKOM, A. J. 1950** The spectacular variations of the orbital elements of the principal planets. *Astron. Papers Amer. Ephem. Naut.*, **13**, 81-107.
- BURNS, R. G. 1970.** Mineralogical Applications of Crystal Field Theory. *New York: Cambridge University Press*.
- CARUSI, A., and G. B. VALSECCHI. 1982.** On asteroid classification in families. *Astron. Astrophys.* **115**, 327-335.
- CELLINO, A., PANNUNZIO, R., ZAPPALA, V., FARINELLA, P. and PAOLICCHI, P. 1985.** Do we observe lights curves of binary asteroids ? *Astron. Astrophys.* **144**, 355-362.
- CELLINO, A., ZAPPALA, V. and FARINELLA, P. 1991.** The size distribution of main-belt asteroids from IRAS data. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **253**, 561-574.
- CELLINO, A. and ZAPPALA, V. 1997.** Structure and inventory of the asteroid main belt population. *Proceedings of the COSPAR Colloquium N°. 10, Asteroids, Comets, Meteors* (sous presse).
- CHAPMAN, C. R. 1973.** Mineralogy of the asteroid belt and relationship to meteorites (abstract). *Bull. Amer. Astron. Soc.* **5**, 388.
- CHAPMAN, C. R. and SALISBURY, J. W. 1973.** Comparison of meteorite and asteroid spectral reflectivities. *Icarus*. **19**, 507-522.
- CHAPMAN, C. R., MORRISON, D. and ZELLNER, B. 1975.** Surface properties of asteroids: A synthesis of polarimetry, radiometry, and spectrophotometry. *Icarus*. **25**, 104-130.
- CHAPMAN, C. R. and GAFFEY, M. J. 1979.** Reflectance spectra for 277 asteroids. In *Asteroids (T. Gehrels, Ed)*, Univ. of Arizona Press, Tucson. 655-687.
- CHAPMAN, C. R., PAOLICCHI, P., ZAPPALA, V., BINZEL, R. P. and BELL, J. F. 1989.** Asteroids families : physical properties and evolution. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 416-441. Univ. of Arizona Press.
- CHAPMAN, C. R. 1996.** S-type asteroids, ordinary chondrites, and space weathering : The evidence from Galileo's fly-bys of Gaspard and Ida. *Meteoritics and Pla. Sci.* **31**, 699-725.
- CHAUVINEAU, B. and MIGNARD, F. 1990a.** Dynamics of binary asteroids. I. The Hill's case. *Icarus*. **83**, 360-381.
- CHAUVINEAU, B. and MIGNARD, F. 1990b.** Dynamics of binary asteroids. II. Jovian perturbations. *Icarus*. **87**, 377-390.
- CHAUVINEAU, B., MIGNARD, F. and FARINELLA, P. 1991.** The life-time of binary asteroids vs. Gravitational encounters and collisions. *Icarus*. **94**, 299-310.
- CLARK, B. E., BELL, J. F., O'CONNOR, D. J., and FANALE, F. P. 1994.** Infrared spectral observations of smaller (50 km) main belt S, K, and M type asteroids. *Lunar Planet. Sci.* **XXV**, 265-266.

- CLOUTIS, E., GAFFEY, M. J. JACKOWSKI, T. L. and REED, K. L. 1986.** Calibration of phase abundance, composition, and particle size distribution for olivine-orthopyroxene mixtures from reflectance spectra. *J. Geophys. Res.* **91**, 11641-11653.
- CRUIKSHANK, D. P., THOLEN, D. J., HARTMAN, W. K., BELL, J. F. and BROWN, R. H. 1991.** Three basaltic Earth-approaching asteroids and the source of the basaltic meteorites *Icarus*. **89**, 1-13.
- DAHLGREN, M., LAGERKVIST, C. -I., FITZSIMMONS A. WILLIAMS, I. P., and GORDON, M. 1997.** A study of Hilda asteroids. II. Compositional implication from optical spectroscopy. *Astron. Astrophys.* **323**, 606-619.
- DAVIS, D. R., RYAN, E. V. and FARINELLA, P. 1994.** Asteroid collisional evolution : results from current scaling algorithms. *Planet. Space Sci.* **42**, 599-610.
- DE GRAAUW, Th., HASER, L. N. BEINTEMA, D. A., ROELFSEMA, P. R. and al. 1996.** Observing with the ISO Short-Wavelength Spectrometer. *Astron. Astrophys.* **315**, L49-L54.
- DE SANCTIS, M. C., BARUCCI, M. A., ANGELI, C. A., FULCHIGNONI, M., BURCHI, R. and ANGELINI, P. 1994.** Photometric and CCD observations of 10 asteroids, *Planet. Space Sci.*, **42**, 859-864.
- DI MARTINO, M., MIGLIORINI, F., ZAPPALA, V., MANARA., A. and BRABIERI, C. 1997** Vertas asteroid family : remarkable spectral differences inside a primitive parent body. *Icarus*. **127**, 121-120.
- DOLLFUS, A., WOLFF, M., GEAKE, J. E., LUPISHLO, D. F. and DOUGHERTY, L. 1989.** Photopolarimetry of asteroids. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 594-616. Univ. of Arizona Press.
- DURDA, D.D. 1996** the formation of asteroidal satellites in catastrophic collisions. *Icarus*. **120**, 212-219.
- EDGEWORTH, K. E. 1949.** The origin and evolution of the solar system. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **109**, 600-609.
- EVERHART, E. 1974** Implicit single-sequence methods for integrating orbits. *Celest. Mech.* **10**, 35-55.
- FARINELLA, P., PAOLICCHI, P., TEDESCO, E. F. and ZAPPALA, V. 1981.** Triaxial equilibrium ellipsoids among asteroids? *Icarus*. **46**, 113-123.
- FARINELLA, P., PAOLICCHI, P. and ZAPPALA, V. 1982.** The asteroids as outcomes of catastrophic collisions *Icarus*. **52**, 409-433.
- FARINELLA, P. and DAVIS, D.R. 1992.** Collision rates and impact velocities in the Main Asteroid Belt. *Icarus*. **97**, 111-123.
- FARINELLA, P., DAVIS, D. R., CELLINO, A. and ZAPPALA, V. 1992.** From clusters to families : a proposal for a new nomenclature In *Asteroids Comets meteor 1991, (A.W. Harris, E. Bowell, Eds.)*, 165-166, L.P.I., Houston.
- FERRAZ-MELLO, S. 1994.** Kirkwood gaps and resonant groups. In *Asteroids, Comets, Meteors 1993*. Eds. Milani, A., Di Martino, M., Cellino, A. (Kluwer Academic Publishers London), 175-188.
- FILIPPENKO, A.V. 1982.** The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry. *Publication of the astronomical society of the Pacific*. **94**, 715-721.
- FLORCZAK, M., DOTTO, E., BARUCCI, M. A., BIRLAN, M., ERIKSON, A., FULCHIGNONI, M., PERRET, L., and THEBAULT, P. 1997.** Rotational Properties of Main Belt Asteroids. *Planet. Space Sci., sous presse*.

- FOWLER, J. W., and CHILLEMI, J. R. 1992.** IRAS asteroid data processing. In *The IRAS Minor Planet Survey, Tech. Rep. PL-TR-92-2049*, 17-43. Philipps Laboratory, Hanscom AF Base, MA.
- FRENCH, L. M., and BINZEL, R. P. 1989.** CCD photometry of asteroids. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 54-65. Univ. of Arizona Press.
- FUJIWARA, A., KAMIMOTO, G. and TSUKAMOTO, A. 1977.** Destruction of basaltic bodies by high velocity impact. *Icarus*. **31**, 277-288.
- FUJIWARA, A., CERRONI, P., DAVIS, D. R., RYAN, E., DI MARTINO, M., HOLSAPPLE, K. and HOUSEN, K. 1989.** Experiments and scaling laws on catastrophic collisions. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 240-265. Univ. of Arizona Press.
- FULCHIGNONI, M., BARUCCI, M. A., DI MARTINO, M., and DOTTO, E. 1995.** On the evolution of the asteroid spin. *Astron. Astrophys.* **299**, 929-932.
- GAFFEY, M. J. 1976** Spectral reflectance characteristics of the meteorites classes. *J. Geophys. Res.* **81**, 905-920.
- GAFFEY, M. J., BELL, J. F. and CRUIKSHANK, D. P. 1989.** Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 98-127. Univ. of Arizona Press.
- GAFFEY, M. J., REED, K. L., and KELLEY, M.S. 1992.** Relationship of E-type Apollo Asteroid 3103 (1982 BB) to the Enstatite Achondrite Meteorites and the Hungaria Asteroids. *Icarus*. **100**, 95-109.
- GAFFEY, M. J., BURBINE, T. H. and BINZEL, R. P. 1993a.** Asteroid spectroscopy - Progress and perspectives. *Meteoritics*. **28**, 161-187.
- GAFFEY, M. J., BELL, J. F., BROWN, R. H., and coauthors. 1993b.** Mineralogical variations within the S-type asteroid class. *Icarus*. **106**, 573-602.
- GIBLIN, I., MARTELLI, G., SMITH, P. N. and DI MARTINO, M. 1994.** Simulation of hypervelocity impacts using a contact charge. *Planet. Space Sci.* **42**, 1027-1030.
- GRADIE, J. C. and ZELLNER, B. 1977** Asteroids Families : observational evidence for common origins. *Science*. **197**, 254-255.
- GRADIE, J. C. 1978.** An Astrophysical study of the minor planets in the Eos and Koronis qsteroid families *Ph.D. dissertation*. University of Arizona.
- GRADIE, J. C. and TEDESCO, E. F. 1982.** Compositional structure of the asteroid belt. *Science*. **216**, 1405-1407.
- GRADIE, J. C., CHAPMAN, C. R. and TEDESCO, E. F. 1989.** Distribution of taxonomic classes and the compositional structure of the asteroid belt. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 98-127. Univ. of Arizona Press.
- GRADY, D. E. and KIPP, M. E. 1980.** Continuum modelling of explosive fracture in oil shale. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **17**, 147-157.
- GRADY, D. E. and KIPP, M. E. 1987.** Dynamic rock fragmentation. In *fracture mechanic of rock*. (B. K. Atkinson, Ed.), 429-475. Academic press, San Diego.
- GRANAHAN, J. C., SMITH, G. and BELL, J. F. 1993.** New K type asteroids. *Lunar Planet. Sci.* **XIV**, 557-558.

- GREENBERG, R. and NOLAN, M. C. 1989.** Delivery of asteroids and meteorites to the inner solar system. In *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.), 778-804. Univ. of Arizona Press.
- HAPKE, B. 1971.** Interferences from optical properties concerning the surface texture and compositions of asteroids. In *Physical Studies of Minor Planets*, ed. T. Gehrels, (NASA SP-267, Washington, D.C.:U.S. Government Printing Office), 67-77.
- HARDORP, J. 1978.** The Sun among the stars. I. A search for solar spectral analogs. *Astron. Astrophys.* **63**, 383-390.
- HARDORP, J. 1982.** The Sun among the stars. V. A second search for solar spectral analogs. The hyades' distance. *Astron. Astrophys.* **105**, 120-132.
- HARRIS, A. W., and YOUNG, J. W. 1980.** Asteroid rotation III - 1978 observations. *Icarus.* **43**, 20-32.
- HARRIS, A.W. 1996.** The rotation rates of very small asteroids: evidence for "rubble pile" structure. *Lunar planet. Sci. Conf.* Vol. XXVII, pp. 493-494.
- HARTMANN, W. K. 1980.** Continued low velocity impact experiments at Ames vertical gun facility : miscellaneous results. *Lunar Planet. Sci.* **XI**, 404-406.
- HARTMANN, W. K. 1988.** Impact strengths and energy partitioning in impacts into finite solid targets. *Lunar Planet. Sci.* **XIX**, 451-452.
- HIRAYAMA, K. 1918.** Groups of asteroids probably of common origin. *Astron. J.* **31**, 185-188.
- HOLSAPPLE, K. A. 1993.** The scaling of impact processes in planetary sciences. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **21**, 333-373.
- HOLSAPPLE, K. A. 1994.** Catastrophic disruptions and cratering of solar system bodies : a review and new results. *Planet. Space Sci.* **42**, 1067-1078.
- HOUSEN, K. R., SCHMIDT, R. M. and HOLSAPPLE, K. A. 1991.** Laboratory simulation of large scale fragmentation events. *Icarus* **94**, 180-190.
- HUDSON, R. S. and OSTRO, S. J. 1994.** Shape of asteroid 4769 Castalia (1989 PB) from inversion of radar images. *Science* **263**, 940-943.
- HUDSON, R. S. and OSTRO, S. J. 1995.** Shape and non-principal axis spin rate of asteroid 4179 Toutatis. *Science* **270**, 84-86.
- The IRAS Minor Planet Survey, 1992,** Edited by E.F. Tedesco. Phillips Laboratory Technical Reports No. PL-TR-92-2049. Hanscom Air Force Base, MA.
- JEWITT, D. and LU, J. X. 1993.** Discovery of the candidate Kuiper belt objects 1992 QB₁. *Nature.* **362**, 730-732.
- JOHNSON, T. V., and FANALE, F. P. 1973** Optical properties of carbonaceous chondrites and their relationship to asteroids. *J. Geophys. Res.* **78**, 8507-8518.
- JONES, T. D., LEBOSKY, L. A., LEWIS, J. S. and MARLEY, M. S. 1990** The comparison and origin of the C, P, and D asteroids-Water as a tracer of thermal evolution in the outer belt. *Icarus.* **88**, 172-192.
- KNEZEVIC, Z. and MILANI. 1994** Asteroid proper elements: The Big picture. In *Asteroids, Comets, Meteors 1993* (A. Milani, M; Di Martino, and A. Cellino, Eds.), 143-158. Kluwer Academic, Dordrecht.

- KOWAL, C. T. 1996.** Asteroids: their nature and utilization..*Wiley-Praxis series in astronomy and astrophysics*.
- KRESAK, L 1977.** Mass content and mass distribution of the asteroids system. *Bull. Astron. Inst. Czech.* **28**, 65-82.
- KUIPER, G. P. 1951.** On the origin of the solar system. In *Astrophysics : A topical Symposium* (J. A. Hynek, Ed.), 357-424. McGraw-Hill, New York.
- KUIPER, G. P., FUGITA, Y., GEHRELS, T., GROENEVELD, I, KENT, J., VAN BIESBROECK, G. and VAN HOUTEN, C. J. 1958.** Survey of asteroids. *Astrophys. J. Suppl.* **3**: 289-428.
- LABEYRIE, A. 1978.** Stellar interferometry methods. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **16**, 77-102.
- LAGERKVIST, C. I., MAGNUSSON, P., DEBEHOGNE, H., HOFFMAN, M., ERIKSON, A., DE CAMPOS, A., CUTISPOTO, G. 1992.** Photoelectric photometry of asteroids obtained at ESO and Hoher List Observatory. *Astron. Astrophys. Sup. Ser.* **95**, 461-470.
- LEBOFSKY, L. A., FEIERBERG, M. A., TOGUNAGA, A. T., LARSON, H. P. and JOHNSON, J. R. 1981.** The 1.7 to 4.2 μm spectrum of asteroid 1 Ceres : evidence for structural water in clay minerals. *Icarus.* **48**, 453-459.
- LEBOFSKY, L. A. and SPENCER, J. R. 1989.** Radiometry and thermal modelling of asteroids. In *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.), 128-147. Univ. of Arizona Press.
- LEMAITRE, A., and MORBIDELLI. 1994** Calculation of proper elements for high inclined asteroidal orbits. *Celest. Mech. Dynam. Astron.* **60**, 29-56.
- LEMKE, D, KLAAS, U., ABOLINS, J., ABRAHAM, P. and al. 1996.** ISOPHOT capabilities et performance. *Astron. Astrophys.* **315**, L64-L70.
- LOVE, S. G. and AHRENS, T. J. 1996.** Catastrophic impacts on gravity dominated asteroids. *Icarus* **124**, 141-155.
- LUU J. X. and JEWITT, D.C. 1990.** Charge couple device of asteroids. 1. Near-Earth and 3:1 resonance asteroids. *Astron. J.* **99**, 1985-2011.
- MAGNUSSON, P., BARUCCI, M. A., DRUMMOND, J. D., LUMME, K., OSTRO, S. J., SURDEJ, J., TAYLOR, R. C. and ZAPPALA, V. 1989.** Determination of pole orientations and shapes of asteroids. In *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.), 66-97. Univ. of Arizona Press.
- MARTELLI, G., ROTHWELL, P., SMITH, P. N., GIBLIN, I., MARTINSON, J., DUCROCQ, E., WETTSTEIN, M., DI MARTINO, M. and FARINELLA, P. 1991.** Jets of fragments from catastrophic break-up and their astrophysical implications. In *Origin and evolution of interplanetary dust* (H. Hasegawa and A. C. Levasseur-Regourd Eds.), 383-386. Kluwer, Dordrecht.
- MARTELLI, G., ROTHWELL, P., GIBLIN, I., SMITH, P. N., DI MARTINO, M. and FARINELLA P. 1993.** Fragment jets from catastrophic break-up events and the formation of asteroid binaries and families. *Astron. Astrophys.* **271**, 315-318.
- MARTELLI, G., RYAN, E. V., NAKAMURA, A. M. and GIBLIN, I. 1994.** Catastrophic disruption experiments : recent results. *Planet. Space Sci.* **42**, 1013-1026.
- MARZARI, F., DAVIS, D., and VANZANI, V. 1995.** Collisional evolution of asteroid families *Icarus.* **113**, 168-187.

- MATSON, D. L. 1971.** Infrared observations of asteroids. In *Physical Studies of Minor Planets*, ed. T. Gehrels, NASA SP-267, 45-50.
- MCCORD, T. B., ADAMS, J. B. and JOHNSON, T. V. 1970.** Asteroid Vesta : spectral reflectivity and compositional implications. *Science*. **168**, 1445-1447.
- MCFADDEN, L. A., COCHRAN, A. L., BARKER, E. S., CRUIKSHANK, D. P. and HARTMANN, W. K. 1993.** The enigmatic object 2201 Oljato. Is it an asteroid or an evolved comet?. *JGR*. **98**, 3031-3041.
- MELOSH, H. J., RYAN, E. V. and ASPHAUGH, E. 1992.** Dynamic fragmentation in impacts: hydrocode simulation of laboratory impacts. *J. Geophys. Res.* **97**, 14735-14759.
- MILANI, A., and KNEZEVIC, Z. 1990.** Secular perturbation theory and computation of asteroid proper elements. *Celest. Mech. Dynam. Astron.* **49**, 347-411.
- MILANI, A., and KNEZEVIC, Z. 1992.** Asteroid proper elements and secular resonances. *Icarus*. **98**, 211-232.
- MILANI, A. 1993.** The Trojan asteroid belt : Proper elements, stability, chaos and families., *Celest. Mech.* **57**, 59-94.
- MILANI, A., and KNEZEVIC, Z. 1994.** Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt. *Icarus*. **107**, 219-254.
- MILLIS, R. L. and DUNHAM, D. W. 1989.** Precise measurement of asteroid sizes and shapes from occultation. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 148-170. Univ. of Arizona Press.
- MORBIDELLI, A., ZAPPALA, V., MOONS, M., CELLINO, A., and GONCZI, R. 1995.** Asteroid families close to mean motion resonances : dynamical effects and physical implications. *Icarus*. **118**, 132-154.
- MOTTOLA, S., SEARS, W.D., ERIKSON, A. and al 1995.** The slow rotation of 253 Mathilde. *Planet. Space Sci.* **43**, 1609.
- NAKAMURA, A. and FUJIWARA, A. 1991.** Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption. *Icarus* **92**, 132-146.
- NICHOLS, C. R. 1993** Volatile products from carbonaceous asteroids. In *Ressources of Near-Earth Space (J. Lewis, M.S. Mathews and M. L. Guerrieri Eds.)*, 543-568. Univ. of Arizona Press.
- O'LEARY, B. 1977.** Mining the Apollo and Amor Asteroids. *Science*. **197**, 363-366.
- OSTRO, S. J. 1989.** Radar observations of asteroids. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.)*, 192-212. Univ. of Arizona Press.
- OSTRO, S. J., HUDSON, R. S., JURGENS, R. F., ROSEMA, K. D., CAMPBELL, D. B., YEOMANS, D. K., CHANDLER, J. F., GIORGINI, J. D., WINKLER, R., ROSE, R., HOWARD, S. D., SLADE, M. A., PERILLAT, P. and SHAPIRO, I. I. 1995.** Radar images of asteroid 4179 Toutatis. *Science* **270**, 80-83.
- PAOLICCHI, P., CELLINO, A., FARINELLA, P. and ZAPPALA, V. 1989.** A semiempirical model of catastrophic breakup processes. *Icarus* **77**, 187-212.
- PAOLICCHI, P., VERLICCHI, A. and CELLINO, A. 1993.** Catastrophic fragmentation and formation of families: preliminary results from a new numerical model. *Celest. Mech. Dynam. Astron.* **57**, 49-56.

- PAOLICCHI, P., VERLICCHI, A. and CELLINO, A. 1996.** An improved semi-empirical model of catastrophic impact processes. I. Theory and laboratory experiments. *Icarus* **121**, 126-157.
- PIETERS, C. and MCFADDEN, L.A. 1994.** Meteorites and asteroid reflectance spectroscopy : Clues to early solar system processes. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **22**, 457-497.
- RABINOWITZ, D., BOWELL, E., SHOEMAKER, E. and MUINONEN, K. 1994.** The population of Earth-crossing asteroids. In *Hazards due to comets and asteroids (T. Gehrels, M.S. Mathews and A.M. Schuman Eds.)*, 300-158. University of Arizona Press.
- RIVKIN, A. S., CLARK, B. E., LEBOFISKY, L. A. 1996.** Infrared spectrophotometry of NEAR target asteroids. *BASS*. **28**, 1098.
- RODIER, F. 1988** Interferometric imaging in optical astronomy. *Phys. Rept.* **170(2)**, 97-166.
- RYAN, E. V., HARTMANN, W. and DAVIS, D. R. 1991.** Impact experiments 3 : catastrophic fragmentation of aggregate targets and relation to asteroids. *Icarus* **94**, 284-298.
- RYAN, E. V. and DAVIS, D. R. 1994.** Energy partitioning in catastrophic collisions. *Lunar Planet. Sci.* **XXV**, 1175-1176.
- SAFRONOV, V. S. 1969.** Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the Earth and planets. (*Moscow : Nauka*). In Russian. Trans. NASA TT F-677, 1972.
- SALISBURY, J. W. and HUNT, G. R. 1974.** Meteorite spectra and weathering. *J. Geophys. Res.* **79**, 4439-4441.
- SALISBURY, J. W., WALTER, L. S., VERGO, N., and D'ARIA D. M. 1991.** Infrared (2.1-25 μm) spectra of minerals. *The Johns Hopkins University Press*.
- SCHOBERT H. J., and STANZEL, R. 1979.** On the light variations of the C-type asteroids 140 Siwa and 790 Tretoria. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **38**, 265-268.
- SCHUBART J. 1982.** Three characteristic parameters of orbits of Hilda-type asteroids. *Astron. Astrophys.* **114**, 200-204.
- SCHUBART J. 1991.** Additional results on orbits of Hilda-type asteroids. *Astron. Astrophys.* **241**, 297-302.
- SODERBLUM, L. A. 1993.** The composition and mineralogy of the martian surface from spectroscopic observations : 0.3 μm to 50 μm). In *Mars (H. H. Kieffer, B. M. Jakosky, C. W. Snyder, and M.S. Mathews Eds.)*, 557-593. Univ. of Arizona Press.
- SPRAGUE, A. 1992.** In asteroid infrared spectroscopy : future observational directions. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 41 (*Sun Kwok Ed.*), Astronomic society of the pacific.
- TESDESCO, E. F., WILLIAM, J. G., MATSON, D. L., VEEDER, G. J., GRADIE, J. C. and LEBOFISKY, L. A. 1989.** Three-parameter asteroid taxonomy classifications. In *Asteroids II (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews, Eds)*, Univ. of Arizona Press, Tucson. pp 1151-1161.
- TESDESCO, E. F., VEEDER, G. J., FOWLER, J. W., and CHILLEMI, J. R. 1992.** The Iras Minor Planet Survey. Phillips Laboratory technical report No. PL-TR-92-2049. Hanscom Air Force Base, MA.
- THOLEN, D. J. 1984** asteroids taxonomy from cluster analysis of photometry. *Ph.D. thesis*. University of Arizona.
- TÜG, H. 1977.** Vertical extinction on La Silla. *Messenger*. **11**, 7-8.

- VALSECCHI, G. B., CARUSI, A., KNEZEVIC, Z., KRESAK, L. and WILLIAMS, J. G. 1989.** Identification of asteroid dynamical families. In *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.), 368-385. Univ. of Arizona Press.
- VAN HOUTEN, C. J., VAN HOUTEN-GROENEVELD, I., HERGET, P. and GEHRELS, T. 1970.** The Palomar-Leiden survey of faint minor planets. *Astron. Astrophys. Suppl* **2**, 339-448.
- VEEDER, J. G., MATSON, D. L., OWENSBY, P. D., GRADIE, J. C., BELL, J. F. and TEDESCO, E. F. 1995.** Eos, Koronis, and Maria family asteroids : Infrared (JHK) photometry. *Icarus*. **114**, 186-196.
- VERLICCHI, A., LA SPINA, A., PAOLICCHI, P. and CELLINO, A. 1994.** The interpretation of laboratory experiments in the frame-work of an improved semi-empirical model. *Planet. Space Sci.* **42**, 1031-1041.
- VEVERKA, J., THOMAS, P. C., HELFENSTEIN, P., LEE, P., HARCH, A., CALVO, S., CHAPMAN, C. R., BELTON, M. J. S., KLAASEN, K., JOHNSON, T. V. and DAVIES, M. 1996.** Dactyl: galileo observations of Ida's satellite. *Icarus*. **120**, 200-211.
- VILAS, F., LARSON, S. M., HATCH, E. C. and JARVIS, K. S. 1993.** CCD reflectance spectra of selected asteroids. II. Low albedo asteroid spectra and data extraction techniques. *Icarus*. **105**, 67-78.
- VILAS, F. 1994.** A cheaper, faster, better way to detect water of hydration on solar system bodies. *Icarus*. **111**, 456-467.
- VILAS, F., JARVIS, K. S. and GAFFEY, M. J. 1994.** Iron alteration minerals in the visible and near-infrared spectra of low-albedo asteroids. *Icarus*. **109**, 274-283.
- WEIDENSCHILLING, S. J., PAOLICCHI, P. and ZAPPALA, V. 1989.** Do asteroids have satellites? In *Asteroids II*, (R.P. Binzel, T. Gehrels, and M.S. Mathews Eds.), 643-658. University of Arizona Press, Tucson.
- WILLIAMS, J. G. 1979.** Proper elements and family memberships of the asteroids. In *Asteroids*, (T. Gehrels, Ed.), 1040-1063. Univ. of Arizona Press.
- WISNIEWSKI, W. Z. 1991.** Physical studies of small asteroids. I - Lightcurves and taxonomy of 10 asteroids. *Icarus* **90**, 117-122
- XU, S., BINZEL, R. P., BURBINE, T. H. and BUS, S. J. 1995.** Small main belt asteroid spectroscopic survey : initial results. *Icarus*. **115**, 1-35.
- ZAPPALA, V., FARINELLA, P., KNEZEVIC, Z. and PAOLICCHI, P. 1984.** Collisional origin of asteroid families: mass and velocity distributions. *Icarus*. **59**, 261-285.
- ZAPPALA, V., CELLINO, A., FARINELLA, P., and KNEZEVIC, Z. 1990.** Asteroid Families: I. Identification by hierarchical clustering and reliability assessment. *Astron. J.* **100**, 2030-2046.
- ZAPPALA, V., BENDJOYA, P., CELLINO, A., FARINELLA, P., FROESCHLE, C. 1995.** Asteroids Families : Search of a 12487 Asteroids Sample Using Two Different Clustering Techniques. *Icarus*. **73**, 291-314.
- ZAPPALA, V. and CELLINO, A. 1996.** Main belt asteroids: present and future inventory. In *Completing the Inventory of the Solar System*, (T. W. Rettig, and J. M. Hahn Eds.), 29-44. A.S.P. Conf. Ser. 107.
- ZAPPALA, V., CELLINO, A., MIGLIORINI, F., DI MARTINO, M. 1996a** Eos fugitives : a plausible source of CV/CO chondrites. *Bull. American Astron. Soc.* **Vol 28 N. 3**, 1100.

ZAPPALA, V., CELLINO, A., DELL'ORO, A., MIGLIORINI, F. and PAOLICCHI, P 1996b. Reconstructing the original ejection velocity fields of asteroid families. *Icarus*. **124** 156-180.

ZELLNER, B. 1973. Polarimetric albedos of asteroids (abstract). *Bull Amer.Astron. Soc.* **5**, 388.

ZELLNER, B. 1979. Asteroid taxonomy and the distribution of the compositional types. In *Asteroids II* (T. Gehrels, Ed.), 783-806. Univ. of Arizona Press.

ZELLNER, B., THOLEN, D. J. and TEDESCO E. F. 1985. The eight-color asteroids survey: Results for 589 minor planets. *Icarus*. **61**, 355-416.

Liste des publications.

Articles dans des journaux à comité de lecture.

BIRLAN, M., BARUCCI, M.A., ANGELI, C., DORESSOONDIRAM, A. and DE SANCTIS, M. C. 1996. Rotational Properties of Asteroids: CCD Observations of Nine Small Asteroids. *Planet. Space Sci.*, Vol 44, No. 6, 555-558.

LAZZARIN, M., BARRUCI, M.A., DORESSOONDIRAM, A. 1996. Visible Spectroscopy of Possible Cometary Candidates. *Icarus*. **122**, 122-127.

DORESSOONDIRAM, A., BARUCCI, M.A. and FULCHIGNONI, M. 1997. Search for rotational variation in the spectra of 253 Mathilde. *Astron. Astrophys.* **325/1**, L9-L11.

DORESSOONDIRAM, A., PAOLICCHI, P., VERLICCHI, A. and CELLINO, A., 1997. Formation of Binary Asteroids as Outcomes of Catastrophic Collisions. *Planet Space Sci.* **45**, 757-770.

LAZZARIN, M., DI MARTINO, M., BARUCCI, M. A., DORESSOONDIRAM, A., and FLORCZAK, M. 1997. Compositional properties of Near-Earth Asteroids : spectroscopic comparison with ordinary meteorites. *Astron. Astrophys.* **327**, 388-391

LAZZARO, FLORCZAK, M., D., ANGELI, C., CARVANO, J., BETZLER, A., CASATI, A., BARRUCI, M.A., DORESSOONDIRAM, A. and LAZZARIN, M. 1997. Photometric Monitoring of 2060 Chiron's brightness at perihelion. accepted to *Planet. Space Sci.*

DORESSOONDIRAM, A., BARUCCI, M.A., FULCHIGNONI, M., and FLORCZAK, M. 1997. EOS family : A Spectroscopic Study. *accepted to Icarus*.

BARRUCI, M.A., DORESSOONDIRAM, A. FULCHIGNONI, M., FLORCZAK, M., LAZZARIN, M. and ANGELI, C. 1997. Compositional type characterization of ROSETTA asteroid candidates. accepted to *Planet. Space Sci.*

BARRUCI, M.A., DORESSOONDIRAM, A. FULCHIGNONI, M., FLORCZAK, M., ANGELI, C., LAZZARO, D. and LAZZARIN, M. 1997. Search for aqueous altered materials on asteroids : evidence of thermal metamorphism. *Accepted to Icarus*.

FLORCZAK, M., BARRUCI, M.A., DORESSOONDIRAM, A., LAZZARO, D., ANGELI, C. and DOTTO, E. 1997. Compositional Investigation of Flora Family : Visible spectroscopic survey. Submitted to *Icarus*. May 9, 1997.

Communications à des rencontres internationales.

DORESSOONDIRAM, A., BARUCCI, M. A., FULCHIGNONI, M. FARINELLA, P., PAOLICCHI, P., M. VERLICCHI, A., MARZARI, F., and CELINO, A. 1995. Occurrence of Binaries in a Semi-empirical Model of Catastrophic Impact Processes. *27th Annual Meeting of The Division for Planetary Sciences, Oct. 9-13, Hawaii, USA. p 21.*

PAOLICCHI, P., VERLICCHI, A., CELLINO, A. and DORESSOONDIRAM, A. 1996 An Improved Semi-empirical Model of Catastrophic Impact Processes. Theory, Laboratory Experiments, Formation of Families and of Binary Asteroids. *Proceedings of the first Italian meeting held in Bormio, Italy, January 21-28, 1996. pp 29-30*

DORESSOONDIRAM, A., VERLICCHI, A., PAOLICCHI, P., CELINO, A., BARUCCI, M. A., FARINELLA, P., FULCHIGNONI, M., MARZARI, F., STRANIERI, T., and ZAPPALA V., 1996 Formation of Binary Asteroids from Catastrophic Collisions. *Asteroids, Comets, Meteors colloquium, July 8-12, 1996. Versailles, France p 11.*

DORESSOONDIRAM, A., BARUCCI, M. A., BIRLAN, M., and FULCHIGNONI, M. 1996 Visible Spectroscopy of Eos Family. *Asteroids, Comets, Meteors colloquium, July 8-12, 1996. Versailles, France. p 5.*

ANGELI, C., LAZZARO, D., FLORCZAK, M., BETZLER, A., CASATI, A., BARUCCI, A., DORESSOONDIRAM, A., GIULIATTI-WINTER, S., WINTER, O., and FORYTA, D. 1996. Photometric and Spectroscopic Observations of a Possible ROSETTA Candidate : 1071 BRITA. *Asteroids, Comets, Meteors colloquium, July 8-12, 1996. Versailles, France. p 53.*

DORESSOONDIRAM, A., BARUCCI, M. A., FULCHIGNONI, M. FLORCZAK, M. 1997. Spectral Characterization and Compositional Investigation of Eos Family. *29th Annual Meeting of The Division for Planetary Sciences, Jul. 28-Aug 1, 1997. Cambridge, USA. BAAS 29, 07.18.*

FLORCZAK, M., BARUCCI, M. A., LAZZARO, D., ANGELI, C. A., DORESSOONDIRAM, A., and DOTTO, E. 1997. Visible Spectroscopic Observations of Flora Family. *29th Annual Meeting of The Division for Planetary Sciences, Jul. 28-Aug 1, 1997. Cambridge, USA. BAAS 29, 07.17.*

BARUCCI, M. A., DORESSOONDIRAM, A., FULCHIGNONI, M., FLORCZAK, M., LAZARRIN, M., ANGELI, C. and LAZZARO, D. 1997. Search for Aqueous Altered Materials on Asteroids *29th Annual Meeting of The Division for Planetary Sciences, Jul. 28-Aug 1, 1997. Cambridge, USA. BAAS 29, 07.15.*

LAZARRIN, M., DI MARTINO, M., BARUCCI, M. A., DORESSOONDIRAM, A., and FLORCZAK, M. 1997. Spectroscopic Comparison between Near-Earth Asteroids and

Ordinary Meteorites. *29th Annual Meeting of The Division for Planetary Sciences, Jul. 28-Aug 1, 1997. Cambridge, USA. BAAS 29, 05.10.*

BARUCCI, M. A., CROVISIER, J., DORESSOUDIRAM, A., ENCRENAZ, T., KNACKE, R. F., LELLOUCH, E., DOTTO, E., FULCHIGNONI, M. and DE SANCTIS, C. 1997. First results on asteroids. *ISO to the Peaks workshop, October 6-8, Madrid, Spain.*