

Ministério da Ciência e Tecnologia  
Observatório Nacional

# Inter-relação e Propriedades Físicas de Asteróides, Cometas e Objetos Trans-netunianos

Alvaro Augusto Alvarez-Candal

**Tese de doutorado**  
**Orientador: Dra. Daniela Lazzaro**

Apresentada como requisito para a obtenção do grau de doutor em astronomia.  
Rio de Janeiro, 12 de outubro de 2006

Наташи

*“...era la materia prima de toda construcción ideal, o el barro con que se amasan los  
ensueños...”*

LEOPOLDO MARECHAL – Adán Buenosayres

# Agradecimientos

*Siempre quedará alguno afuera, no por desmerecimiento, sino mas bien por una patológica falta de memoria, pido perdón por adelantado. Entonces, ahí voy:*

*Le agradezco a mi familia, por su apoyo y por siempre estar a mi lado, ¡gracias Pochy, Nené, David y Alito!*

*Agradeço-lhe a Daniela Lazzaro que me orientou ao longo da minha estada no ON. Também ao pessoal do grupo de Ciências Planetárias do ON.*

*También le agradezco a René Duffard que, una vez más, me arrojó a los leones, una sana costumbre. A Fernando Roig por la amistad y su ayuda para luchar contra computadoras y bichos por el estilo, lamentablemente siempre fui abrumadoramente derrotado.*

*Gracias a Javier Licandro por la colaboración y el haberme recibido en La Palma y también muchas gracias a Mario Melita por la atención recibida en Buenos Aires.*

*Aos amigos e colegas do ON, poderia tentar menciona-los a todos, mas com certeza vou me esquecer de muitos. Os que têm que estar aqui o sabem, os que não, também.*

*A los amigos de siempre, de aquí, allá y acullá. La distancia no hace mella en la memoria... creo.*

*Ao 407, O número. Deixa ver, Alessandro, Giovanni, Gustavo, Germán, Carlos, Patricio e Nobar. Valeu caras!*

*Agradeço também ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq, e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES pelo suporte financeiro durante meu doutorado.*

## Resumo

Neste trabalho foram estudadas diferentes populações de pequenos corpos do Sistema Solar visando um melhor entendimento de suas propriedades físicas e das inter-relações existentes entre estas.

Em primeiro lugar foram estudadas as propriedades rotacionais de asteróides pertencentes as famílias dinâmicas de Themis, Eos e Maria do cinturão principal. Os resultados indicam que existe uma relação entre a rotação dos objetos e o diâmetro para as famílias de Themis e Maria. Comparando as distribuições de frequências rotacionais das famílias foi detectado que Themis é a que tem, em média, os rodadores mais lentos enquanto Maria tem os mais rápidos.

O estudo espectroscópico e dinâmico da região interna do Cinturão de Asteróides, por outro lado, mostrou uma complicada rede de ressonâncias que deve ter influenciado a distribuição de composições observada.

No que concerne ao estudo dos objetos de transição foram realizados dois estudos sobre asteróides em órbitas cometárias e um sobre cometas da família de Júpiter. Os resultados indicam que duas sub-populações de asteróides em órbitas cometárias podem ter origens diferentes. Os NEOs, com distância perihélica menor do que 1.3 UA, parecem ter vir do cinturão principal de asteróides enquanto os não-NEOs dos cometas da família de Júpiter.

Finalmente, foram realizados dois estudos sobre objetos trans-netunianos. No primeiro foi medido o diâmetro do Caronte através da observação de um evento de ocultação estelar. O raio medido foi de  $603.6 \pm 1.4$  km. No segundo trabalho foi observado o objeto trans-netuniano (59358) 1999 CL<sub>158</sub> procurando por evidências de recentes colisões. No espectro no infra-vermelho próximo do objeto foi encontrado uma estrutura em absorção possivelmente devida à presença de gelo de metano em sua superfície, a qual é interpretada como sendo uma evidência de uma colisão.

## Abstract

In this work we studied different populations of minor bodies of the Solar System in order to obtain a better understanding of their physical properties and the interrelations between them.

In first place, we studied the rotational properties of asteroids members of the Themis, Eos and Maria dynamical families. The results show that there exists a correlation between the rotational frequency and the diameter of the objects for the Themis and Maria family members. From the comparison of the distributions of rotational frequencies of the families, we obtained that Themis and Maria have the lowest and highest mean frequency, respectively. We also performed a spectroscopic and dynamical analysis of the inner region on the Main Belt. The results show that there exists a complicated web of resonances which probably shapes the observed compositional distribution along this region.

Concerning transitional objects, we performed studies on asteroids in cometary orbits and Jupiter family comets. We obtained that two sub-populations of asteroids in cometary orbits can have different sources. The NEOs, with perihelion distance lower than 1.3 AU, seem to come from the Main Belt while the non-NEOs from the Jupiter family comets.

Finally, we performed two studies on trans-neptunian objects. In the first we measured the radius of Charon from a stellar occultation. The obtained radius was of  $603.6 \pm 1.4$  km. In the second study we observed the trans-neptunian object (59358) 1999 CL<sub>158</sub> searching for evidence of a recent collision. On its near-infrared spectrum we found an absorption feature possibly due to methane ice on the surface of the object. This feature is interpreted as evidence of a recent collisional event.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Observações de asteróides</b>	<b>3</b>
2.1	Introdução . . . . .	3
2.1.1	Propriedades rotacionais . . . . .	5
2.1.2	Propriedades composicionais . . . . .	7
2.1.3	Famílias de asteróides . . . . .	9
2.2	Propriedades rotacionais de famílias . . . . .	10
2.3	Região interna do cinturão principal . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Objetos de Transição: cometas – asteróides</b>	<b>53</b>
3.1	Introdução . . . . .	53
3.1.1	Cometas . . . . .	54
3.1.2	Parâmetro de Tisserand . . . . .	55
3.1.3	Intrusos . . . . .	58
3.2	Asteróides em órbitas cometárias . . . . .	60
3.2.1	Propriedades espectroscópicas . . . . .	61
3.2.2	Função cumulativa de luminosidade . . . . .	71
3.3	Evolução dinâmica de cometas da família de Júpiter . . . . .	79
3.4	Discussão . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Propriedades físicas de objetos trans-netunianos</b>	<b>93</b>
4.1	Introdução . . . . .	93
4.1.1	Estrutura dinâmica . . . . .	94
4.1.2	Propriedades físicas . . . . .	97
4.2	Ocultação de Caronte . . . . .	102
4.3	Trans-netunianos instáveis . . . . .	110
4.3.1	Observação e redução . . . . .	111

4.3.2	Análise . . . . .	113
4.3.3	Discussão . . . . .	115
<b>5</b>	<b>Perspectivas futuras</b>	<b>118</b>
<b>A</b>		<b>130</b>

# Lista de Figuras

2.1	Sistema Solar interior, os pontos vermelhos representam os NEOs e os verdes o cinturão principal. A concentração de pontos azuis na órbita de Júpiter são os Troianos. Imagem obtida do <i>Minor Planets Center</i> . . . . .	4
2.2	Distribuição do número de objetos em função do semi-eixo maior na região entre 0.5 e 5.5 UA. As linhas vermelhas indicam falhas associadas a ressonâncias de movimentos médios, as linhas em lilás indicam concentrações de asteróides em regiões também associadas a ressonâncias de movimentos médios. . . . .	5
2.3	Diferentes tipos de comportamento espectral em asteróides. . . . .	8
2.4	Famílias de asteróides no cinturão principal. As diferentes cores representam distintas famílias. . . . .	10
2.5	Degenerescência da curva de luz formada por dos casos distintos, um elipsóide e uma esfera com uma mancha. . . . .	12
2.6	Distribuições de frequências das três famílias estudadas. Themis no painel superior, Eos no painel do meio e Maria no inferior. Para facilitar a comparação visual as escalas foram mantidas iguais, assim como também o tamanho do <i>bin</i> . . . . .	14
2.7	Gráficos no espaço $H - f$ das três famílias estudadas. Acima a esquerda Themis, a direita Eos e abaixo Maria. . . . .	15
2.8	Famílias e clumps no cinturão principal interior. Estes últimos são representados por pontos cinza, enquanto as famílias são representadas em azul, Baptistina, em vermelho, Vesta, em verde, Nysa, em preto, Erigone e em azul-celeste, Massalia. . . . .	31
2.9	Teste do método de correção de viés observacional. Em azul aparece a população de objetos numerados com $H$ até 13.5 e, em vermelho, a população sem viés. . . . .	34
3.1	Esquerda: cometa 1P/Halley, imagem da sonda Giotto, em 1986 (ESA). Direita: cometa 9P/Tempel 1, imagem da missão Deep Impact, em 2005 (NASA). . . . .	55
3.2	Distribuição de asteróides (pontos) e cometas (asteriscos). As linhas indicam, o valor constante de $T = 2$ (linha tracejada), $T = 3$ (linha contínua) e $q = 1.3$ UA (linha ponto-tracejada). Para melhor claridade foram retirados os asteróides do retângulo. . . . .	58



3.3	Asteróides em órbitas cometárias no espaço $q-T$ . As linhas horizontais representam $T = 3$ e $T = 2.9$ . A linha vertical indica $q = 1.3$ UA. . . . .	65
3.4	Exemplo dos passos seguidos na análise quantitativa para o espectro NIR de (20898) Fountainhills. Os pontos representam o espectro original e a linha continua o <i>rebinneado</i> . A linha ponto-tracejada representa o polinômio de Legendre dividido pelo ajuste de $S(\lambda)$ . . . . .	66
3.5	Gráfico dos gradientes espectrais no visível (V) e infra-vermelho próximo (N). Em total estão desenhados 21 objetos: 14 ACOs e 7 da amostra de comparação. . . .	69
3.6	Esquerda: gradiente no visível <i>vs.</i> semi-eixo maior das diversas amostras estudadas. Direita: gradiente no visível <i>vs.</i> $T$ das diversas amostras estudadas. . . . .	70
3.7	Distribuições cumulativas de $S'_V$ . Esquerda: comparação entre todas as amostras. Direita: comparação entre as sub-populações de ACOs. . . . .	70
3.8	Condições iniciais da simulação da evolução de JFCs em pontos vermelhos. . . .	80
3.9	Comparação entre os elementos osculadores, pontos, e médios, linha continua, durante a evolução de duas partículas. Os elementos médios descrevem muito bem as principais estruturas da evolução. . . . .	81
3.10	Distribuição de tempos de residência da população de JFC. A linha ponto-tracejada indica $T = 3$ para inclinação igual à de Júpiter. . . . .	82
3.11	Distribuição de tempos de residência em diferentes faixas de inclinações. Acima: $0 - 10^\circ$ , esquerda, $10 - 20^\circ$ , direita. Abaixo: $20 - 30^\circ$ , esquerda, $I \geq 30^\circ$ , direita. A linha ponto-tracejada indica $T = 3$ para o máximo valor de $I$ considerado, exceto no último painel onde corresponde a $I = 30^\circ$ . . . . .	83
3.12	Distribuição de tempos de residência no espaço $q-T$ . As linhas horizontais indicam $T = 3$ e $T = 2.9$ . A linha vertical separa os NEOs dos não-NEOs. . . . .	85
3.13	Frequência rotacional <i>vs.</i> diâmetro para objetos da família de Themis, cometas e asteróides ativados. . . . .	86
4.1	Distribuição de elementos orbitais dos objetos trans-netunianos. Esquerda: semi-eixo maior <i>vs.</i> excentricidade. Direita: semi-eixo maior <i>vs.</i> inclinação. Nos dois gráficos os símbolos azuis representam objetos clássicos frios enquanto os vermelhos representam os quentes. Os objetos ressonantes são representado por pontos pretos e os objetos dispersados aparecem em cor verde. As ressonâncias 3:2 e 1:2 estão representadas com linha tracejada e linha cheia, respectivamente. . . . .	96
4.2	Distribuição das cores ( $B - R$ ) versus inclinação, esquerda, e distância perihélica, direita, dos objetos da população clássica. . . . .	99
4.3	Caminho percorrido pela sombra de Caronte projetada sobre a Terra. . . . .	103

4.4	Região entre 39 e 48 UA, notar a diferente densidade de objetos entre a região 40–43 UA e 43 – 48 UA. Os símbolos azuis representam objetos clássicos frios enquanto os vermelhos representam os quentes. Os objetos ressonantes são representado por pontos pretos e os objetos dispersados aparecem em cor verde. As ressonâncias 3:2 e 1:2 estão representadas com linha tracejada e linha cheia, respectivamente. . . .	110
4.5	Espectro combinado de CL158. No centro da imagem aparece o espectro formado pela soma das 91 imagens. Em ambos os lados do espectro positivo aparecem os negativos do espectro do objeto. . . . .	112
4.6	Espectro extraído e dividido pela análoga solar, não normalizado. . . . .	114
4.7	Espectro final, com um <i>rebineado</i> de 16:1. . . . .	114
4.8	Comparação entre o espectro de CL158 e outros objetos com detecção de gelo da água (esquerda) e metano (direita). Referências: de Bergh et al. (2005) [1], Cruikshank et al. (2000) [2] Dumas et al. (2001) [3], Jewitt e Luu (2004) [4], Barucci et al. (2005) [5]. . . . .	115
4.9	Comparação de cores entre as populações de TNOs. Em azul aparecem os objetos de população clássica, em lilás os Centauros, em preto os plutinos, em cinza os objetos dispersados e, em vermelho, CL158. . . . .	116

# Lista de Tabelas

2.1	Classes e grupos . . . . .	32
3.1	Circunstâncias observacionais – Visível . . . . .	62
3.2	Circunstâncias observacionais – NIR . . . . .	63
3.3	Classificação taxonômica . . . . .	64
3.4	Parâmetros usados na procura de correlações. . . . .	67
3.5	Resultados da procura por correlações . . . . .	68
4.1	Resumo de gelos encontrados em TNOs. A tabela foi adaptada de Barucci et al. (2006), exceto onde explicitamente indicado. . . . .	101
4.2	Distribuição das observações por dia. . . . .	111

# Lista de acrônimos frequentes

AA: Asteróide ativado

ACO: Asteróide em órbita cometária

ACO NEO: ACO cuja órbita tem distância perihélica é menor do que 1.3 UA.

ACO não-NEO: ACO cuja órbita tem distância perihélica é maior do que 1.3 UA.

CLF: Função cumulativa de luminosidade

CH<sub>3</sub>OH: Metanol

CH<sub>4</sub>: Metano

CO: Monóxido de carbono

CO<sub>2</sub>: Dióxido de carbono

CSD: Função cumulativa de tamanhos

H<sub>2</sub>O: Água

HTC: Cometa tipo Halley

IEO: Objeto com órbita interior à da Terra

JFC: Cometa da família de Júpiter

N<sub>2</sub>: Nitrogênio molecular

NEO: Objeto com órbita próxima da Terra

NH<sub>3</sub>H<sub>2</sub>O: Amônia hidratado

NIR: Infra-vermelho próximo

TNO: Objeto trans-netuniano

VNIR: Visível e infra-vermelho próximo

# Capítulo 1

## Introdução

A principal motivação do presente trabalho foi melhor entender alguns problemas atuais relacionados às diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar.

No capítulo 2 são apresentados dois estudos sobre asteróides do cinturão principal. O primeiro versa sobre as propriedades rotacionais de três famílias: Themis, Eos e Maria (Alvarez-Candal et al. 2004). O intuito deste trabalho foi o de estudar as propriedades físicas destas famílias e, desta forma, saber se elas apresentam características próprias e que possam estar relacionadas à colisão que as originou.

Em seguida, são apresentados os resultados do levantamento espectroscópico da região interna do cinturão principal e seu estudo dinâmico (Alvarez-Candal et al. 2006). Os principais objetivos deste trabalho foram, primeiro, caracterizar composicionalmente a região e analisar os possíveis efeitos da dinâmica na distribuição de classes taxonômicas. Um segundo objetivo foi o de procurar por objetos similares espectroscopicamente a (4) Vesta mas que estejam fora da família dinâmica.

Também foram feitos trabalhos envolvendo objetos que apresentam tanto características de cometas quanto de asteróides. Estes objetos são chamados *objetos de transição*.

Cometas e asteróides têm sido assumidos como populações distintas, tanto dinâmica como composicionalmente. Porém, nos últimos anos diversos trabalhos têm mostrado que a distinção pode não ser tão clara. Então, com o intuito de estudar objetos de transição foram realizados estudos observacionais e dinâmicos tentando encontrar vínculos, ou estabelecer restrições, sobre esta população. Primeiro foram estudados os asteróides em órbita cometária, tanto do ponto de vista da análise de espectros de uma amostra destes objetos quanto da função cumulativa de luminosidade (Alvarez-Candal e Licandro 2006). Também

foi estudada a evolução dinâmica de cometas da família de Júpiter (Alvarez-Candal e Roig 2005). Os resultados obtidos são apresentados no capítulo 3.

A região de cinturão de objetos trans-netunianos é tida como o local de origem dos cometas de curto período orbital. Portanto, estes objetos poderiam representar o estágio inicial de um cometa antes de começar a fazer incursões no Sistema Solar interior.

Com o objetivo de melhor entender esta população de objetos foram realizados dois trabalhos. O primeiro teve como objetivo a medição direta do diâmetro de Caronte num evento de ocultação acontecido em 2005 (Sicardy et al. 2006). O segundo trabalho apresenta os resultados da observação com o telescópio Gemini Norte do objeto trans-netuniano (58359) 1999 CL<sub>158</sub>, que teve o objetivo de testar a possibilidade deste objeto ter recebido uma colisão em tempos recentes. Os dois trabalhos são detalhados no capítulo 4.

Por fim, no capítulo 5 são apresentadas algumas perspectivas futuras dos trabalhos aqui apresentados.

# Capítulo 2

## Observações de asteróides

*Um verdadeiro realista, se é incrédulo, encontra sempre em si a força e a capacidade de não crer também no milagre, e se este último se apresenta como um fato inconstestável, duvidará de seus sentidos, em vez de aceitar o fato.*

FIODOR DOSTOIEVSKI – Os irmãos Karamázov

### 2.1 Introdução

Os asteróides são objetos celestes que majoritariamente se encontram entre Marte e Júpiter. O primeiro descoberto foi (1) Ceres, por Guissepe Piazzi, em 1801, e atualmente são catalogados mais do que 136000 objetos.

Existem diversas populações de asteróides. Em ordem de distância ao Sol encontram-se os: *IEO*, com órbitas interiores à da Terra, e os *NEOs*, asteróides com órbitas que podem se aproximar à Terra ou a Marte. Em seguida vem o *cinturão principal* que ocupa a região entre 2.1 – 3.2 UA. Após o cinturão principal encontram-se alguns grupos de asteróides, os Hildas, em torno de 4.0 UA, e os Troianos, na mesma órbita de Júpiter, a 5.2 UA.

A maior parte dos asteróides conhecidos estão no cinturão principal, como pode ser visto na figura 2.1. Na figura os pontos em verde representam os objetos do cinturão principal, em vermelho os NEOs, e em azul os Troianos. A figura indica a posição real dos objetos em 6 de março de 2006. Por outro lado algumas estruturas interessantes aparecem na distribuição em semi-eixo maior da abundância dos asteróides conhecidos<sup>1</sup> (figura 2.2). Em particular, as falhas que aparecem na figura, marcadas com linhas vermelhas, onde a densidade de objetos cai visivelmente. Estas são conhecidas como as falhas de Kirkwood e estão associadas a

---

<sup>1</sup><ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>

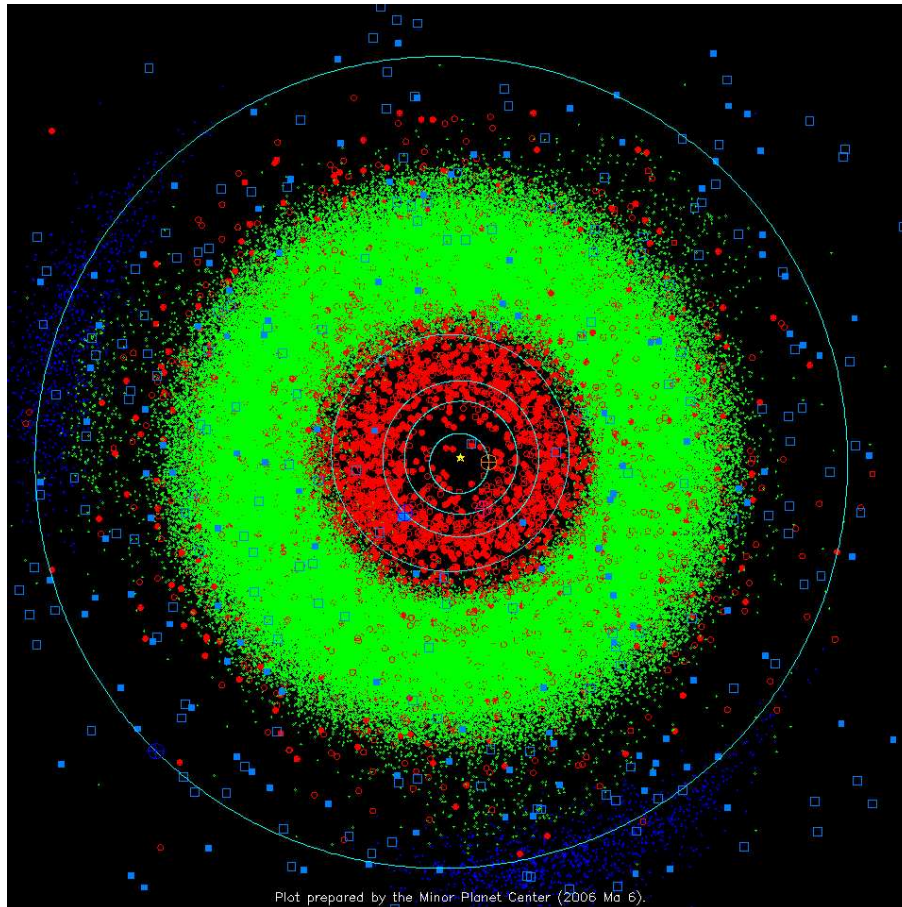


Figura 2.1: Sistema Solar interior, os pontos vermelhos representam os NEOs e os verdes o cinturão principal. A concentração de pontos azuis na órbita de Júpiter são os Troianos. Imagem obtida do *Minor Planets Center*

ressonâncias de movimentos médios com Júpiter. Em ordem crescente de distância, as ressonâncias no gráfico são a 3:1, 5:2, 7:3 e 2:1. Em lilás aparecem duas outras ressonâncias de movimentos médios, a 3:2 e a 1:1, onde se encontram concentrações de asteróides, os Hildas e os Troianos, respectivamente.

A distribuição dos asteróides, entretanto, não foi modelada apenas pela interação ressonante com Júpiter mas também por uma intensa evolução devida a colisões e efeitos gravitacionais não conservativos. Todos esses efeitos são visíveis através de distribuições específicas, como as famílias de asteróides e as distribuições de propriedades rotacionais e composicionais ao longo do cinturão principal. Em vista da diversidade de propriedades encontradas na população de asteróides e com o intuito de melhor entender as possíveis interrelações entre as propriedades observacionais e dinâmicas dos asteróides foram realizados dois trabalhos, o primeiro sobre a distribuição de propriedades rotacionais de três famílias, e o segundo sobre



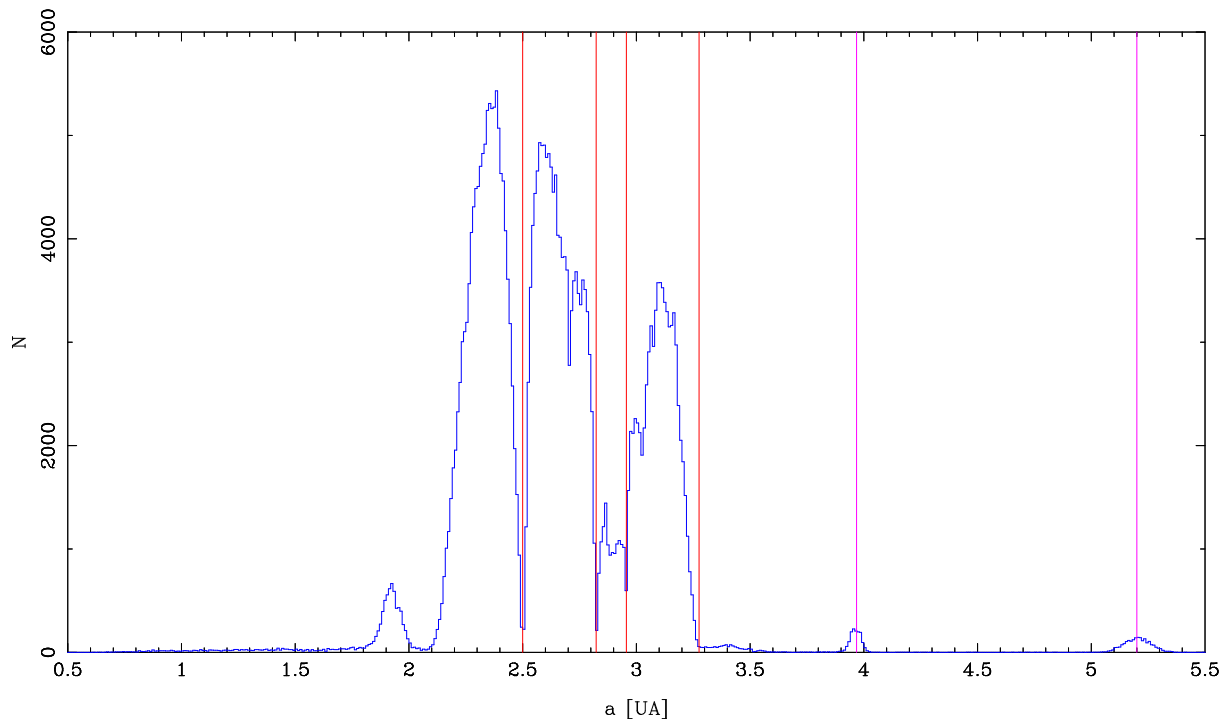


Figura 2.2: Distribuição do número de objetos em função do semi-eixo maior na região entre 0.5 e 5.5 UA. As linhas vermelhas indicam falhas associadas a ressonâncias de movimentos médios, as linhas em lilás indicam concentrações de asteróides em regiões também associadas a ressonâncias de movimentos médios.

a distribuição composicional da região interna do cinturão principal.

Inicialmente será feito um resumo das propriedades físicas e dinâmicas dos asteróides para então apresentar os trabalhos realizados.

### 2.1.1 Propriedades rotacionais

As propriedades rotacionais de qualquer corpo do Sistema Solar, assim como dos asteróides, depende de sua formação, de sua evolução colisional e de sua estrutura interna. Os parâmetros rotacionais são o período de rotação, ou sua inversa a frequência rotacional e a direção do pólo.

A maior parte dos asteróides rodam em torno do eixo que maximiza o momento de inércia estando, portanto, num estado de mínima energia. Os asteróides atingem esse tipo de rotação através de mecanismos internos que dissipam sua energia rotacional. Um mecanismo que pode excitar o estado de mínima energia é a evolução colisional.

A evolução colisional pode provocar a fragmentação do objeto e, possivelmente, a dis-

persão dos fragmentos que terão estados rotacionais resultantes da repartição da energia liberada durante o impacto. As colisões também podem modificar o estado rotacional de um objeto ao mudar a direção do eixo de rotação, ou alterar o período rotacional.

As colisões também podem alterar a estrutura interna dos objetos podendo formar asteróides re-acumulados (ver Richardson et al. 2003). Um asteróide re-acumulado é aquele onde somente a gravidade faz que as componentes se mantenham coesas. Dependendo do grau de fragmentação, a rotação do objeto pode ser modificada. Um asteróide “monolítico”, ou seja, formado apenas por um componente sem fraturas internas, poderá ter rotações consideravelmente rápidas já que o material deve possuir forças de coesão próprias. Por outro lado, um objeto re-acumulado não poderá rodar com velocidade angular maior àquela que iguala a aceleração centrípeta e a atração da gravidade.

Analisando a distribuição de frequências rotacionais de asteróides vários trabalhos comprovam que esta varia com o tamanho dos objetos (Harris e Burns 1979, Burns e Tedesco 1979, Farinella et al. 1982, Binzel et al. 1989, Pravec et al. 2003, Harris e Pravec 2006). Objetos grandes, com diâmetro maior do que 40 km, têm uma distribuição de frequências rotacionais que é muito bem descrita por uma função maxwelliana, indicando uma população em possível estado colisionalmente relaxado. Asteróides com diâmetro entre 150 m e 10 km têm tendência a não terem períodos menores do que 2 h, que é o limite de ruptura rotacional para um objeto nessa faixa de tamanhos com densidades entre  $2 - 3 \text{ g cm}^{-3}$ . Objetos menores do que 150 m têm rotação além do limite acima e acredita-se, portanto, que sejam objetos monolíticos. Entre 10 e 40 km há uma região de transição entre objetos grandes a pequenos onde as propriedades rotacionais representam uma mistura de ambas as populações.

Além da evolução colisional e da estrutura interna, outro fator que pode alterar as propriedades rotacionais de um asteróide são as forças não-gravitacionais, em particular, os torques devidos à re-irradiação não isotrópica de energia. Este tipo de evolução afeta principalmente aos objetos de pequeno tamanho já que depende do inverso do diâmetro. Um dos efeitos deste tipo de evolução é a variação da obliquidade, ângulo entre o eixo de rotação e o plano da eclíptica, podendo provocar um alinhamento dos eixos de rotação, como detectado na família de Koronis (Slivan 2002, Vokrouhlický et al. 2003).

Os períodos rotacionais podem ser obtidos a partir da curva de luz de um asteróide. Desta também é possível obter informação sobre a forma e a direção de rotação do objeto através da amplitude da curva de luz. (Ver seção 2.2 por detalhes.) A informação é limitada já que a amplitude pode mudar com as diferentes geometrias de observação, sendo máxima quando o eixo de rotação é perpendicular à linha de visada e mínima quando é paralelo.

Observando um asteróide em diferentes posições sobre sua órbita pode-se estimar a direção e sentido de rotação de seu eixo. Numa população colisionalmente relaxada espera-se uma distribuição isotrópica. Contudo, as observações mostram que existe uma aparente bi-modalidade na distribuição, com a maior parte dos objetos em órbitas ou prógradas ou retrógradas e poucos com eixos paralelos à eclíptica (Pravec et al. 2003). É possível que efeitos de viés observacional estejam agindo, já que é difícil obter as amplitudes dos objetos com eixos paralelos à eclíptica. Isto porque o eixo de rotação será quase-paralelo à linha de visada em várias posições sobre a órbita.

### 2.1.2 Propriedades composicionais

A mineralogia superficial dos asteróides depende de sua composição original assim como também de diversos processos que agiram sobre a superfície durante o tempo de vida do objeto (Gaffey et al. 1989). Alguns desses processos são internos aos objetos, como a alteração devida ao aquecimento pelo decaimento de materiais radiativos, que podem levar ao derretimento e diferenciação dos asteróides. Agentes externos também agem sobre as superfícies asteroidais, tais como as colisões, que liberam calor e podem produzir metamorfismo ou escavar material do interior do asteróide. Por fim, o intemperismo espacial provoca uma modificação das componentes superficiais visível através do avermelhamento do espectro (Strazzulla e Johnson 1991, Brunetto e Strazzulla 2005).

Os primeiros trabalhos sobre propriedades composicionais das superfícies de asteróides usaram fotometria no visível, basicamente cores UBV, identificando uma distribuição em dois grupos distintos. Em analogia aos meteoritos foram denominados C e S (Chapman et al. 1975) definidos posteriormente na taxonomia de Bowell et al. (1978). Com o aumento das bases de dados observacionais, como a fotometria ECAS (Zellner et al. 1985), e albedos IRAS (Tedesco e Veeder 1992, Tedesco et al. 2002), novas distinções foram aparecendo. Com estas grandes bases de dados foi possível então elaborar distintas classificações, ou taxonomias. Para uma completa revisão da evolução das taxonomias asteroidais remete-se aos trabalhos de Tholen e Barucci (1989) e Carvano (2002).

Mais recentemente, grandes levantamentos espectroscópicos, tais como o SMASS (Bus e Binzel 2002a) e S3OS2 (Lazzaro et al. 2004), confirmaram a grande diferença existente nas superfícies asteroidais. É importante lembrar que a interação da luz solar com diferentes minerais gera espectros distintos. Porém, ainda é possível distinguir uma dualidade, principalmente na região do visível entre 0.4 e 0.9  $\mu\text{m}$ . Um dos comportamentos é uma tendência geral linear, sem estruturas e com inclinações desde levemente negativas, até muito positivas.

O segundo comportamento é a presença de uma estrutura de absorção em aproximadamente  $0.9 - 1.0 \mu\text{m}$ . Esta separação é análoga aos grupos C e S identificados por Chapman et al. (1975).

Na figura 2.3 podem ser vistos dois exemplos genéricos dos comportamentos espectrais mencionados acima. Um, (3) Juno tem o espectro classificado como S enquanto o outro, (12) Victoria, tem espectro sem estruturas e linear, classificado como D. Ambos espectros foram obtidos do levantamento S3OS2. Notar que as estruturas nos espectro próximas a  $0.72$  e  $0.82 \mu\text{m}$  são devidas a bandas de absorção da atmosfera terrestre.

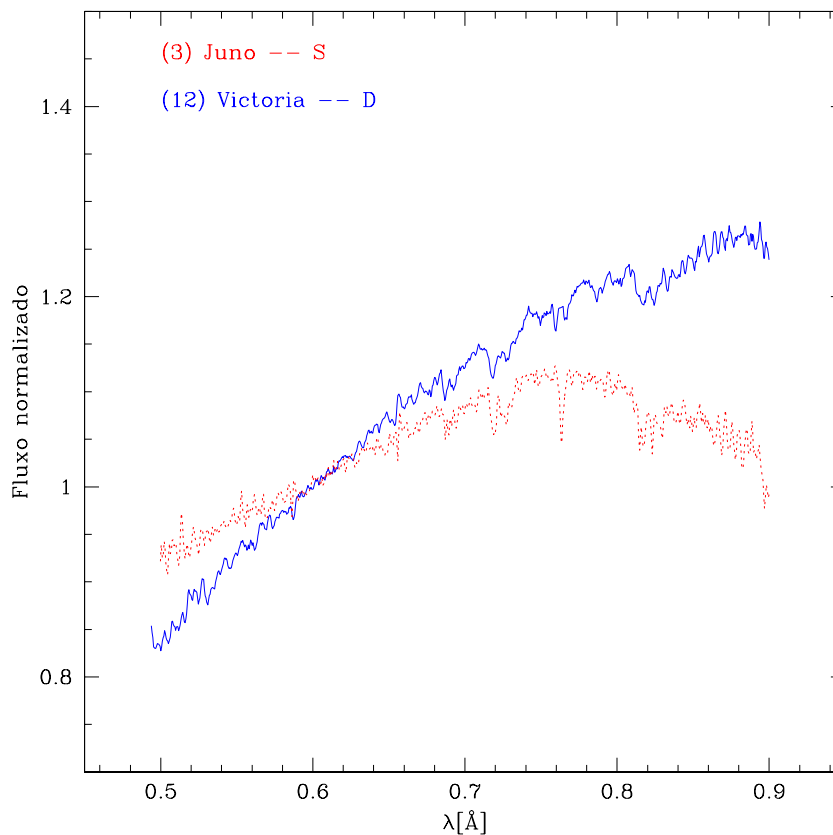


Figura 2.3: Diferentes tipos de comportamento espectral em asteroides.

Desde as primeiras classificações a partir de dados fotométricos foi reconhecido que asteroides de diferentes classes taxonômicas têm abundâncias distintas ao longo do cinturão principal (Gradie e Tedesco 1982, Gradie et al. 1989, Mothé-Diniz et al. 2003). Isto foi associado, primeiramente, a diferentes graus de evolução termal (Bell et al. 1989). Os asteroides mais alterados, tipo S, estariam na parte interna, e os menos alterados, ou primitivos, do tipo C, P, D, estariam na parte externa. Contudo, hoje em dia sabe-se que não todos os

asteróides tipo S são termalmente evoluídos. Ainda mais, tem sido detectado que a distribuição de classes taxonômicas mostra um alto grau de mistura, com objetos do tipo S em altas percentagens até a parte externa do cinturão principal (Mothé-Diniz et al. 2003).

### 2.1.3 Famílias de asteróides

Hirayama (1918) identificou agrupamentos de asteróides no espaço dos elementos orbitais. Ele chamou esses agrupamentos *famílias* e propôs uma origem comum para os objetos a partir de uma colisão. As famílias inicialmente identificadas foram Eos, Themis e Koronis e hoje esta hipótese colisional é a mais aceita.

Quando uma colisão acontece (em geral assume-se um projétil com massa muito pequena em comparação a do alvo) a energia cinética do projétil é transferida quase instantaneamente ao alvo. A onda de choque se estende dentro deste provocando sua fragmentação podendo resultar (i) na quebra total do corpo, (ii) na formação de cratera ou (iii) na de um objeto com fraturas. Nos dois primeiros casos poderá ser identificada uma família.

Uma família é definida a partir da identificação de agrupações de objetos no espaço de elementos próprios. Um elemento próprio é, basicamente, um elemento orbital ao qual tem se retirado as perturbações de curto período. Os elementos utilizados são  $a_p$ ,  $e_p$  e  $\sin I_p$ , e o método procura objetos que tenham uma distância relativa  $d$  menor do que um certo valor, chamado de *cut-off*. A distância entre duas órbitas é, então, definida como

$$d = na_p \sqrt{C_a(\delta a_p/a_p)^2 + C_e(\delta e_p)^2 + C_I(\delta \sin I_p)^2} \quad (2.1)$$

onde  $na_p$  é a velocidade heliocêntrica de uma das duas (qualquer uma),  $\delta$  é a diferença entre os elementos próprios dessas órbitas enquanto  $C_a$ ,  $C_e$  e  $C_I$  são constantes.

Diversos métodos têm sido desenvolvidos para a identificação de famílias. Os resultados, em geral, estão em bom acordo nas famílias com grande número de membros (e.g., Themis, Eos, Koronis), mas não nas famílias com poucos objetos. Porém, uma comparação direta não resulta simples devido aos diversos métodos usados, aos diferentes tamanhos das populações analisadas e à diversidade de critérios (ver Valsecchi et al. 1989).

Um dos métodos mais usados na identificação de famílias é o método de agrupamento hierárquico, HCM, desenvolvido por Zappalà e co-autores (1990) e que tem sido usado nas mais recentes identificações de famílias (Zappalà et al. 1995, Mothé-Diniz et al. 2005). Essas identificações estão em bom acordo entre si, em particular se é levado em conta o fato de

que entre os dois trabalhos a base de dados tem aumentado num fator 10. Na figura 2.4 é dada a distribuição de famílias no cinturão principal, segundo Mothé-Diniz et al. (2005).

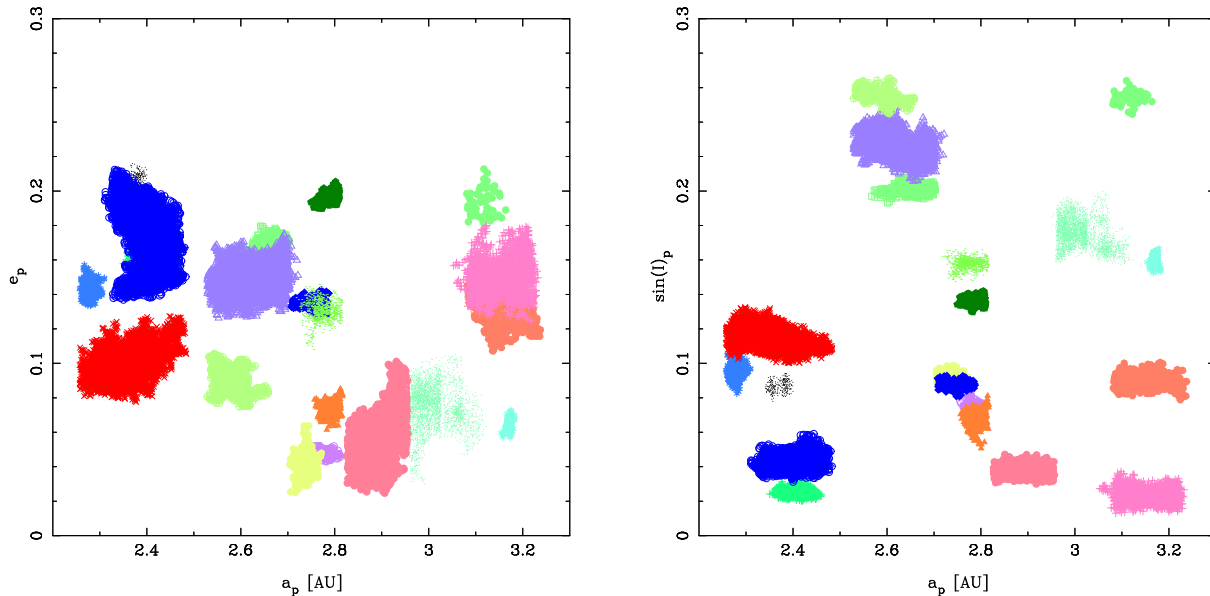


Figura 2.4: Famílias de asteróides no cinturão principal. As diferentes cores representam distintas famílias.

## 2.2 Propriedades rotacionais de famílias

Uma família de asteróides pode ter propriedades rotacionais próprias que a diferenciem dos asteróides em sua vizinhança. Isto porque essas propriedades podem estar relacionados com a colisão que originou a família. Numa família recentemente formada, ou jovem, os fragmentos de maior tamanho poderão ter rotação similar a do objeto progenitor (Binzel et al. 1989). Por outro lado, uma família mais velha terá sofrido um grau de evolução colisional maior e os fragmentos podem ter “perdido” a memória da rotação do corpo progenitor. Neste caso, a distribuição de frequências deve se aproximar a uma distribuição maxwelliana.

Binzel (1988) e Binzel et al. (1989) fizeram trabalhos pioneiros sobre a distribuição de períodos rotacionais das famílias, em particular, de Eos e Koronis. Esses trabalhos levaram, posteriormente, a descobrir uma inusual distribuição de amplitudes devido a um alinhamento dos eixos de rotação da família de Koronis (Slivan 2002). Este alinhamento foi explicado como resultante de um ressonância spin-órbita entre a rotação dos asteróides e a precessão da longitude do nodo de Saturno (Vokrouhlický et al. 2003). Também foi previsto (Vokrouhlický et al. 2003) de que objetos em baixas inclinações, como (24) Themis, podem evoluir de forma similar à detectada na família de Koronis.

No presente trabalho foram observados fotometricamente asteróides das famílias de Themis, Eos e Maria. Isto com o objetivo de determinar suas propriedades rotacionais e procurar por correlações. As famílias foram escolhidas por serem bem conhecidas, com uma robusta determinação dos objetos membros e com um bom número de objetos na literatura, permitindo assim uma boa estatística quando somados às novas observações.

Da análise de uma curva de luz, ou seja, a variação de brilho com a rotação do objeto, é possível obter o período de rotação e sua amplitude. A amplitude,  $\Delta m$ , da curva de luz pode ser relacionada diretamente com a forma e/ou diferentes composições na superfície. Isto porque a luz que chega desde o asteróide é refletida por esta. Por exemplo, seja um asteróide com forma elipsoidal e semi-eixos

$$a \geq b \geq c \quad (2.2)$$

e superfície homogênea. A configuração geométrica inicial é de que  $c$  e  $a$  são perpendiculares à linha da visada, e o objeto tem rotação pura em torno de  $c$ . Uma imagem do objeto nesta configuração detectará um fluxo de energia

$$f_{max} \propto t \times a \times c, \quad (2.3)$$

onde  $t$  é o tempo de exposição da imagem. Um quarto de período depois a configuração mudou, mostrando uma face de eixos  $b$  e  $c$ , e, portanto, um mínimo de brilho com fluxo

$$f_{min} \propto t \times b \times c, \quad (2.4)$$

considerando uma imagem com o mesmo tempo de exposição que a anterior. Completado meio período, a configuração de  $f_{max}$  se repete, mas ainda falta meia volta para completar um período. Neste caso ideal a curva de luz é simétrica com respeito a um máximo ou mínimo e  $\Delta m$  será simplesmente a diferença entre as magnitudes no máximo e no mínimo. Lembrando que  $m = -2.5 \log f$ , definida a menos de uma constante aditiva, tem-se que

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_{max} - m_{min} = -2.5 \log \frac{f_{max}}{f_{min}} \\ &\Rightarrow \Delta m \propto \log \frac{a}{b}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Desta forma,  $\Delta m$  pode fornecer informação sobre a forma do asteróide. Porém, deve ser lembrado que uma curva de luz como a descrita acima também pode ser formada por um objeto esférico com uma “mancha” de albedo diferente. A curva neste caso terá um máximo na parte homogênea, e um mínimo na parte com a mancha. Portanto, uma rotação terá somente um máximo e um mínimo. Os dois casos estão esquematizados na figura 2.5 onde

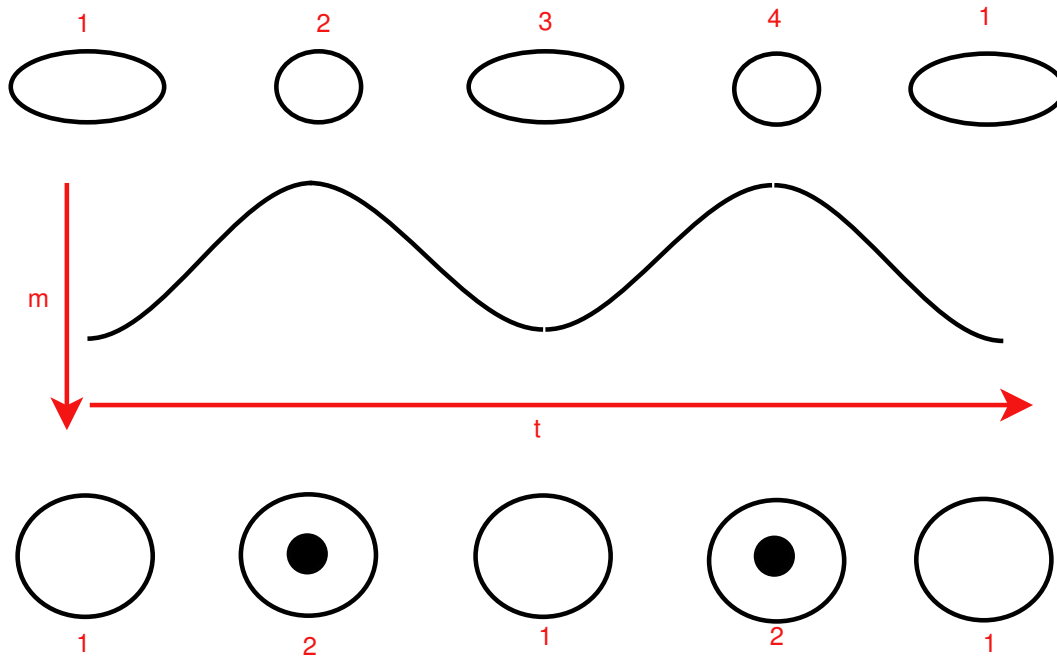


Figura 2.5: Degenerecência da curva de luz formada por dos casos distintos, um elipsóide e uma esfera com uma mancha.

pode-se observar a degenerecência nas curvas de luz.

É importante ressaltar que os casos descrito acima são muito ideais. Com objetos tão “bem comportados” quanto os dos exemplos, ainda existem configurações que complicam muito a interpretação de sua curva de luz. Por exemplo, observar o asteroide na direção do eixo de rotação quando então não haverão variações de brilho. Também podem existir configurações mais complicadas, como várias manchas, formas bem mais complexas do que elipsóides ou rotações excitadas em torno de mais do que um eixo de rotação.

No presente trabalho os dados observacionais foram obtidos utilizando diferentes telescópios. Na Argentina observou-se nos telescópios de 1.54 m da Estación Astrofísica de Bosque Alegre, EABA, e de 2.15 m do Complejo Astronómico el Leoncito, CASLEO. No Brasil utilizaram-se os telescópios de 0.60 m, OPD-1, e de 1.60 m, OPD-2, no Observatório do Pico dos Dias. Em todos os casos foram usados detectores CCD com filtro de banda larga R. Na tabela 1 do artigo podem ser vistas as datas das observações. A redução dos dados foi feita seguindo procedimentos padrões e o pacote de redução de dados IRAF<sup>2</sup> foi usado para o cálculo da magnitude instrumental,  $m$ , a partir de fotometria de abertura.

<sup>2</sup>Image reduction and analysis facility.



As curvas de luz foram computadas usando magnitudes diferenciais, ou seja, a diferença entre a magnitude instrumental do asteróide e de uma estrela de comparação do mesmo campo do objeto

$$\delta m = m - m_{\star}, \quad (2.6)$$

onde  $m_{\star}$  é a magnitude instrumental da estrela. Notar que  $\delta m$  não é igual a  $\Delta m$ , definida anteriormente. Ajusta-se então à  $\delta m$  e ao correspondente  $t$ , uma série de Fourier (Harris et al. 1989), obtendo-se o período e a amplitude,  $\Delta m$ . Os resultados completos dos ajustes das curvas de luz obtidas pode ser visto na tabela 2 do artigo a seguir. As curvas de luz para todos os objetos podem ser vistas no Apêndice A do mesmo artigo.

A análise dos resultados foi feita utilizando o teste de correlação de Spearman (Press et al. 1992). O teste avalia o grau de correlação entre dois vetores  $(x, y)$ , fornecendo também uma medida de quão confiável é a correlação. Os parâmetros analisados foram  $f = \text{período}^{-1}$ ,  $\Delta m$  e o diâmetro. Duas amostras foram usadas para cada família, uma contendo todos os objetos, e outra somente com aqueles objetos com diâmetro IRAS. Na tabela 4 do artigo figuram os resultados da procura de relações.

Como complemento do teste de correlação também foram comparadas as distribuições de  $f$  e  $\Delta m$  das três famílias. Para completar a amostra foram utilizados os períodos de outros membros das famílias obtidas da lista do *Minor Planets Center*<sup>3</sup>.

Como principal resultado pode-se mencionar uma anti-correlação entre  $f$  e o diâmetro nas famílias Themis e Maria, indicando que os objetos maiores rodam mais lentamente. No caso de Eos foi achado que os objetos maiores têm tendência a terem  $\Delta m$  menores. Também foi determinado que Maria é a família com os rodadores mais rápidos das três famílias, enquanto Themis é a que tem, em média, a rotação mais lenta.

Os dados da literatura usados no artigo foram compilados em março de 2004, e alguns destes foram atualizados desde então. Foi decidido, então, refazer o estudo com os novos dados disponíveis no *Minor Planets Center* para verificar por possíveis mudanças.

Nos três casos a base de dados é ligeiramente maior do que a usada no artigo. Themis foi de 30 objetos para 31, Eos de 43 para 54 e Maria de 21 para 26 objetos. As distribuições de frequências atualizadas podem ser vistas na figura 2.6. As medianas das distribuições são 7.02, 6.96 e 5.57 h para Themis, Eos e Maria respectivamente, em comparação com 7.11, 6.81 e 6.06 h (Themis, Eos e Maria, respectivamente) do artigo. Como já tinha sido visto, Maria continua sendo a família que tem os rodadores mais rápidos. Themis e Eos, por outro

---

<sup>3</sup><http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/mpc.html>

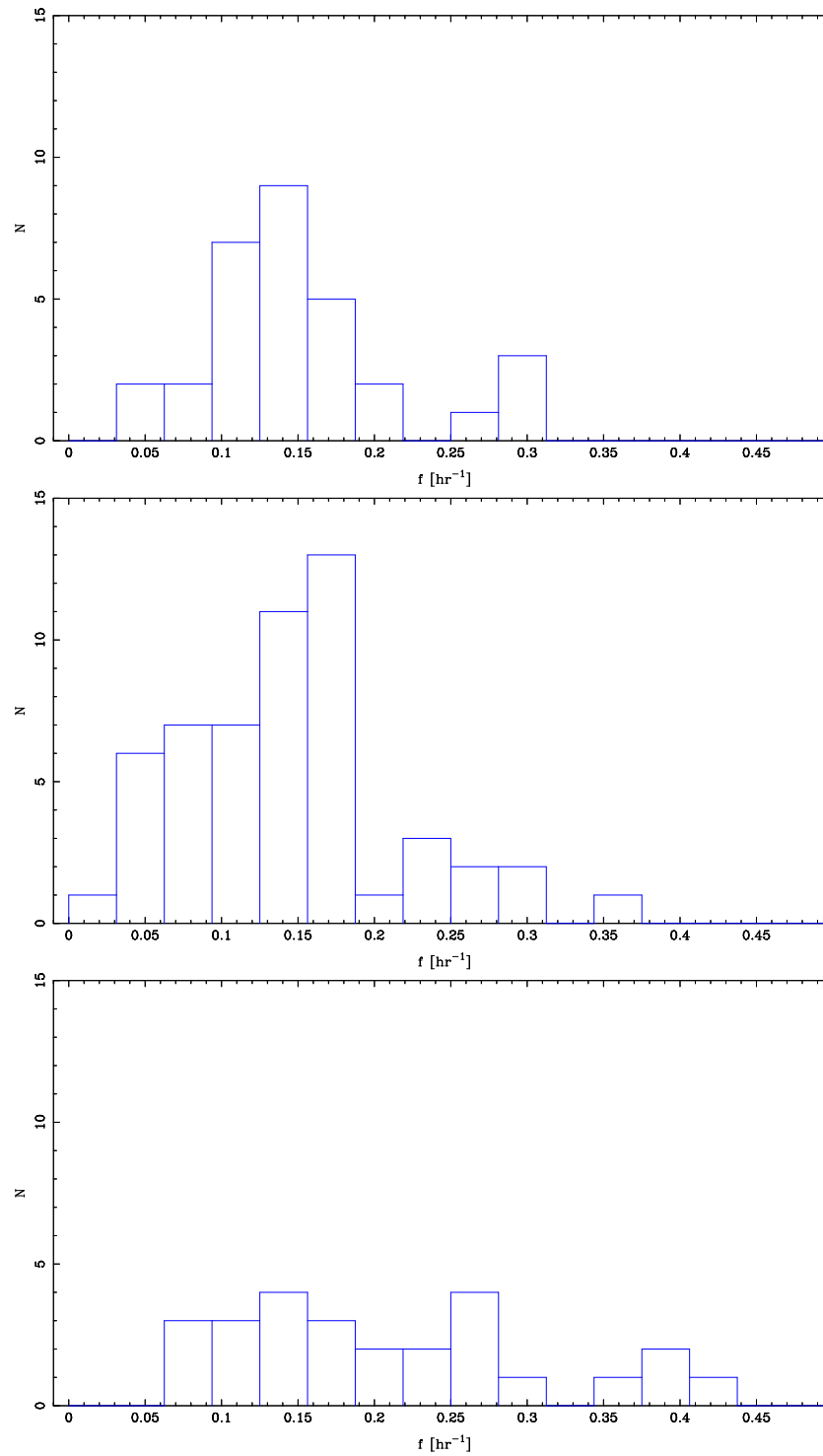


Figura 2.6: Distribuições de freqüências das três famílias estudadas. Themis no painel superior, Eos no painel do meio e Maria no inferior. Para facilitar a comparação visual as escalas foram mantidas iguais, assim como também o tamanho do *bin*.

lado, têm medianas similares, mas Themis é a família com os rodadores mais lentos.

Das comparações entre os resultados do artigo e os novos dados (ver também a figura 2.7), é possível dizer que estes não se diferenciam muito, e que, portanto, a discussão apresentada no artigo continua sendo válida. Também é importante lembrar que a frequência de rotação é diferente em diferentes faixas de tamanhos (ver Pravec et al. 2002), portanto o fato de ser a família de Maria a que tem os rodadores mais rápidos pode estar relacionado com o menor tamanho médio dos objetos desta.

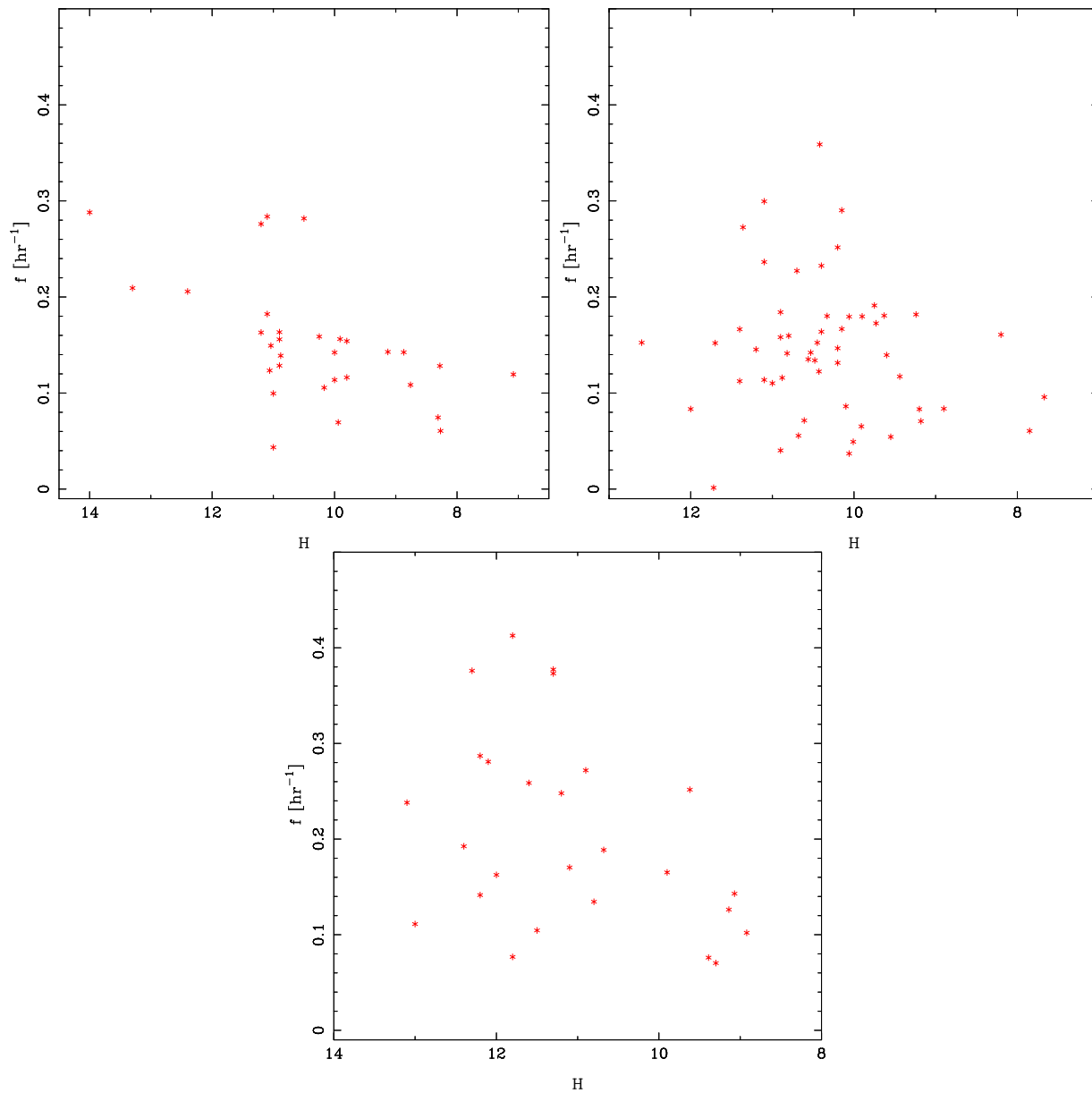


Figura 2.7: Gráficos no espaço  $H - f$  das três famílias estudadas. Acima a esquerda Themis, a direita Eos e abaixo Maria.

# Artigo

ROTATIONAL LIGHTCURVES OF ASTEROIDS BELONGING TO FAMILIES

*Alvaro Alvarez-Candal, René Duffard, Cláudia A. Angeli, Daniela Lazzaro e  
Silvia Fernández*

**Icarus 172, 388-401 (2004)**

Available online at [www.sciencedirect.com](http://www.sciencedirect.com)

Icarus 172 (2004) 388–401

ICARUS

[www.elsevier.com/locate/icarus](http://www.elsevier.com/locate/icarus)

## Rotational lightcurves of asteroids belonging to families <sup>☆</sup>

Alvaro Alvarez-Candal <sup>a,\*</sup>, René Duffard <sup>a</sup>, Cláudia A. Angeli <sup>a</sup>, Daniela Lazzaro <sup>a</sup>,  
Silvia Fernández <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Observatório Nacional, MCT, Rua Gal. José Cristino 77, 20921-400, Rio de Janeiro, RJ, Brazil

<sup>b</sup> Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, 5000, Córdoba, Argentina

Received 4 February 2004; revised 14 June 2004

Available online 3 August 2004

### Abstract

Complete lightcurves of 17 asteroids belonging to the Themis, Eos, and Maria families have been obtained, as well as single-night photometric observations of eight objects belonging to the same families. Using also data previously available in the literature, we perform a preliminary statistical analysis aimed at detecting possible correlations between rotational periods, overall lightcurve amplitudes, and objects' sizes. No evident correlation was found, with the possible exception of a weak anticorrelation between size and spin period. The implications of this possible anticorrelation are discussed.

© 2004 Elsevier Inc. All rights reserved.

*Keywords:* Asteroids; Asteroids, rotation; Photometry

### 1. Introduction

Asteroid families are clusters of objects in the proper element space which probably originated from a catastrophic collision, as originally proposed by Hirayama (1918). If the origin of each of these groupings is indeed a collision, then the study of the physical properties of their members can give an insight on the fragmentation processes. We recall that the outcome of a catastrophic collision depends on several physical properties of the original bodies, such as their diameters (or masses), density, porosity, rotation, etc., and on the impact circumstances, basically the impact energy and geometry. Reversely, the physical characterization of bodies resulting from a catastrophic collision can be used to

re-construct the event itself, considering also the possible post-collision evolution of the fragments.

One of the crucial questions about the formation of asteroid families is how the incident collisional energy is transferred onto the rotational energies of the ejected bodies. The present distribution of angular momentum among the members of a family can be obtained through the knowledge of the rotation and other physical properties, such as diameters or masses, and the overall shape of a large sample of objects (Pravec et al., 2002). However, when relating the fragmentation event with this data caution must be taken since diverse phenomena such as secondary collisions, re-accumulation, infall of material, the YORP (Yarkovsky–O'Keefe–Radzievskii–Paddack) effect, and others, can also modify the rotational state of the fragments after the collision itself (see, for example, Dobrovolskis and Burns, 1984; Cellino et al., 1990).

Simulations of collisional impacts among asteroids have been performed in recent years using models involving hydrodynamic codes (Benz and Asphaug, 1994, 1999; Love and Ahrens, 1996; Richardson et al., 2000; Michel et al., 2001). However, due to the nature of these models the simulations do not consider explicitly the rotational properties of

<sup>☆</sup> Observations carried out at the Observatório do Pico dos Dias, operated by the Laboratório Nacional de Astrofísica (Brazil), the Estación Astrofísica de Bosque Alegre (Argentina), and the Complejo Astronómico El Leoncito (Argentina), which is operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba, and San Juan, Argentina.

\* Corresponding author.

E-mail address: [alvarez@on.br](mailto:alvarez@on.br) (A. Alvarez-Candal).

the fragments, which are among the observables of a family. Numerical work on the rotation of the fragments immediately after the catastrophic disruption of a rubble-pile was recently done by Roig et al. (2003). Their results, however, are not directly comparable to a real family since the dynamical evolution of the fragments, subsequent to the break-up, has not yet been taken into account. Previous work taking into account the rotation of the fragments was done by Paolicchi et al. (1996) that use a semi-empirical model which obtains the final rotational state from the properties of the ejecta velocity field.

From an observing point of view, there are not many studies on the distribution of rotational properties of asteroid families. Pioneering work was done by Binzel (1988) and Binzel et al. (1989) on the Eos and Koronis families. These authors found unusually large lightcurve amplitudes in asteroids members of the Koronis family and they also suggested an alignment of the spin axes. This work was followed by Slivan (2002) and Slivan et al. (2003) with the confirmation of an alignment of the spin axes of some members of the Koronis family. This led to the proposal of a new dynamical mechanism which would be responsible for this alignment, called the Slivan effect (Vokrouhlický et al., 2003). This process locks the spin axis of the 20–40 km-sized population in a preferential direction when the precessional rate of the axis matches the rate of precession of Saturn’s longitude of nodes (spin–orbit resonance).

In order to increase current knowledge of the rotational state of asteroids likely produced in events of collisional break-up, we carried out an observational program aimed at determining photometrically the rotation periods of members of well-known families. Among the largest families three were selected for this study: Themis, Eos and Maria. The choice was based on the number of objects in each family, their observability, and the already available data.

In Section 2 is described the data acquisition and reduction while the results are given in Section 3. The obtained data, combined with that available in the literature, was then used to search for correlations among diverse physical properties in each of the studied family. This analysis and a brief overview of the obtained results are given in Sections 4 and 5, respectively.

## 2. Observations and data reduction

The observations were carried out during several observational runs, between 2000 and 2003, at the 1.54-m telescope of the Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA, Argentina), at the 0.60-m (OPD-1) and 1.60-m (OPD-2) telescopes, both of the Observatório do Pico dos Dias (Brazil), and at the 2.15-m telescope of the Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO, Argentina). All the observations were made using CCD cameras in the R broadband filter. A Tektronix 1024 × 1024 CCD camera was used for the EABA and CASLEO observations yielding a 5.7 × 5.7 and a 9'

diameter field, respectively. In the observations at the OPD an EEV 385 × 578 CCD with a 7.2 × 5.5 field was used.

The observational circumstances of all the studied asteroids are listed in Table 1 which shows the family, the asteroid designation, the UT date, the heliocentric ( $r$ ) and topocentric ( $\Delta$ ) distances, the solar phase angle ( $\alpha$ ), the ap-

Table 1  
Observational circumstances of asteroids members of the Themis, Eos, and Maria families

Family	Asteroid	Date	$r$ [AU]	$\Delta$ [AU]	$\alpha$ [°]	$V$	Telescope	
Themis	62 Erato	30sep03	2.836	2.112	16.2	13.5	OPD-1	
		01oct03	2.835	2.121	16.5	13.5	OPD-1	
	656 Beagle	03sep00	3.523	2.675	10.2	15.5	EABA	
		29sep00	3.536	2.990	14.8	15.9	EABA	
		26oct00	3.549	3.391	16.3	16.3	EABA	
	1259 Ogyalla	23aug01	3.322	2.442	10.1	16.2	EABA	
		02sep00	3.450	2.449	2.5	16.0	EABA	
	1340 Yvette	03sep00	3.451	2.448	2.1	16.0	EABA	
		03mar01	2.937	2.099	12.2	16.0	EABA	
		23apr01	2.864	1.901	7.2	15.5	EABA	
	2003 Harding	20jun01	2.786	2.386	12.4	16.5	EABA	
		15jun02	3.404	2.603	12.0	17.2	CASLEO	
		16jun02	3.405	2.594	11.8	17.1	CASLEO	
	3790 Raywilson	15jun02	3.709	2.903	10.8	18.2	CASLEO	
		17jun02	3.710	2.924	11.2	18.3	CASLEO	
Eos	450 Brigitta	20sep03	2.782	2.011	15.6	14.9	OPD-2	
		02oct03	2.773	2.129	18.1	15.1	OPD-1	
		03oct03	2.773	2.140	18.3	15.1	OPD-1	
	1174 Marmara	23sep03	2.671	1.723	8.8	15.9	OPD-2	
	1388 Aphrodite	01oct03	2.828	1.843	4.5	12.9	OPD-1	
		02oct03	2.829	1.845	4.5	12.9	OPD-1	
		03oct03	2.830	1.846	4.6	12.9	OPD-1	
	1732 Heike	22sep03	2.676	1.786	12.2	15.2	OPD-2	
		23sep03	2.676	1.780	11.9	15.2	OPD-2	
	2443 Tomeileen	03oct03	3.156	2.403	13.8	15.4	OPD-1	
		04oct03	3.156	2.393	13.5	15.4	OPD-1	
	Maria	616 Elly	17jul03	2.701	1.731	8.0	14.6	OPD-1
			18jul03	2.701	1.732	8.1	14.6	OPD-1
			19jul03	2.701	1.733	8.2	14.6	OPD-1
20jul03			2.701	1.734	8.3	14.6	OPD-1	
727 Nipponia		03jun00	2.734	1.866	13.3	13.9	EABA	
		04jul00	2.707	1.705	4.6	13.3	EABA	
875 Nympha		16jul03	2.226	1.337	16.4	14.7	OPD-1	
		17jul03	2.225	1.341	16.7	14.8	OPD-1	
1158 Luda		22may02	2.833	1.869	7.7	15.0	EABA	
		08jun02	2.825	1.905	10.5	15.1	EABA	
1996 Adams		27may01	2.608	1.645	8.7	15.9	EABA	
		22aug01	2.478	2.158	24.0	16.9	EABA	
2151 Hadwiger		09apr00	2.571	1.600	7.0	14.7	EABA	
	25may01	2.713	2.016	18.1	16.8	EABA		
	27may01	2.711	1.995	17.8	16.8	EABA		
2429 Schurer	20jun01	2.690	1.790	12.4	16.4	EABA		
	01may00	2.612	1.620	4.9	15.5	EABA		
	03jun00	2.631	1.685	10.0	15.9	EABA		
3537 Jurgen	07jun02	2.303	1.364	12.5	16.3	EABA		
	08jun02	2.302	1.359	12.2	16.3	EABA		
4856 Seaborg	17nov01	2.407	1.488	11.1	15.6	EABA		
	18nov01	2.407	1.485	10.9	15.5	EABA		
5208 Royer	19jul03	2.723	1.800	11.1	15.7	OPD-1		
	20jul03	2.723	1.794	10.7	15.7	OPD-1		
5542 Moffatt	18jul03	2.437	1.434	5.0	15.5	OPD-1		
	19jul03	2.434	1.427	4.1	15.5	OPD-1		
9175 Graun	07jun02	2.515	1.624	13.8	16.2	EABA		
	09jun02	2.512	1.632	14.4	16.3	EABA		
12728 1991 RP <sub>1</sub>	19sep03	2.232	1.234	3.9	16.0	OPD-2		
	20sep03	2.233	1.237	4.5	16.0	OPD-2		

parent magnitude ( $V$ ), and the telescope. These ephemeris were obtained at the web site of the MINOR PLANET CENTER (<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/mpc.html>, hereafter MPC).

The obtained images were calibrated using standard methods with dome flat-field and zero exposure images. The instrumental magnitudes were measured with the Image Reduction and Analysis Facility (IRAF) software, using aperture photometry on the images with the task PHOT of the DAOPHOT package. All the lightcurves have been constructed with relative magnitudes, i.e., the difference between the instrumental magnitudes of the asteroid and of one field comparison star. This was done aiming to minimize the effects of the atmospheric extinction and weather changes.

In order to obtain the composite lightcurves a Fourier analysis was performed on the data using the method described in Harris and Lupishko (1989). In those cases where a reasonable fit could not be obtained the single-night lightcurves were used to make some estimation of the rotational period and the amplitude of the variation. Note that the times of observation were not corrected by light travel time, since the correction is small for the orbital arcs spanned by our observations.

In Appendix A (Fig. A.1) are given the composite lightcurves for 17 asteroids: five members of the Themis family, two of the Eos family and ten of the Maria family. In the plots each symbol indicates a different night, and the solid line represents the best Fourier fit. Single-night lightcurves of two members of Themis, three of Eos, and three of Maria

families are also given, and the date in each of these figures correspond to the start time of the observation.

### 3. Periods and amplitudes

The information obtained from the lightcurves, composite or not, is summarized in Table 2, in which first and second columns give the family and the asteroid designation, while the third, fourth and fifth columns give the rotational period, lightcurve amplitude and order of the Fourier series fit, respectively. The order of each Fourier series was selected as the one which minimize the residuals of the fit. Nevertheless, its final choice is made after an inspection of the fitted composite lightcurve in order to assure that no spurious minimum or maximum are introduced by the method. The sixth column ( $\Delta T$ ) gives the total amount of time devoted to the observation of the asteroid. The diameters, given in the seventh column, are from IRAS, with the exception of those marked with †. These have been determined from the albedo estimate and the absolute magnitude as described in the following section (see Eq. (1)). The diameters or absolute magnitudes were taken from the datafile `astorb.dat` available at the LOWELL OBSERVATORY home page (<ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>). The last two columns of Table 2 give the zero rotational phase time in fraction of day and the reliability code,  $q$ , assigned to each period. This parameter assumes values from 1 up to 3 and defines, in a rather subjective way, the reliability on the period determination. To a period with a low reliabil-

Table 2  
Rotational properties of the observed asteroids

Family	Asteroid	$P$ [hr]	$\Delta m$	Order	$\Delta T$ [hr]	$D$ [km]	Zero phase time	$q$
Themis	62 Erato*	$5.675 \pm 0.001$	0.15	4	6.81	95.4	2003-Oct-01.134	2
	656 Beagle	$7.255 \pm 0.001$	0.99	4	8.52	53.2	2000-Sep-21.860	2
	1259 Ogyalla*	—	$\sim 0.0$		3.07	33.1		
	1340 Yvette	$3.525 \pm 0.001$	0.16	6	7.13	25.9	2000-Sep-03.285	2
	1782 Schneller	—	$\sim 0.6$		11.647	33.1		
	2003 Harding	$2.96 \pm 0.01$	0.18	2	4.67	23.0†	2002-Jun-16.822	1
3790 Raywilson	$4.86 \pm 0.01$	0.31	4	9.32	16.6†	2002-Jun-17.698	2	
Eos	450 Brigitta	$> 10$	$> 0.2$		8.66	33.3		
	1174 Marmara	$> 11$	$\sim 0.2$		4.03	13.7†		
	1388 Aphrodite*	$> 8.8$	$\sim 0.4$		8.03	25.2		
	1732 Heike	$3.338 \pm 0.001$	0.27	5	4.24	24.1	2003-Sep-23.385	2
	2443 Tomcileen	$3.974 \pm 0.001$	0.1	3	6.86	30.9	2003-Oct-04.290	3
Maria	616 Elly	$5.301 \pm 0.001$	0.34	5	16.77	18.1	2003-Jul-19.259	3
	727 Nipponia*	$3.974 \pm 0.001$	0.11	4	6.97	32.2	2000-Jun-24.980	3
	875 Nymphe*	$9.57 \pm 0.01$	0.42	4	7.86	13.8	2003-Jul-16.949	2
	1158 Luda*	$7.44 \pm 0.01$	0.29	3	8.53	19.1	2002-Jun-01.452	2
	1996 Adams	$3.560 \pm 0.001$	0.34	3	4.60	10.8†	2001-Jun-27.671	2
	2151 Hadwiger	$2.29 \pm 0.01$	0.38	6	2.17	20.2	2000-Apr-09.645	2
	2429 Schurer	$7.070 \pm 0.001$	0.28	6	10.18	10.3†	2001-Jun-08.026	2
	2903 Zhuhai	$6.152 \pm 0.001$	0.53	4	8.97	11.3†	2000-May-20.236	3
	3537 Jorgen	$> 14$	$\sim 0.3$		5.67	6.8†		
	5208 Royer	$3.866 \pm 0.001$	0.44	5	5.09	13.6†	2003-Jul-20.590	3
	5542 Moffatt	$5.195 \pm 0.001$	0.27	4	11.08	10.2†	2003-Jul-19.185	2
	9175 Graun	$> 20$	$\sim 0.2$		6.00	9.4†		
12728 1991 RP <sub>1</sub>	—			5.98	5.9†			

ity, and that can be even completely wrong, is given  $q = 1$ . Growing reliability on the determined value increases the  $q$  parameter to 2 or even 3, when the period is quite secure. A detailed definition of this parameter can be found in Harris and Young (1983).

The asteroids marked by \* in Table 2 have already published rotational period, most given in the lightcurves parameters list at the MPC, updated by A. Harris and B.D. Warner on 2003 December 15. 62 Erato was observed by Harris et al. (1992) and they estimated  $P > 8$  hr and  $\Delta m > 0.2$  with a low confidence. 1259 Ogyalla was observed by Lagerkvist (1978), obtaining an estimated period larger than 12 hr and an amplitude larger than 0.3. Our data, however, do not present any variation, in brightness, of this asteroid with respect to the comparison field star. In the case of 1388 Aphrodite a period of 11.95 hr with an amplitude 0.35, was obtained by Ingleby et al. (2003, unpublished, posted at the MPC). Florczak et al. (1997) and Behrend (2003, unpublished, posted at MPC) observed 727 Nipponia, obtaining periods of 4.6 and 5.069 hr, respectively, and an amplitude of 0.14. Finally 857 Nympe with  $P = 12.638$  hr and  $\Delta m = 0.46$  and 1158 Luda with  $P = 6.904$  hr and  $\Delta m = 0.15$  were observed by Wagner (2004) and Wagner (2003, unpublished, posted at MPC), respectively.

#### 4. Analysis of the data

The obtained results can be used, along with those available in the literature, to search for correlations between the rotational frequency, the amplitude of the lightcurves, and the diameter of the asteroid. Including only those asteroids with a  $q \geq 2$  period determination, the total sample consists of 30, 43, and 21 objects of the Themis, Eos, and Maria families, respectively. The objects members of each of the three families and for which periods and amplitudes were taken from the literature are given in Table 3.

Two important caveats are: first, the information which can be obtained from composite lightcurves, at a single epoch, is rather limited since they might change substantially at different apparitions by changes in aspect angle; and second, the sample is rather small to obtain robust statistical results. Even though, we believe that interesting information can be extracted from the data.

Table 3  
Asteroids with rotational properties taken from the literature

Themis	24 90 171 222 268 379 383 492 526 621 936 954 981 996 1074 1576 1674 1687 1805 2165 2228 2270 2659 2921 8189
Eos	221 339 513 520 529 573 579 590 639 653 742 766 775 798 807 1087 1095 1129 1148 1186 1207 1210 1220 1286 1291 1416 1434 1533 1604 1641 1723 1753 1780 1799 1957 2052 2111 3638 4455 5940
Maria	170 472 575 660 695 714 787 2962 3786 4099 9262

The rotational lightcurves of 621 Werdandi, 2228 Soyuz-Apollo, and 3786 Yamada have been recently published at Almeida et al. (2004).

The data concerning the families and used in what follows were taken from diverse sources. For the family memberships we used those described in Mothé-Diniz et al. (2004) that applied a cluster analysis, similar to the one first proposed by Bendjoya et al. (1993), on the set of proper elements computed by Milani and Knežević (<http://hamilton.dm.unipi.it/cgi-bin/astdys/astibo>). In Fig. 1 is shown the distribution, in the proper elements space, of the asteroids used in the present study. Note that the different symbols separate not only the distinct families but also those asteroids with rotational properties taken from the literature. Note that the family membership of the asteroids in our sample, coincide with these of Zappalà et al. (1995).

The predominant taxonomic class of each family, C, K, and S for Themis, Eos, and Maria, respectively, was taken from Cellino et al. (2002). The mean geometric albedos for each of these taxonomic classes were taken from (Bus, 1999) and used to compute the diameter for those asteroids without an IRAS (Tedesco et al., 2002) determination. The used values were 0.07 for the Themis family, 0.15 for the Eos family, and 0.22 for the Maria family. In these cases the diameter  $D$ , in km, was computed through the relation

$$D = \frac{1.329}{p^{1/2}} \times 10^{(3-H/5)}, \quad (1)$$

where  $H$  and  $p$  are the absolute magnitude and the mean geometric albedo, respectively (Bowell and Lumme, 1979).

The presence of correlations among the diameter and the rotational properties, the frequency and the amplitude of the composite lightcurve, in asteroids members of the Themis, Eos, and Maria families, was then searched. This was performed using the Spearman Rank-Order Correlation Coefficient ( $r_s$ ) (Press et al., 1992). This coefficient assumes values between  $-1$  and  $1$ . A correlation exists if  $r_s = 1$ , while  $r_s = -1$  means total anticorrelation. A zero value means that there is no correlation at all. The significance of  $r_s$  is measured by  $P_{r_s}$ , which gives the probability of two variables being uncorrelated. This test was chosen since it is very robust and do not rely on any a priori assumption.

For each family the above correlation test was applied on three pairs of variables. The first pair is the *rotational frequency* (inverse of the rotational period) and the *diameter*, the second pair is the amplitude of the lightcurve ( $\Delta m$ ) and the *diameter*, and the third pair is the *rotational frequency* and  $\Delta m$ .

Moreover, for each family two data sets were used: the first one with all the asteroids and the second with just those with IRAS diameter. The results obtained are summarized in Table 4 where for each family and pair of tested variables are given the Spearman parameters,  $r_s$  and  $P_{r_s}$ , obtained for the two data sets. Those results will be discussed below separately for each family.

##### 4.1. Themis family

In Fig. 2a we show the rotational frequency versus the diameter for the thirty objects of the Themis family with



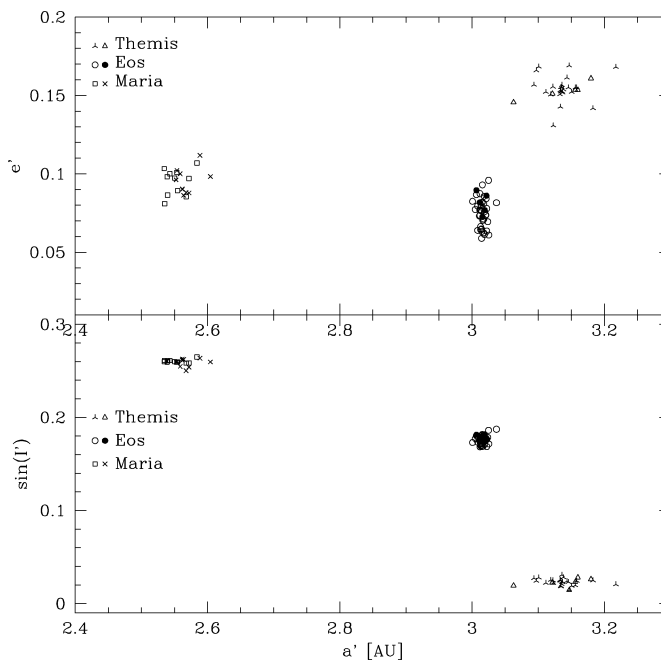


Fig. 1. Asteroids of the three families analyzed in this paper in the  $a'-e'$  and  $a'-\sin(I')$  spaces. The different symbols separate our observations (filled circles for Eos, crosses for Maria, and open triangles for Themis) from those of the literature.

Table 4  
Results of the search for correlations

Family	Pair of variables	$r_s$ (all)	$P_{r_s}$ (all)	$r_s$	$P_{r_s}$
Themis	<i>frequency – diameter</i>	-0.39	0.03	-0.22	0.30
	$\Delta m - diameter$	-0.22	0.25	-0.26	0.22
	<i>frequency – <math>\Delta m</math></i>	-0.16	0.38	-0.17	0.44
Eos	<i>frequency – diameter</i>	-0.10	0.53	-0.17	0.31
	$\Delta m - diameter$	-0.26	0.09	-0.19	0.25
	<i>frequency – <math>\Delta m</math></i>	-0.11	0.47	-0.13	0.45
Maria	<i>frequency – diameter</i>	-0.39	0.08	-0.54	0.05
	$\Delta m - diameter$	0.28	0.21	-0.05	0.87
	<i>frequency – <math>\Delta m</math></i>	-0.10	0.66	0.00	0.99

known period. The filled triangles represent objects with IRAS diameter, while the open squares indicate objects with diameters inferred from the albedo and the absolute magnitude  $H$ , as explained above. Note that this graphical distinction between objects with and without IRAS diameters will be maintained throughout this paper.

The test for correlations in the *frequency – diameter* pair gives  $r_s = -0.39$  and  $P_{r_s} = 0.03$  when considering all the objects, which indicates a possible anticorrelation between the variables. However, if we exclude the objects without IRAS diameter (7 asteroids) the parameters become  $r_s = -0.23$  and  $P_{r_s} = 0.30$ , and the anticorrelation is not significant at all. It must be cautioned that in this case the data set becomes very small and can, therefore, invalidate the results.

No trend or correlation between the variables *diameter* and  $\Delta m$  were found in any of the data sets analyzed (Fig. 2b). The test on the variables  $\Delta m$  and *frequency* also gives a strong indication of no correlation at all (Fig. 2c).

As can be seen in Fig. 3a, the frequency distribution of the Themis family is very irregular, with most of the objects grouped in the range from 5 to 10 hr. The mean frequency is  $0.144 \text{ hr}^{-1}$  which corresponds to a period of 6.96 hr, and the median of the distribution is 7.11 hr. The  $\Delta m$  distribution (Fig. 3b) is even more irregular, ranging from near zero amplitude to 1 magnitude amplitude. The mean and median of the distribution are 0.35 and 0.34, respectively. This jagged distribution is due to the existence of elongated objects.

#### 4.2. Eos family

In the case of the Eos family, the analyzed dataset contains 43 asteroids. However due to the very long rotational period of 1220 Crocus (737 hr and  $\Delta m = 0.87$ ), this asteroid was not included in Fig. 4, but it was taken into account in the diverse tests, with some few exceptions which are explicitly noted below. When we take into account only those asteroids with IRAS diameter, the sample is reduced to 37 asteroids.

The Spearman test performed on the *frequency* and *diameter* pair, with both samples, indicates uncorrelated data as shown in Table 4. This is readily seen also from Fig. 4a.

Lightcurves of family asteroids

393

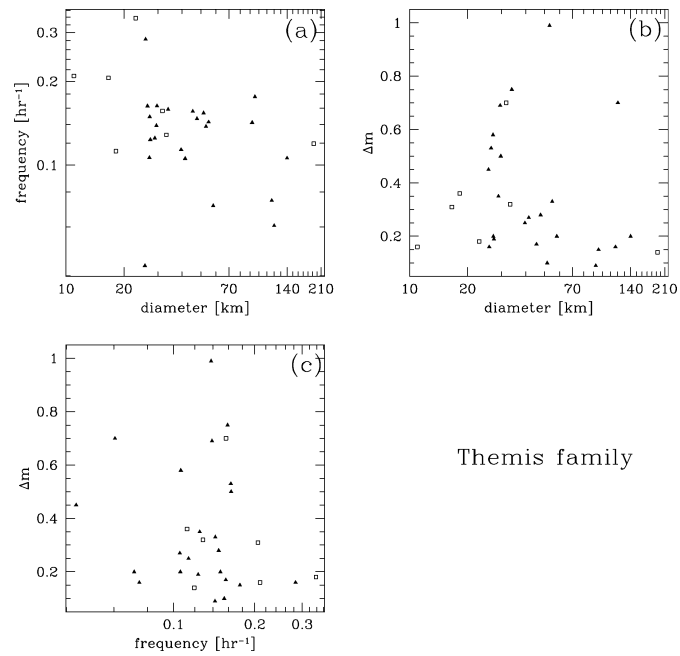


Fig. 2. Distribution of parameters for the Themis family: (a) diameter vs. rotational frequency, (b) diameter vs.  $\Delta m$ , and (c) rotational frequency vs.  $\Delta m$ .

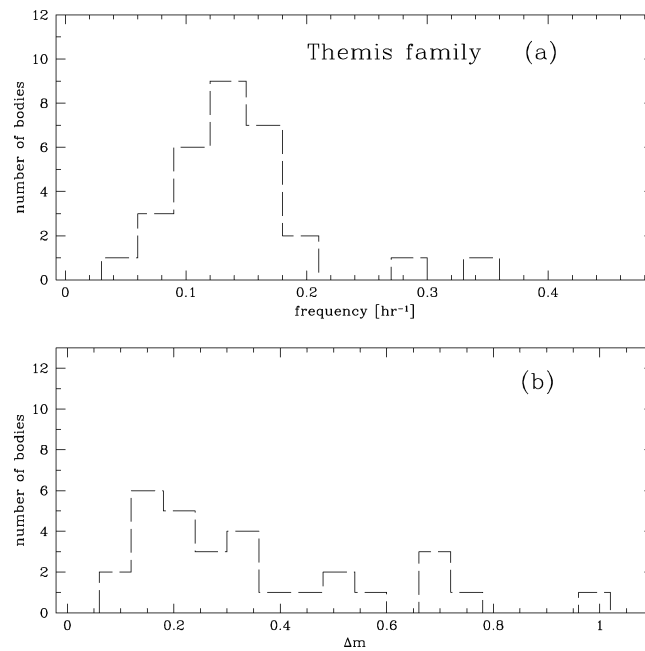


Fig. 3. Rotational frequency (a) and  $\Delta m$  (b) distributions for the Themis family.

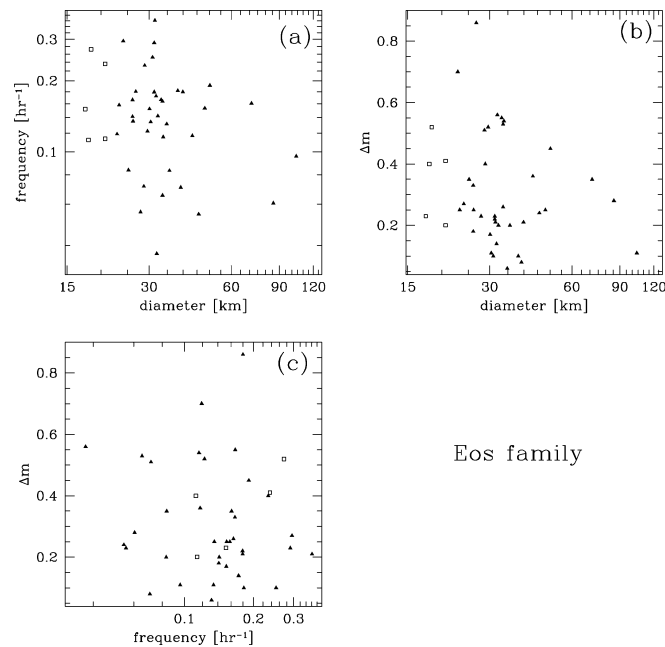


Fig. 4. Distribution of parameters for the Eos family: (a) diameter vs. rotational frequency, (b) diameter vs.  $\Delta m$ , and (c) rotational frequency vs.  $\Delta m$ .

A weak anticorrelation is seen in the  $\Delta m - diameter$  pair, but just when the complete sample is analyzed. When we consider only those asteroids with IRAS albedo this anticorrelation disappears (Fig. 4b). Negative results for a correlation in the  $frequency - \Delta m$  pair were also obtained on both samples (Fig. 4c).

As 1220 Crocus has an extremely low rotation, we performed the Spearman test also discarding only this asteroid and retaining the other 42 objects. No correlation was found in any of the pairs of variables.

Two datasets were used in the analysis of the distributions: the first one includes just asteroids with measured periods, excluding 1220 Crocus, and the second one includes 1220 Crocus and the asteroids 450 Brigitta and 1174 Marmara with the estimations given in Table 2. This was done because these two objects have very good individual lightcurves but long rotational periods, which difficults the task of computing a period over few nights of observations allowing, however, a quite precise estimation of the period. In Figs. 5a and 5b the continuous and the dashed lines indicate the reduced and the extended samples, respectively.

The frequency distribution has an excess of objects at  $\sim 0.16$  and  $\sim 0.3 \text{ hr}^{-1}$  (continuous line). On the other hand, when adding the three asteroids mentioned above, an excess appears at  $0.1 \text{ hr}^{-1}$  which means an excess of rotators with period of  $\sim 10 \text{ hr}^{-1}$ . The mean of the continuous line distribution is  $0.156 \text{ hr}^{-1}$  which corresponds to  $P = 6.41 \text{ hr}$ . The median of the period is  $6.81 \text{ hr}$ . The distribution of am-

plitudes is very irregular with a mean of 0.31 and median of 0.25. Both values are for the continuous line distribution. There is a maximum at 0.2 which indicates the existence of several asteroids with almost spherical shape, under an assumption of equatorial view, or nearly pole-on view.

#### 4.3. Maria family

For the variables  $frequency$  and  $diameter$ , the Spearman correlation coefficient gives a weak anticorrelation when considering all the objects ( $r_s = -0.39$ ,  $P_{r_s} = 0.08$ ) and also just those with IRAS albedo ( $r_s = -0.54$ ,  $P_{r_s} = 0.05$ ) (Fig. 6a). In the other two pairs of variables the Spearman test do not reveals any correlation (see Figs. 6b and 6c), showing a strong uncorrelation in the  $frequency - \Delta m$  pair.

The data for the rotational properties of Maria family is very scarce, but the distribution of rotational frequencies and amplitudes are not so much spread out. This fact may, of course, be attributed exactly to the paucity of the data.

The mean frequency is  $0.194 \text{ hr}^{-1}$  which corresponds to a period of  $5.13 \text{ hr}$ , and the median is  $6.055 \text{ hr}$ . These two parameters have the smallest values among the families considered here. Maria has also the fastest rotators of the three families ( $P < 2.5 \text{ hr}$ ) (Fig. 7a). The distribution of amplitudes is very compact, with no object with  $\Delta m > 0.65$  (Fig. 7b), and the mean and the median of the distribution have the same value of 0.34.

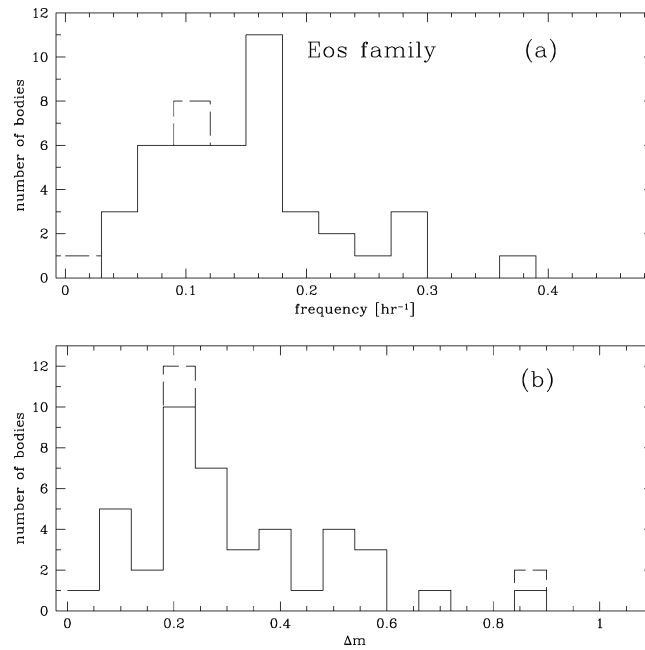


Fig. 5. Rotational frequency (a) and  $\Delta m$  (b) distributions for the Eos family.

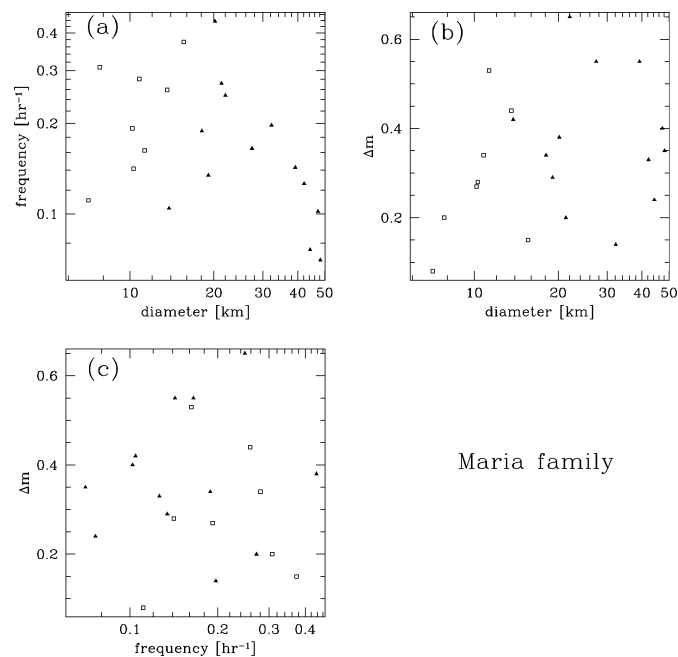


Fig. 6. Distribution of parameters for the Maria family: (a) diameter vs. rotational frequency, (b) diameter vs.  $\Delta m$ , and (c) rotational frequency vs.  $\Delta m$ .

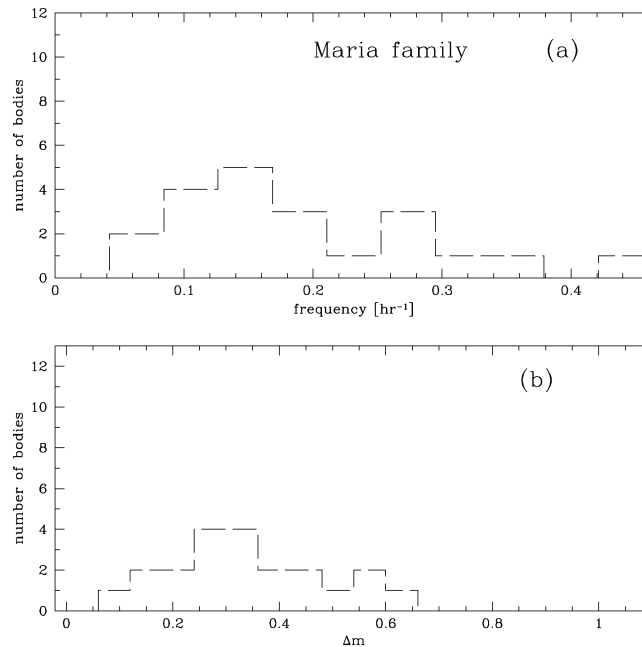


Fig. 7. Rotational frequency (a) and  $\Delta m$  (b) distributions for the Maria family.

## 5. Summary and discussion

In this paper we have presented composite lightcurves and rotational periods for seventeen asteroids members of the Themis, Eos, and Maria families. Eight more asteroids were observed, but just a lower estimate of the rotation period and lightcurve amplitude could be obtained.

We also compiled the published data on the rotational properties of the Themis, Eos, and Maria families to study the distribution of the rotational properties and analyse their relationships with the diameters of the bodies.

In general, we did not find any strong evidence of correlations between the pairs of variables analyzed (see Table 4). The Spearman Rank-Order Correlation Coefficient shows a possible anticorrelation between *diameter* and *frequency* in the Maria family and a similar behavior in the Themis family. This behavior is consistent with the relationship between the rotational frequency and the diameter observed in laboratory experiments (Giblin et al., 1998), some models (Paolicchi et al., 1996), and the asteroidal population (Pravec et al., 2002). However, the trend is more consistent in the Maria family, since in the Themis family the anticorrelation is not present when we consider just the asteroids with IRAS diameter. Similarly, in the Eos family a weak anticorrelation appears in the pair of variables  $\Delta m - \text{diameter}$ , and disappears when we consider only the IRAS diameter asteroids.

The weak evidence of anticorrelation found in the Maria family may be related to the age of the family ( $\sim 10^8$  yr;

Farinella, 1994). It is possible that the largest fragments (5 objects have  $40 \text{ km} < D < 50 \text{ km}$ ) remember the rotational state of their parent body (Binzel et al., 1989). Not much can be said about the Themis and Eos families in view of the lack of significant correlations.

From the distributions of frequencies and amplitudes we can see (Table 5) that the Maria family has the lowest mean and median in the frequency distribution. The frequency distribution of Themis is the most irregular of the three families here analyzed, maybe the Slivan effect having some implications with this fact. In their work Vokrouhlický et al. (2003) predict that asteroids with orbital characteristics similar to that of 24 Themis could suffer the alignment of the spin axis, in a similar way to the one observed in the Koronis family (Slivan, 2002; Slivan et al., 2003). Moreover those works report a tightly cluster of rotational periods, in prograde rotators, between 7.5 and 9 hr. Our distribution for the Themis family shows that 22 objects (71% of the sample) have  $5.5 \text{ hr} < P < 12.5 \text{ hr}$ . Nevertheless, we cannot strictly relate dynamical effects, such as the Slivan effect, with our results. To do this we need to obtain pole solutions for the asteroids of the family.

Finally it is important to stress that in the photometry devoted to study the rotational properties of asteroids, there exist an observational bias which favors the measure of short period and high amplitude lightcurves. How to estimate this bias is an open problem but it certainly depends on the number of objects for which a period is indeed obtained. From

the analysis here performed we can conclude that more data is in urgent need in order to confirm or not the trends here presented.

Table 5  
Distributions

Distribution		Themis	Eos	Maria
Spin	Mean [hr]	6.95	6.41	5.13
	Median [hr]	7.11	6.81	6.06
$\Delta m$	Mean	0.35	0.31	0.34
	Median	0.34	0.25	0.34

**Acknowledgments**

This work has been supported by CAPES, CNPq, FAPERJ, and SeCyT Córdoba through different fellowships and grants. The authors thank to many people who helped in the observations and the staff of the three observatories for their help and technical support. The authors thank Drs. D. Lupishko and A. Cellino for their comments and suggestions which much improved the paper.

**Appendix A. Lightcurves of the observed asteroids**

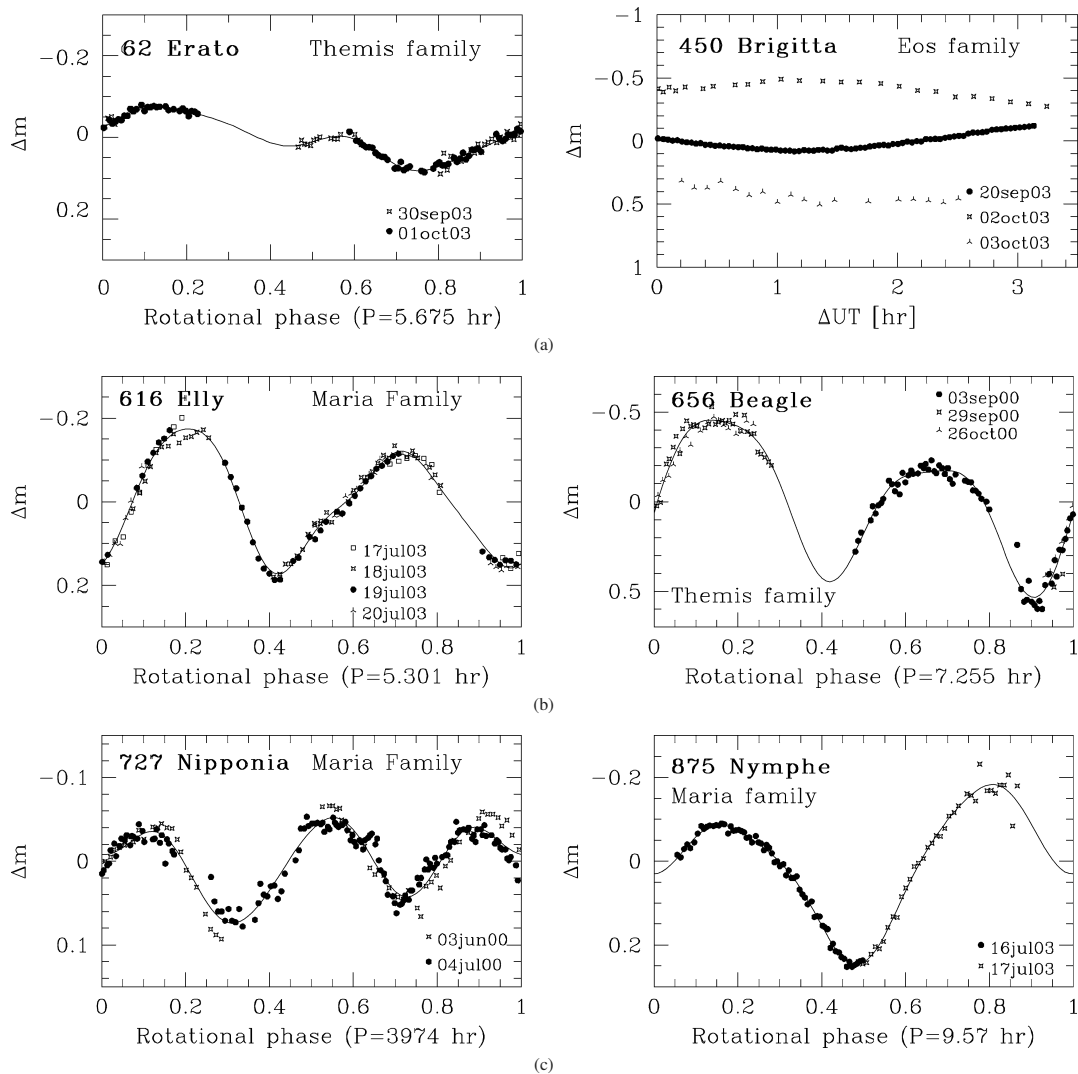


Fig. A.1.

398

A. Alvarez-Candal et al. / *Icarus* 172 (2004) 388–401

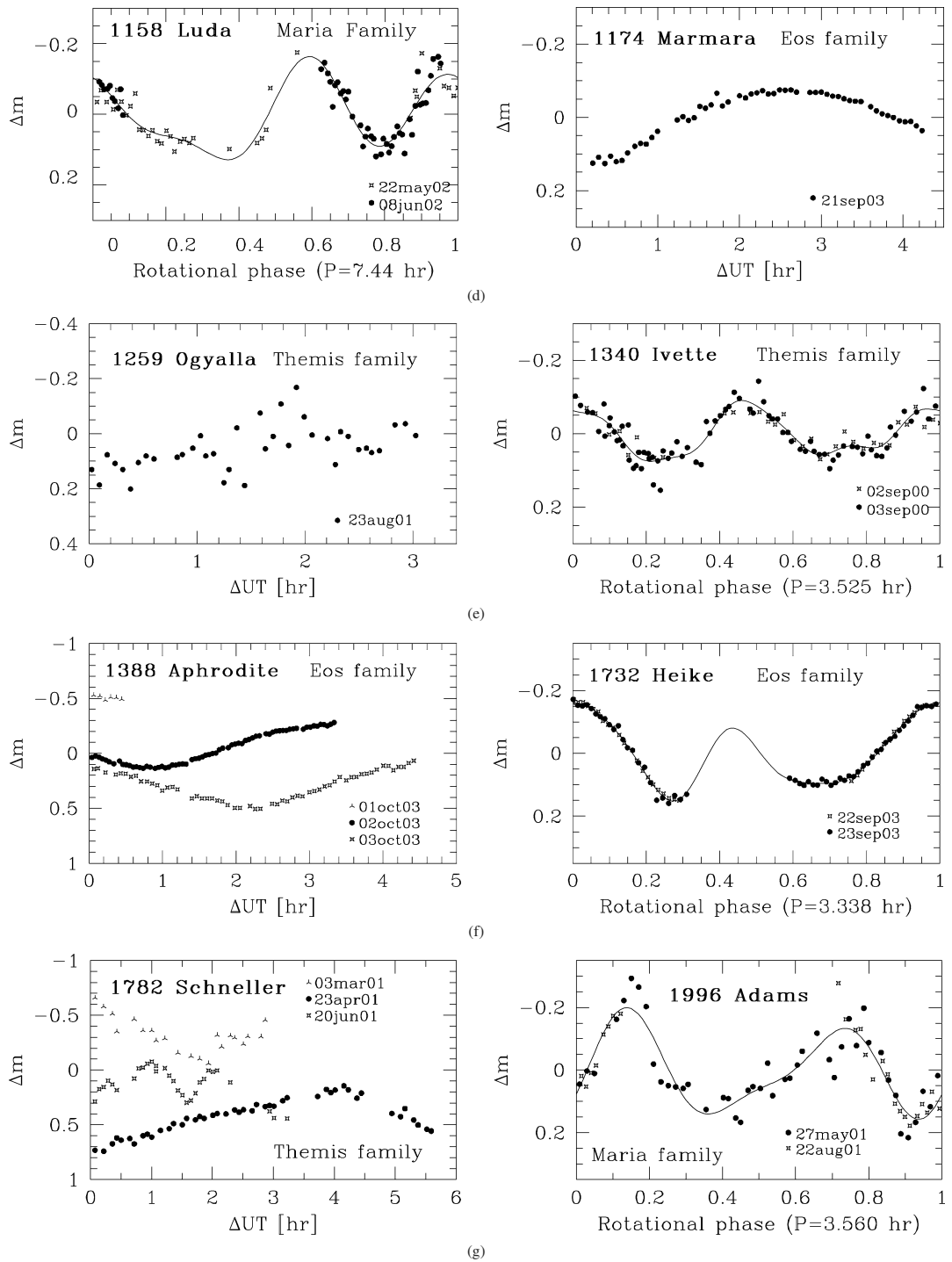


Fig. A.1. Continued.

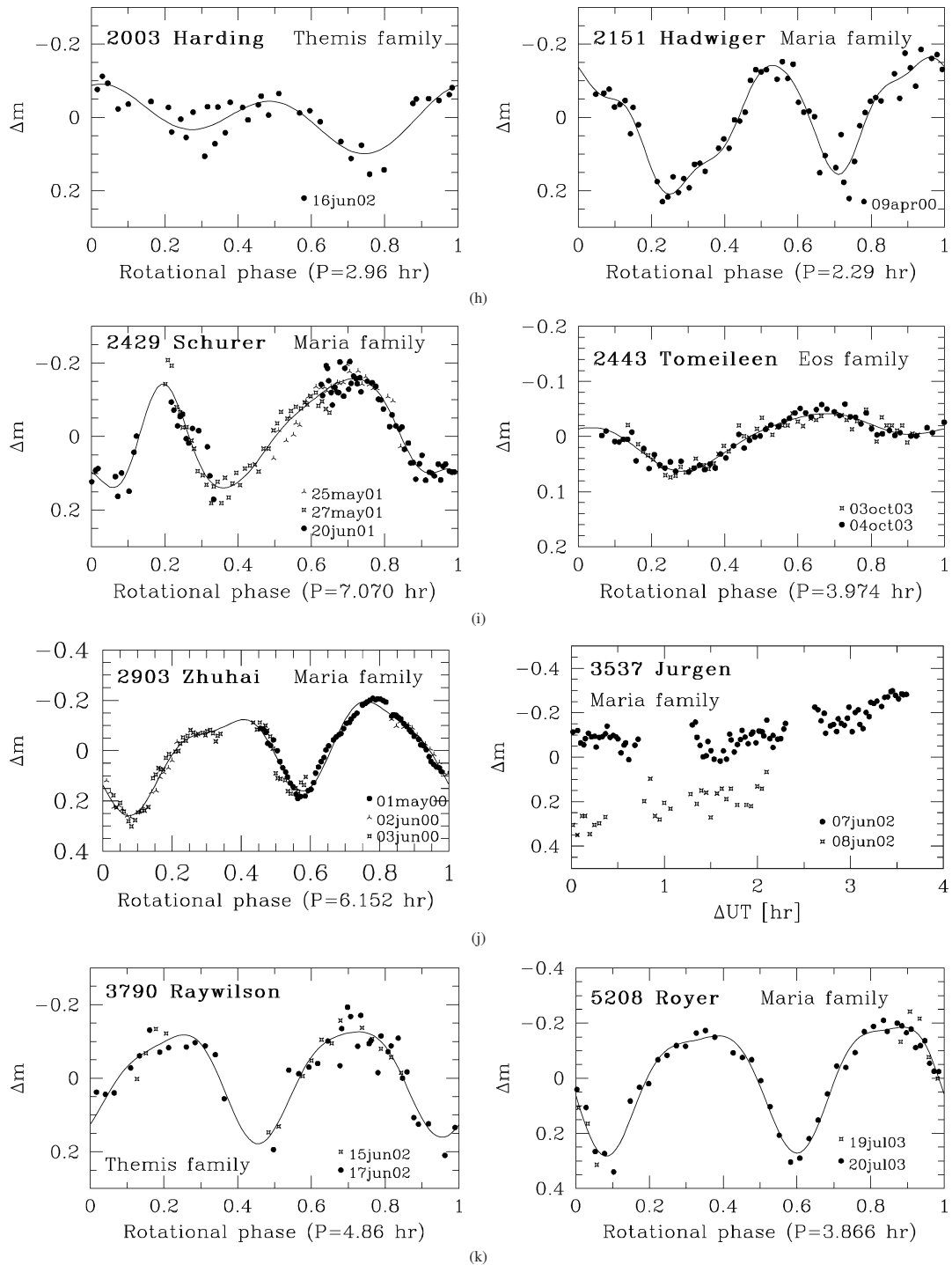


Fig. A.1. Continued.



400

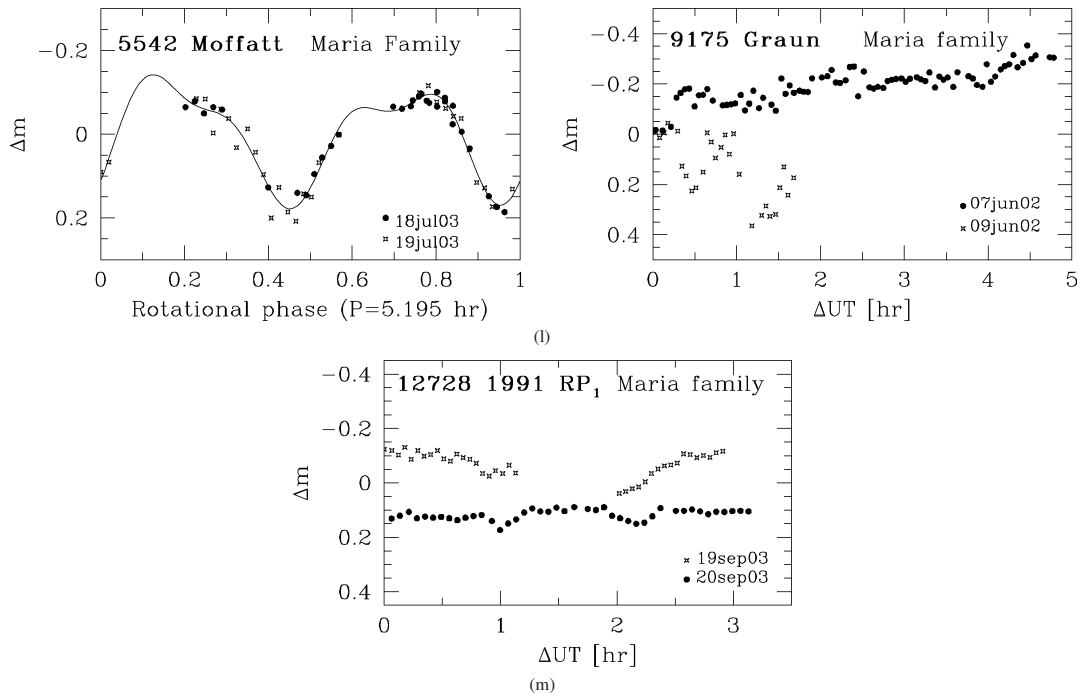
A. Alvarez-Candal et al. / *Icarus* 172 (2004) 388–401

Fig. A.1. Continued.

## References

- Almeida, R., Angeli, C.A., Duffard, R., Lazzaro, D., 2004. Rotation periods for small main-belt asteroids. *Astron. Astrophys.* 415, 403–406.
- Bendjoya, P., Cellino, A., Froeschlé, C., Zappalà, V., 1993. Asteroid dynamical families: a reliability test for two identification methods. *Astron. Astrophys.* 272, 651–670.
- Benz, W., Asphaug, E., 1994. Impact simulations with fracture. *Methods and tests. Icarus* 107, 98–116.
- Benz, W., Asphaug, E., 1999. Catastrophic disruptions revisited. *Icarus* 142, 5–20.
- Binzel, R.P., 1988. Collisional evolution in the Eos and Koronis asteroid families—observational and numerical results. *Icarus* 73, 303–313.
- Binzel, R.P., Farinella, P., Zappalà, V., Cellino, A., 1989. Asteroid rotation rates—distributions and statistics. In: Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. (Eds.), *Asteroids II*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 416–441.
- Bowell, E., Lumme, K., 1979. Colorimetry and magnitudes of asteroids. In: Gehrels, T. (Ed.), *Asteroids*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 132–169.
- Bus, S.J., 1999. Compositional structure in the asteroid belt: results of a spectroscopic survey. PhD thesis. Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts.
- Cellino, A., Zappalà, V., Davis, D.R., Farinella, P., Paolicchi, P., 1990. Asteroid collisional evolution. I. Angular momentum splash—despinning asteroids through catastrophic collisions. *Icarus* 87, 391–402.
- Cellino, A., Bus, S.J., Doressoundiram, A., Lazzaro, D., 2002. Spectroscopic properties of asteroid families. In: Bottke, W.F., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel, R.P. (Eds.), *Asteroids III*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 633–643.
- Dobrovolskis, A.R., Burns, J.A., 1984. Angular momentum drain: a mechanism for despinning asteroids. *Icarus* 57, 464–476.
- Farinella, P., 1994. How many families are there and how old are they? In: Kozai, Y., Binzel, R.P., Hirayama, T. (Eds.), *Seventy-five (75) Years of Hirayama Asteroid Families: The Role of Collisions in the Solar System History*. Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, pp. 76–86.
- Florczak, M., Dotto, E., Barucci, M.A., Birlan, M., Erikson, A., Fulchignoni, M., Nathues, A., Perret, L., Thebault, P., 1997. Rotational properties of main belt asteroids: photoelectric and CCD observations of 15 objects. *Planet. Space Sci.* 45, 1423–1435.
- Giblin, I., Martelli, G., Farinella, P., Paolicchi, P., Di Martino, M., Smith, P.N., 1998. The properties of fragments from catastrophic disruption events. *Icarus* 134, 77–112.
- Harris, A.W., Lupishko, D.F., 1989. Photometric lightcurve observations and reduction techniques. In: Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. (Eds.), *Asteroids II*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 39–53.
- Harris, A.W., Young, J.W., 1983. Asteroid rotation. IV. *Icarus* 54, 59–109.
- Harris, A.W., Young, J.W., Dockweiler, T., Gibson, J., Poutanen, M., Bowell, E., 1992. Asteroid lightcurve observations from 1981. *Icarus* 95, 115–147.
- Hirayama, K., 1918. Groups of asteroids probably of common origin. *Astron. J.* 31, 185–188.
- Lagerkvist, C.-I., 1978. Photographic photometry of 110 main-belt asteroids. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 31, 361–381.
- Love, S.G., Ahrens, T.J., 1996. Catastrophic impacts on gravity dominated asteroids. *Icarus* 124, 141–155.
- Michel, P., Benz, W., Tanga, P., Richardson, D.C., 2001. Collisions and gravitational reaccretion: forming asteroid families and satellites. *Science* 294, 1696–1700.
- Mothé-Diniz, T., Roig, F., Carvano, J., 2004. Reanalysis of asteroids families structure through visible spectroscopy. *Icarus*. Submitted for publication.
- Paolicchi, P., Verlicchi, A., Cellino, A., 1996. An improved semi-empirical model of catastrophic impact processes I. Theory and laboratory experiments. *Icarus* 121, 126–157.

- Pravec, P., Harris, A.W., Michalowski, T., 2002. Asteroid rotations. In: Bottke, W.F., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel, R.P. (Eds.), *Asteroids III*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 113–122.
- Press, W.H., Teukosky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1992. *Numerical Recipes*, second ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK. pp. 633–637.
- Richardson, D.C., Quinn, T., Stadel, J., Lake, G., 2000. Direct large-scale  $N$ -body simulations of planetesimal dynamics. *Icarus* 143, 45–59.
- Roig, F., Duffard, R., Penteadó, P., Lazzaro, D., Kodama, T., 2003. Interacting ellipsoids: a minimal model for the dynamics of rubble-pile bodies. *Icarus* 165, 355–370.
- Slivan, S.M., 2002. Spin vector alignment of Koronis family asteroids. *Nature* 419, 49–51.
- Slivan, M.S., Binzel, R.P., da Silva, L.D.C., Kaasalainen, M., Lyndaker, M.M., Krčo, M., 2003. Spin vectors in the Koronis family: comprehensive results from two independent analyses of 213 rotation lightcurves. *Icarus* 162, 285–307.
- Tedesco, E.F., Noah, P.V., Noah, M., Price, S.D., 2002. The supplemental IRAS minor planet survey. *Astron. J.* 123, 1056–1085.
- Vokrouhlický, D., Nesvorný, D., Bottke, W.F., 2003. The vector alignments of asteroid spins by thermal torques. *Nature* 425, 147–151.
- Wagner, B.D., 2004. Rotation rates for Asteroids 875, 926, 1679, 1796, 3915, 4209, and 34817. *Minor Planet. Bull.* 31, 19–22.
- Zappalà, V., Bendjoya, Ph., Cellino, A., Farinella, P., Froeschlé, C., 1995. Asteroid families: search of a 12,487-asteroid sample using two different clustering techniques. *Icarus* 116, 291–314.

## 2.3 Região interna do cinturão principal

A região interna do cinturão principal apresenta uma grande densidade de objetos, com várias famílias e grupos dinâmicos. Num aspecto geral, a região pode ser dividida em três partes. A primeira é a região mais interna onde coexistem a família de Baptistina e a maior parte dos grupos dinâmicos (figura 2.8). A segunda é a região de Nysa-Polana. Nesta região são identificadas famílias muito próximas, mas que não compartilham as mesmas características composicionais (Cellino et al. 2001). A terceira, provavelmente uma das mais interessantes do cinturão principal, é a intermediária, associada a (4) Vesta, o único grande asteroide diferenciado conhecido. A família foi identificada dinamicamente por Williams (1989) e comprovada observacionalmente por Binzel e Xu (1993).

Na figura 2.8 podem ser vistas as famílias da região interna, Baptistina em azul, Vesta em vermelho, Nysa em verde, Erigone em negro e Massalia em azul-celeste. Em cinza são apresentados todos os “clumps” identificados na região. As famílias e clumps são os definidos no trabalho Mothé-Diniz et al. (2005).

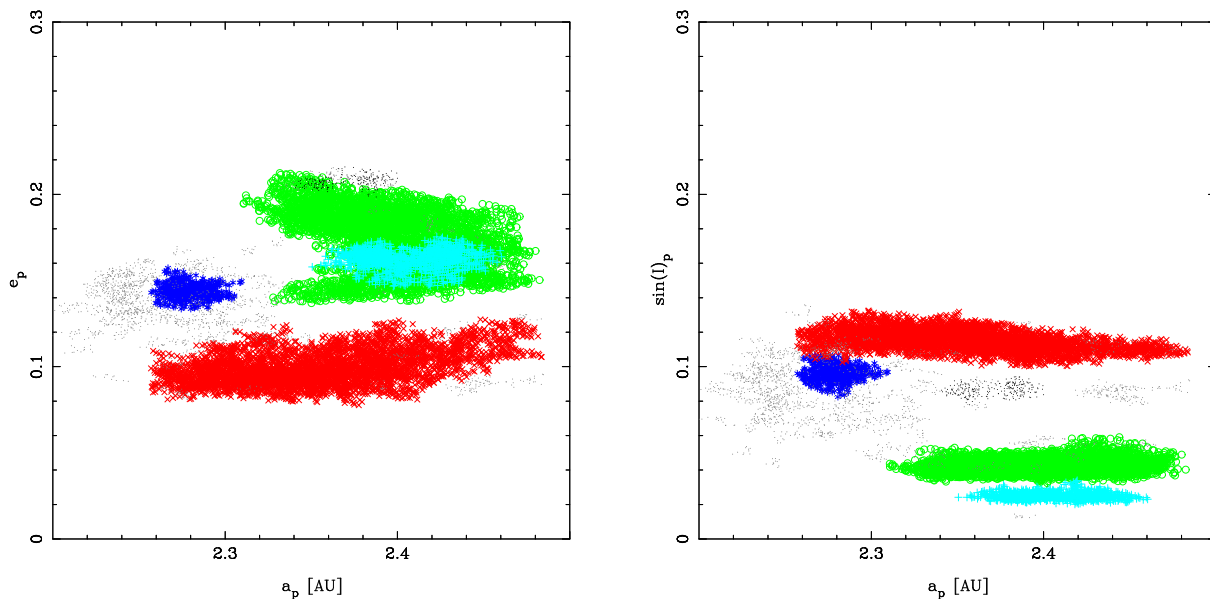


Figura 2.8: Famílias e clumps no cinturão principal interior. Estes últimos são representados por pontos cinza, enquanto as famílias são representadas em azul, Baptistina, em vermelho, Vesta, em verde, Nysa, em preto, Erigone e em azul-celeste, Massalia.

Com o objetivo de avaliar a distribuição de classes taxonômicas na região e sua interrelação com a dinâmica, foi feito um levantamento espectroscópico, assim como mapas dinâmicos. A região interna foi definida pelos limites  $2.1 < a < 2.5$  UA,  $e < 0.3$  e  $I < 15^\circ$

isto para evitar os objetos do grupo de Phocaea em altas inclinações.

As observações foram feitas utilizando três telescópios: 2.15 m no CASLEO (Argentina), 1.60 m no OPD (Brasil) e 1.5 m no ESO (Chile). A redução dos dados foi feita seguindo procedimentos padrões, usando o pacote IRAF. A redução incluiu a extração e calibração dos espectros. Todos os espectros foram normalizados, a maior parte em  $0.62 \mu\text{m}$ , com exceção dos espectros do CASLEO que o foram em  $0.64 \mu\text{m}$ . Após a normalização, uma técnica de filtragem foi aplicada aos espectros com o objetivo de melhorar o sinal-ruído e, desta forma, ter uma maior certeza na classificação taxonômica.

Do ponto de vista das observações os principais resultados obtidos são a classificação taxonômica de 88 novos objetos na região e a descoberta de 6 novos asteróides de tipo V fora da família dinâmica de Vesta. A classificação foi feita por uma comparação visual com os “templates” de Tholen (Tholen 1984, 1989). Considerando também os asteróides classificados nos diversos levantamentos como o SMASS (Bus e Binzel 2002b, e referências), o S3OS2 (Lazzaro et al. 2004) e o ECAS (Zellner et al. 1985) assim como alguns trabalhos na literatura, existem na região 671 asteróides classificados permitindo assim realizar uma análise estatística.

As diferentes classes, separadas primeiramente em dois grandes grupos espectroscópicos, com e sem estruturas, distribuem-se de maneira diferente na região, com agrupamentos particulares nas regiões das famílias. Os objetos sem estruturas encontram-se principalmente na parte externa da região interna, próximo da ressonância 3:1, enquanto aqueles com estruturas dominam a parte mais interna. Entretanto, nota-se também uma mistura ao longo da região.

As populações de objetos com e sem estruturas foram divididas em grupos taxonômicos mais específicos. A separação foi feita tentando manter coerência com as classes descritas pela taxonomia de Tholen (1984) e de Bus (1999). Os grupos utilizados podem ser vistos na tabela 2.1, junto com o número de objetos em cada um.

Tabela 2.1: Classes e grupos

Espectros	Grupos	Taxonomia	Número
Sem estruturas	C	C,Cb,Cgh,Ch,Cb,B,F	107
	X	X,M,P,E,Xk,Xe,Xc	56
	D	D,T	16
Com estruturas	S	S,Sl,Sk,Sq	370
	V	V	71
	AR	A,Sa,R,Sr	42
	L	L,K	9

Os diferentes grupos distribuem-se de maneira bem diferente uns de outros. Os grupos C e D encontram-se majoritariamente na região  $a > 2.3$  UA. Entretanto o grupo X espalha-se mais uniformemente e é o único que se encontra em baixas excentricidades. Os grupos S e AR têm uma maior densidade na região em torno de Baptistina. Finalmente, embora a maior parte do grupo V se localize próximo da família dinâmica de Vesta, encontram-se também objetos longe desta.

O número de objetos classificados representa menos do que 2% da população de objetos numerados quando os efeitos de incompleta, ou de viés observacional, podem se tornar importantes. Por este motivo foi feita uma correção de viés ocasionado pela observação em regiões específicas. O procedimento completo está descrito no artigo onde foram considerados objetos até com magnitude absoluta 13.5. A população sem viés pode ser vista na figura 2.9 (linha contínua em vermelho) comparada com a distribuição de objetos numerados (linha tracejada azul). O método de correção funciona bem já que a população sem viés recupera as estruturas mais importantes da distribuição de objetos numerados.

Por fim, sendo que as distribuições de objetos e classes está influenciada pela dinâmica da região foram feitos mapas dinâmicos da região. Os mapas foram computados utilizando o método de análise espectral (Michtchenko et al. 2002) que, analisando mediante técnicas de Fourier a evolução temporal dos elementos orbitais, mede o grau de caoticidade de uma órbita. A cada grau de caoticidade é dado um número  $N$ , com o qual é possível construir os mapas dinâmicos transformando os valores de  $N$  numa escala de cinza.

Os mapas da região mostram uma complicada rede de ressonâncias que se misturam gerando regiões altamente caóticas, como a banda que cruza a região interna desde 2.2 até 2.5 UA e excentricidades entre 0.1 e 0.25. Abaixo desta banda se concentram a maior parte dos asteróides da região interna e as famílias.

As ressonâncias, tanto as de movimentos médios quanto as seculares, cruzam as famílias da região podendo provocar, em combinação com as forças não-gravitacionais, a migração de objetos fora destas. Desta forma, parece ser possível explicar alguns dos objetos tipo V encontrados fora da família de Vesta (Carruba et al. 2005). Embora alguns dos objetos tipo V encontrados fora da família de Vesta poderiam ser membros da família, muitos encontram-se realmente longe desta. Em particular encontram-se objetos com inclinações menores do que (4) Vesta e sua família dinâmica e cuja evolução a partir de (4) Vesta é difícil de ser explicada.

Outro resultado interessante é que a família de Baptistina mostra uma importante diver-

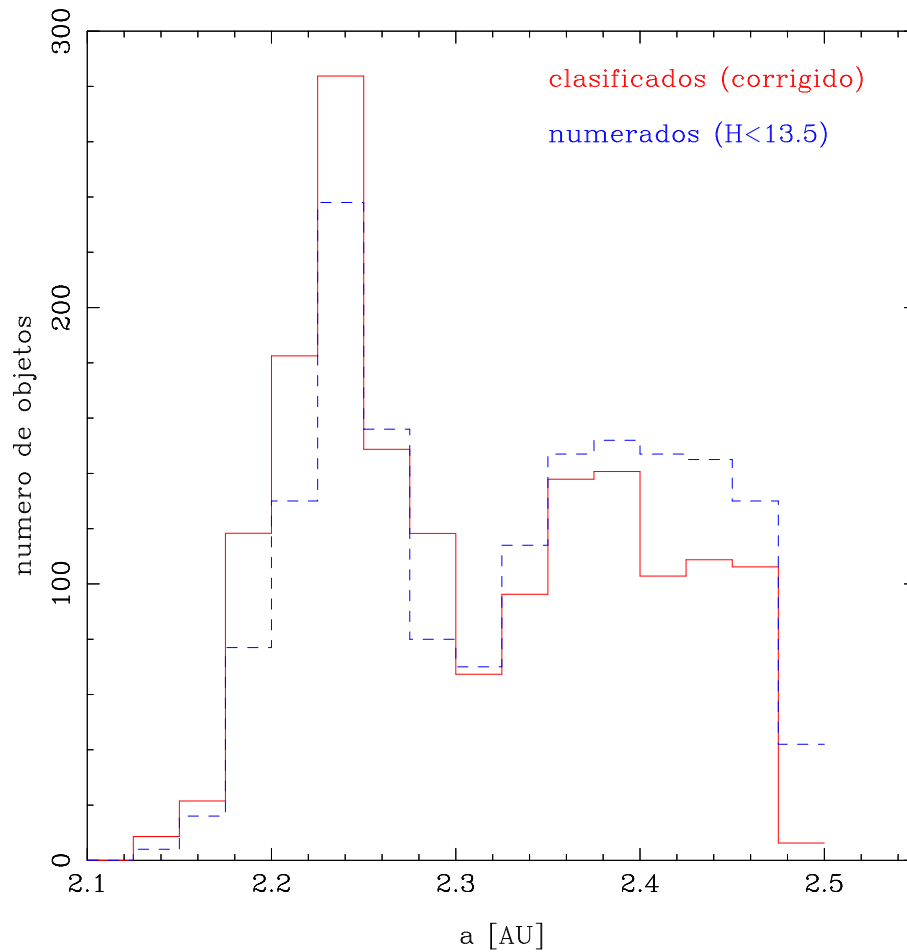


Figura 2.9: Teste do método de correção de viés observacional. Em azul aparece a população de objetos numerados com  $H$  até 13.5 e, em vermelho, a população sem viés.

sidade composicional: três objetos do grupo S, dois X, dois AR, um V e um C. Com exceção do objeto do grupo C, o resto é compatível com a fragmentação de um corpo diferenciado. Porém, para ter certeza, são necessárias mais observações desta família. Devido ao pequeno número de objetos da família com classificação taxonômica esta é apenas uma hipótese ainda a ser comprovada, ou não.

# Artigo

THE INNER REGION OF THE ASTEROID MAIN BELT: A SPECTROSCOPIC  
AND DYNAMICAL ANALYSIS

*Alvaro Alvarez-Candal, René Duffard, Daniela Lazzaro e Tatiana  
Michtchenko*

**Astronomy & Astrophysics 459, 969-976 (2006)**

## The inner region of the asteroid Main Belt: a spectroscopic and dynamic analysis<sup>\*,\*\*</sup>

A. Alvarez-Candal<sup>1</sup>, R. Duffard<sup>1,\*</sup> ; D. Lazzaro<sup>1</sup>, and T. Michtchenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatório Nacional, R. Gal. José Cristino 77, 20921-400, Rio de Janeiro, Brazil  
 e-mail: [alvarez;lazzaro]@on.br; duffard@mps.mpg.de

<sup>2</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, USP, Rua do Matão 1226, 05508-900 São Paulo, Brazil  
 e-mail: tati.ana@astro.iag.usp.br

Received 27 April 2006 / Accepted 17 August 2006

### ABSTRACT

**Aims.** To better understand the dynamical and collisional evolution of the inner Main Belt, we perform a visible spectroscopic survey and construct dynamical maps of the region.

**Methods.** The survey was performed between March 2002 and August 2005, at diverse observatories. The dynamical analysis was performed by the integration of 3131 massless particles homogeneously distributed in the region.

**Results.** We obtained new taxonomic classification for 88 asteroids representing a 13% increase in the sample of asteroids with known classification in the inner region of the Main Belt. The increase in the number of classified objects further confirms the notion that the inner region can be divided into three compositional zones: the innermost, where asteroids of the S-group concentrate, the outermost, where the C-group peaks, and in-between, with the highest concentration of V-type. The dynamical analysis shows that the region is covered by a dense web of mean-motion and secular resonances which may play an important role in the dynamical diffusion of the asteroids.

**Key words.** techniques: spectroscopic – minor planets, asteroids

### 1. Introduction

A precise characterization of the inner region of the Asteroid Belt is important to better understand its formation and collisional evolution. This region is delimited by the  $\nu_6$  and 3:1 secular and mean motion resonances, and it is densely populated, with more than 47 000 numbered asteroids divided in several groups and families. The identification of the diverse families, however, varies from author to author as a consequence of the complex structure of the region attributable to the presence of the strong  $\nu_6$  and 3:1 resonances, and the high density of objects.

In the innermost part of the region, the Flora family, first identified by Hirayama (1919), has been split into one or more families over the time. The most obvious cause for these discrepancies is the proximity to the  $\nu_6$  secular resonance, which makes the computation of the proper elements difficult. Another possible cause is a multi-collision origin of the family as proposed by some authors (Weisel 1978; Tedesco 1979). Indeed, Zappalà et al. (1994, 1995) classified Flora as a “clan”, a term first introduced by Farinella et al. (1992) to indicate a group

where the membership strongly depends on the statistical criteria adopted and where diverse sub-structures are apparent. On the other hand, the Flora clan seems homogeneous from a compositional point of view, as shown by the quite uniform S-type classification of a large number of its members (Florczak et al. 1998). More recently, Mothé-Diniz et al. (2005) found that the Flora clan can be separated into the Baptistina family and many other small clumps.

The outermost part of the region, near the 3:1 mean motion resonance, is dominated by the large Nysa-Polana clan as defined by Zappalà et al. (1994, 1995). Here, again, the complex structure of the clan shows substructures which could reflect the casual merging of different independent families, as well as possible second-generation events involving fragments created by an original break-up. This clan was studied spectroscopically by Cellino et al. (2001), revealing two distinct behaviors: one group of S-type and a second one of B- or F-type asteroids. These authors proposed the existence of two families, each one with different spectral characteristics: Nysa and Polana. Interestingly, they also found that (44) Nysa and (135) Herta, the largest members of the Nysa family, do not share the same classification as the other members, being considered interlopers. The Nysa family was, therefore, renamed following its largest member, (878) Mildred. Mothé-Diniz et al. (2005) mostly confirmed the results by Cellino et al. (2001) about two distinct groups. However they point out that the Xc classification of (44) Nysa could be related to a metal-rich composition, coming from the nucleus of a completely differentiated body. In their analysis, Mothé-Diniz et al. identified other two families in the region: Massalia and Erigone.

Probably the most interesting family in the inner Main Belt is that associated with the asteroid (4) Vesta. (4) Vesta is unique

\* Based on observations made with the 1.52 m telescope at the European Southern Observatory (La Silla, Chile) under the agreement with the CNPq/Observatório Nacional, with the 2.2 m telescope of the Complejo Astronómico El Leoncito (Argentina), which is operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba, and San Juan, Argentina, and with the 1.5 m telescope of the Observatório do Pico dos Dias, operated by the Laboratório Nacional de Astrofísica (Brazil).

\*\* Figure 10 and Tables 1–4 are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

\*\* \* Present address: Max Planck Institute for Solar System Research, Max-Planck-Str. 2, 37191 Katlenburg-Lindau, Germany



in the sense that is the only large (~470 km) asteroid with a basaltic crust discovered so far in the Main Belt. The Vesta family was first identified by Williams (1989) and the subsequent spectroscopic analysis of several of its members proved that their composition is indeed similar to that of (4) Vesta (Binzel & Xu 1993). Many other small asteroids having similar taxonomic classification have been found in the region (Florczak et al. 1998; Burbine et al. 2001; Florczak et al. 2002; Duffard et al. 2004). Although most of these objects are dynamically related to (4) Vesta, several are located far from it. It is believed that all these objects probably originated from a cratering event on (4) Vesta (Thomas et al. 1997; Asphaug 1997) and were subsequently diffused due to the interplay of the Yarkowsky effect and secular resonances (Carruba et al. 2005).

To better understand the dynamical and collisional evolution of the inner Main Belt, we performed a visible spectroscopic survey and obtained a dynamical map of the region. The studied region was delimited by  $2.1 < a < 2.5$  AU,  $e < 0.3$  and  $I < 15^\circ$ . This was done in order to avoid the Mars Crosser as well as the high inclination group of Phocaea. The observations have been carried out at diverse observatories and are described, along with the data reduction procedures, in the next section. In Sect. 3 we present the taxonomic classification of the data and an analysis of its distribution in the region. The dynamical analysis of the inner Main Belt is then described and analyzed in Sect. 4. In the last section we give a brief discussion of the obtained results.

## 2. Observations and data reduction

The observations were carried out at three observatories: the European Southern Observatory at La Silla (ESO–Chile), the Complejo Astronómico el Leoncito at San Juan (CASLEO–Argentina) and the Observatório do Pico dos Dias (OPD–Brazil). The data were obtained in 9 observing runs: two in 2002 at ESO, two in 2003 and one in 2004 at CASLEO, and two in 2004 and 2005, each, at OPD. The observational conditions for all the objects are listed in Table 1.

At ESO we used the 1.52 m telescope equipped with a Boller and Chivens spectrograph and a CCD  $2048 \times 2048$  pixels with a readout noise of  $7 e^-$  rms and a square pixel of  $15 \mu\text{m}$ . A grating of  $225 \text{ g/mm}$  with a dispersion of  $330 \text{ \AA/mm}$  in the first order was used. This configuration resulted in a useful spectral range of  $0.49 < \lambda < 0.92 \mu\text{m}$  with a *FWHM* of  $10 \text{ \AA}$ . The tracking procedure was the same used for the S3OS2 survey and described in Lazzaro et al. (2004). It consisted of one or more pauses during an exposure in order to guarantee that the asteroid would always be inside the slit.

At CASLEO we used the 2.15 m telescope equipped with a REOSC spectrograph in its simple dispersion mode, using the grating #320 of 300 lines per millimeter, with a dispersion of  $168 \text{ \AA/mm}$ . The grating was set at  $7^\circ$ . The spectral coverage with this configuration ranges from  $0.64$  to  $0.95 \mu\text{m}$ . The REOSC is equipped with a CCD camera TEL  $1024 \times 1024$  pixels. The telescope was guided at the sidereal rate. As the targets do not move at this rate, it was necessary to correct the position from time to time to match the apparent motion in the sky of the targets, the tracking was done manually using the CCD camera SBIG model ST-7 which allows one to follow targets up to  $V \sim 17$ .

At the OPD we used the 1.5 m telescope with a Boller and Chivens spectrograph and a CCD SITE  $2048 \times 2048$  pixels with a readout noise of  $2.5 e^-$  rms and a pixel of  $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}$ . A grating of 300 lines per millimeter with a dispersion of  $2.4 \text{ \AA/pix}$  in the first order was used. This configuration resulted in a

useful spectral range from  $0.55$  to  $0.90 \mu\text{m}$ . The telescope allows for differential tracking on the targets, which is useful for the brighter targets and/or good night conditions. Otherwise, we tracked the telescope at the sidereal rate, making differential corrections from time to time to match the apparent motion of the targets.

The spectra at CASLEO and OPD were taken through a  $5$  arcsec slit oriented in the direction of the sidereal motion of the object. This slit direction and width was chosen in order to minimize the consequences of loss of light. At ESO the slit, of the same width, was oriented in the East-West direction (see Lazzaro et al. 2004). Most of the objects were observed at small zenith distances.

The spectral data reduction was performed using the Image Reduction and Analysis Facilities, IRAF, package. Classical procedures for median BIAS, dome FLAT-FIELDS, and sky subtraction, as well as for spectra extraction were followed. Wavelength calibration was performed using a He-Ar lamp, whose spectrum was obtained several times during each night.

At least two different solar analogs (Hardorp 1978) were observed during each observational night in order to compute reflectivity. The solar analog spectra were reduced in the same fashion as the asteroids. After reduction, the asteroid spectra were divided by that of the solar analog star thus yielding the reflectance spectrum of the asteroid. Tests made using different solar analogs produced differences in the reflectance spectra smaller than  $1\%/10^3 \text{ \AA}$ . All the obtained asteroid spectra were normalized at  $0.62 \mu\text{m}$  by convention. Some spectra, in particular those from CASLEO, have the initial wavelength at  $0.64 \mu\text{m}$  and were normalized to this initial value.

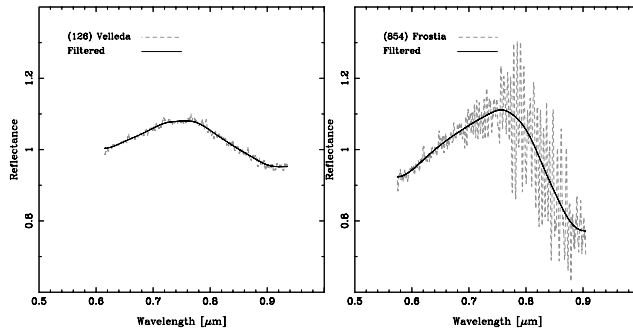
Each spectrum has been filtered by applying a low-pass band filter (see Press et al. 1992). The filtering technique was applied in order to improve the quality of some low signal-to-noise ratio spectra, allowing us to obtain a good taxonomic classification. All the filtered spectra are shown in Appendix A, while the original spectra are available on-line<sup>1</sup>. The normalization described above is lost when filtering the spectra. The upturn at both ends of the spectrum are artifacts due to the filtering technique used, but does not interfere with the taxonomic classification. In Fig. 1 we show examples of the filtering technique applied to a high and medium signal-to-noise spectra, (126) Velleda and (854) Frostia, respectively. In the figures, the gray dashed and the continuous line represent the original and the filtered spectra, respectively. No structure, other than the upturns at the borders, is added to the spectra, and the high-frequency noise has been removed.

## 3. The taxonomic analysis

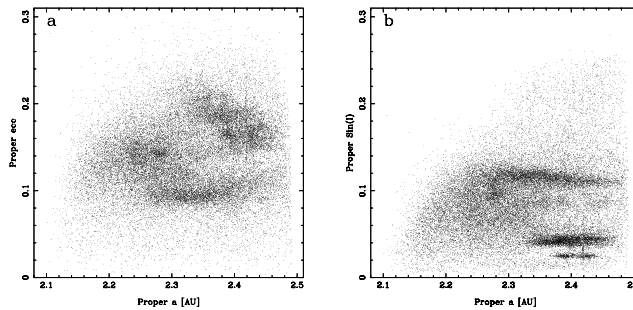
The obtained spectra have been used to classify the asteroids according to the Tholen taxonomy (Tholen & Barucci 1989). The classification was performed by visual comparison with templates of the Tholen classes and, therefore, we call this a “Tholen-like” classification as described in Lazzaro et al. (2004). The taxonomic classification of all the observed asteroids is given in Table 2 along with the family (upper case) or clump (lower case) membership according to Mothé-Diniz et al. (2005), and the absolute magnitude. The diameter, whenever available, is given between parentheses.

A main result of the present work is the taxonomic classification of 88 asteroids. We did not use the Bus taxonomy

<sup>1</sup> <http://www.daf.on.br/~lazzaro/Vestoid-Pub/VestoidProj.htm>



**Fig. 1.** Applying the Fourier technique. On the *left* (126) Velleda and on the *right* (854) Frostia, examples of the technique in a high and medium signal-to-noise spectra.



**Fig. 2.** Proper element distribution of asteroids in the inner belt region: **a)** semi-major axis versus eccentricity and **b)** semi-major axis versus sine of inclination.

(Bus & Binzel 2002b) because of our aim to have a general view of the taxonomic distribution in the region. Although the Bus taxonomy is more precise in classifying visible spectra, it has the disadvantage of separating the classes by small spectral differences, which results in a great number of these. In order to analyze the taxonomic distribution we would have needed to use the “complexes”, most of which are very similar to the Tholen classes. Furthermore, it would be impossible to apply the Bus taxonomy classification since it uses  $0.44 \mu\text{m}$  as starting point, where most of our spectra do not reach.

The spatial distribution, in the proper element space, of the more than 47 000 numbered asteroids in the inner region is shown in Fig. 2, where in (a) and (b) are plotted the semi-major axis versus eccentricity and semi-major axis versus sine of inclination, respectively. The proper elements were extracted from the March 2006 version of the asteroid proper element database ASTDYS<sup>2</sup> (Knežević & Milani 2003). The taxonomic distribution in the region was obtained including into the present survey all those objects having a classification in ECAS (Zellner et al. 1985, Tholen 1989), SMASS (Xu et al. 1995; Bus & Binzel 2002a), and S3OS2 (Lazzaro et al. 2004), as well as some other sparse data, such as some targets of the Rosetta mission (Fornasier et al. 2003; Barucci et al. 2005) and objects from the Nysa region (Cellino et al. 2001; Manara et al. 2001).

In the inner region there are 671 asteroids with assigned taxonomic classification, including those of the present work. This represents less than 2% of the total numbered population. However, the data presented here account for an increase of 13% in the number of classified asteroids. In Fig. 3 we present the taxonomic distribution where, to simplify the plot and the

subsequent analysis, we separated the objects as “featured” (red) and “featureless” (blue) according to the presence or not of an absorption band around  $1 \mu\text{m}$ . The featured objects are 492, representing 73% of the classified population, while there are 179 featureless objects.

### 3.1. Featureless spectra

The spatial distribution of the featureless spectral objects, Fig. 4-top, shows that they are more conspicuous at  $a > 2.3 \text{ AU}$ . In particular, one concentration of objects appears at the Nysa family location ( $a' \sim 2.46 \text{ AU}$ ,  $e' \sim 0.15$  and  $\sin I' \sim 0.04$ ). As can be seen in the figure, few objects are found at low eccentricities and with semi-major axes smaller than  $2.3 \text{ AU}$ .

The total sample of featureless (as well as featured) spectra include objects classified using diverse taxonomies which complicates the distribution analysis. Therefore, in what follows we consider the following generic groups: the C-group, consisting of 107 objects classified as C, Cb, Cgh, Ch, Cb, B and F, the X-group with 56 objects classified as X, M, P, E, Xk, Xe and Xc, and the D-group with only 16 objects. In Fig. 5 we show the number distribution of each of the above groups in the  $a' - e' - \sin I'$  space. Asteroids of both the C- and D-groups are found mostly at  $a \geq 2.3 \text{ AU}$ , while those of the X-group are more homogeneously distributed. Only objects of the X-group are found at low eccentricities.

### 3.2. Featured spectra

The spatial distribution of the asteroids with featured spectra, Fig. 4-bottom, shows a clear abundance at a semi-major axis around  $2.15\text{--}2.25 \text{ AU}$ . Another clear concentration appears at about  $2.35\text{--}2.4 \text{ AU}$ , the location of the Vesta family.

To study the spatial distribution of the featured spectra asteroids, we separated them into four groups: the S-group, including the S, Sl, Sk and Sq, the V-group, with the V-type asteroids, the AR-group, including the A, Sa, R and Sr, and the L-group, including the L, Ld and K. This grouping is arbitrary but it preserves the distribution of classes in the principal components space, as given in Bus & Binzel (2002b).

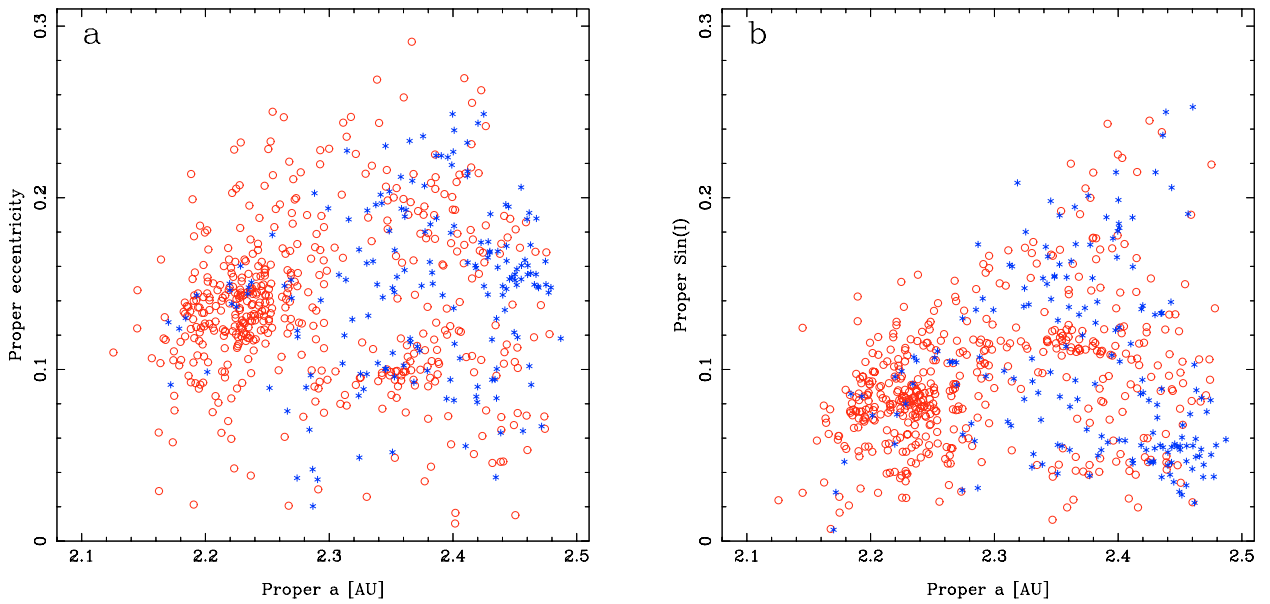
The S-group is the most populated, containing 370 objects, followed by the V-group with 71, the AR-group with 42 (36 being of the A- and Sa-type and 6 of the R- and Sr-type) and the L-group with just 9 objects. The distribution of asteroids in the various groups can be seen in Fig. 6, where the S-, AR- and V-group are shown in the upper, middle and lower panels, respectively. The L-group is not plotted due to the small number of objects, sparsely distributed in the region.

In the region between  $2.1$  and  $2.3 \text{ AU}$  are located most of the objects belonging to the S- and AR-group, decreasing in number at larger semi-major axis. In particular, few objects of the AR-group are found at  $a > 2.3 \text{ AU}$ . Nevertheless, there is a small concentration of asteroids of the S-group at  $2.4 \text{ AU}$  and high eccentricities. The V-group is the most compact, basically at the location of the Vesta family but with several objects at higher and lower eccentricities and/or inclinations. This distribution is clearly seen in Fig. 6-bottom.

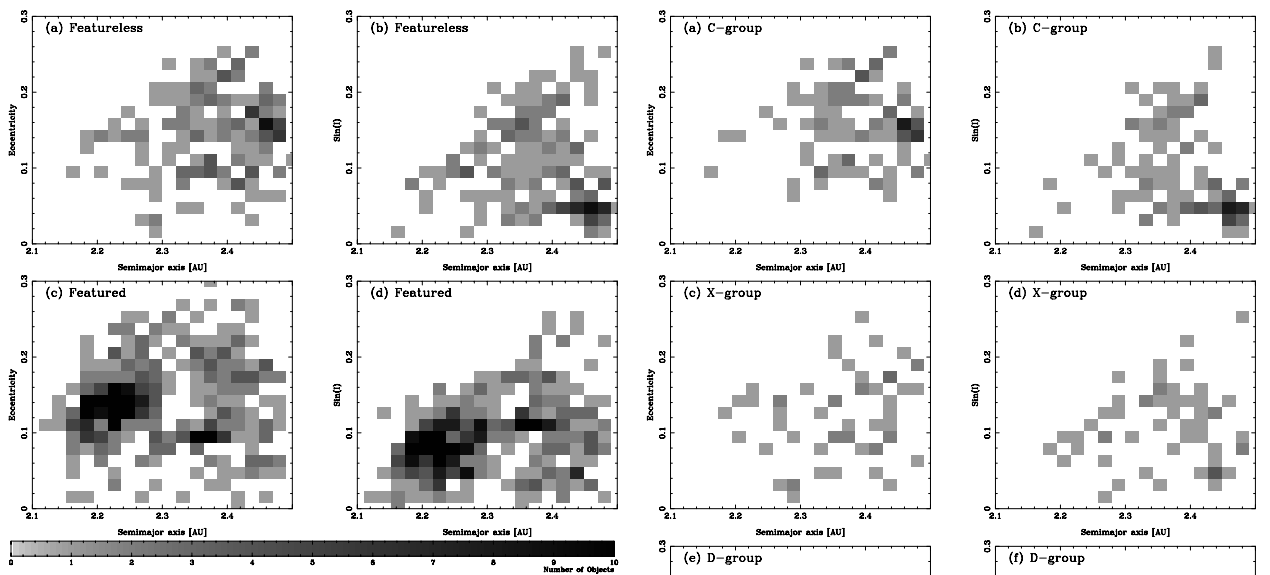
### 3.3. De-biasing the populations

The distributions discussed above represent the apparent distribution of compositions or spectral characteristics. The real distribution is affected by several observational biases which

<sup>2</sup> <http://hamilton.dm.unipi.it/cgi-bin/astdys/astibo>

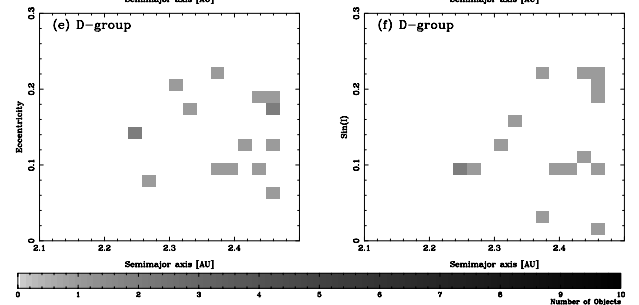


**Fig. 3.** Proper element distribution of the classified asteroids: **a)** semi-major axis versus eccentricity and **b)** semi-major axis versus sine of inclination space. The red (open) and blue (filled) points represent asteroids with featured and featureless spectra, respectively.

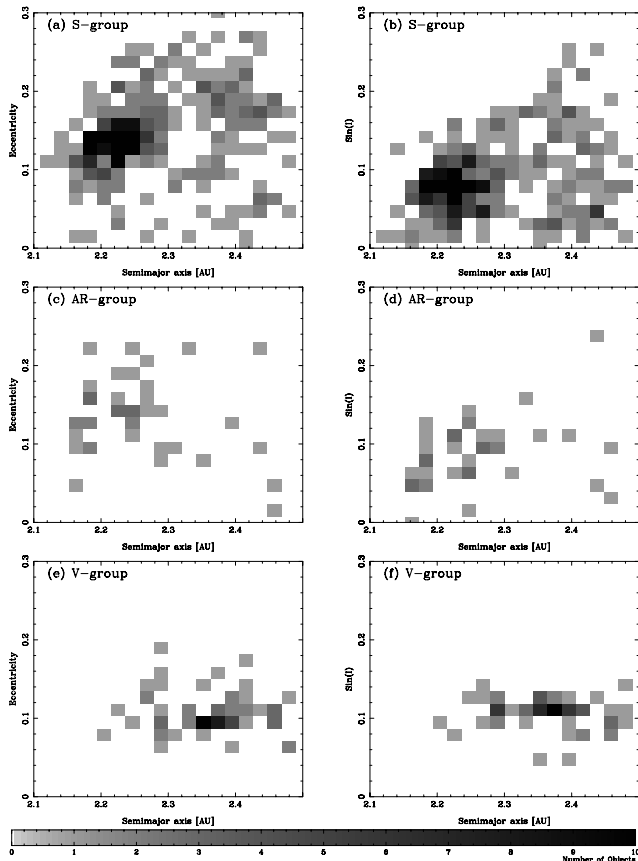


**Fig. 4.** Number distribution of classified asteroids: *left*, semi-major axis versus eccentricity and *right*, semi-major axis versus sine of inclination. The top and bottom panels represent asteroids with featureless and featured spectra, respectively. The gray scale code used is given below the figure.

need to be identified and taken into account. For example, it is well known that there exists a strong bias toward observing nearer, larger, and brighter asteroids. Another important effect is the incompleteness of the numbered catalog of asteroids which, according to Jedicke & Metcalfe (1998), starts at apparent magnitude 12.75 in the inner belt. A third bias arises from the observing selection criterion, which generally focuses on specific families and/or groups at the expense of field asteroids. Sometimes



**Fig. 5.** Number distribution of asteroids with featureless spectra: *left*, semi-major axis versus eccentricity and *right*, semi-major axis versus sine of inclination. The upper, middle and lower panels represent asteroids of the C-, X- and D-groups as defined in the text, respectively. The gray scale code used is given below the figure.

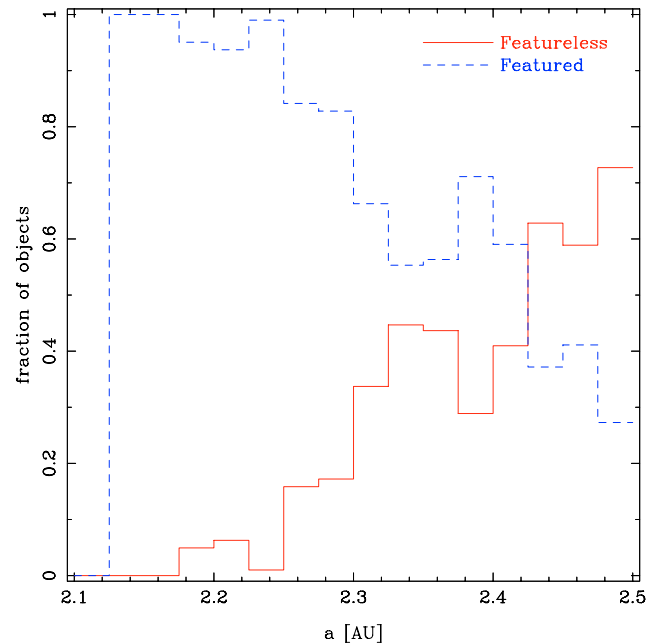


**Fig. 6.** Number distribution of asteroids with featured spectra: *left*, semi-major axis versus eccentricity and *right*, semi-major axis versus sine of inclination. The upper, middle and lower panels represent asteroids of the S-, AR- and V-group as defined in the text, respectively. The gray scale used code is given below the figure.

this effect is corrected by representing each family by just one member, based on the assumption of the break-up of an original body. In order to compare our results with others, we will not try to correct this last bias, since, as already explained in Sect. 1, the identification of the diverse families has changed from author to author. Regarding the other biases we used the methodology originally developed by Zellner (1979) and Gradie & Tedesco (1982) with the modifications described in Mothé-Diniz et al. (2003) to which we refer the reader for more details.

We estimated the fraction,  $f$ , of numbered to classified objects computed in bins of 0.5 of absolute magnitude in the range  $3 < H < 13.5$ . We then assumed that for each asteroid A, with a given absolute magnitude and taxonomic class, there exist  $f - 1$  objects in the same region with the same  $H$  and taxonomic class. The relative abundance was computed for the featured and featureless groups in bins of 0.025 AU and is shown in Fig. 7. From this figure we conclude that the featured objects dominate the innermost part, and decrease continuously until to a fraction of nearly 30% at 2.5 AU. The fraction of featureless objects, on the other hand, goes from zero in the innermost part up to nearly 70% around 2.4–2.5 AU.

Although the general behavior show in Fig. 7 is the same as in previous works (Gradie et al. 1989; Mothé-Diniz et al. 2003) a direct comparison is difficult due to the distinct taxonomic scheme used by each author. Moreover, our restriction



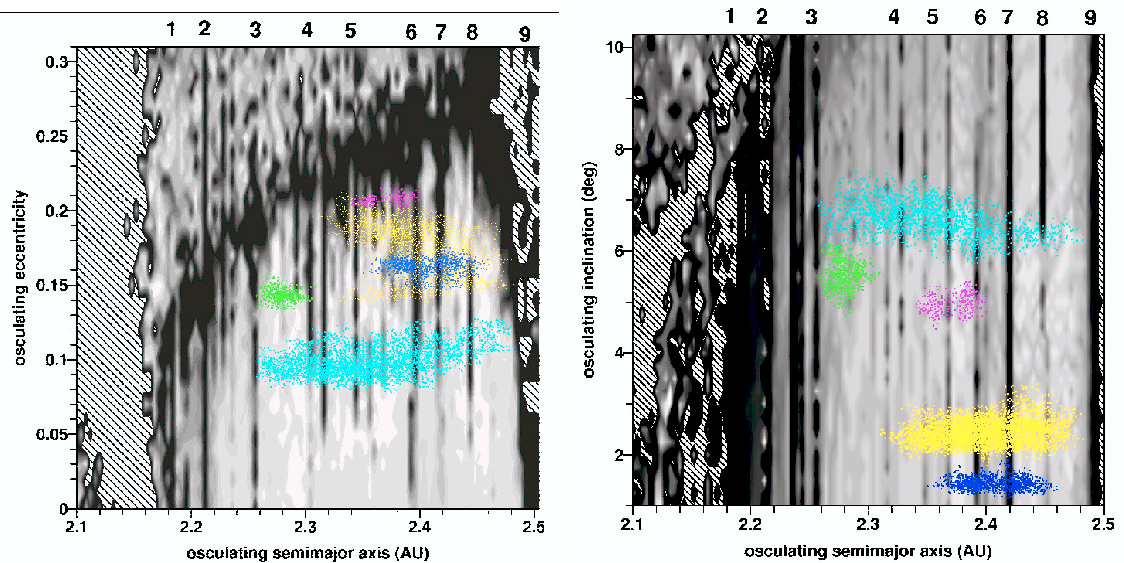
**Fig. 7.** De-biased populations of the inner Main Belt. Featured, dashed line, and featureless, continuous line.

to objects with  $I < 15^\circ$  and  $e < 0.3$  further complicates the comparison, for example, with the Mothé-Diniz et al. (2003) results. The most relevant difference between the present results and those from Gradie et al. (1989), is the less steep decrease in the S-type abundance when going from the innermost to the outermost region.

### 3.4. Families and clumps

Although the spectroscopic survey was not designed to study families and clumps in the region, some members were observed. In particular, we classified three members of the Nysa family and two of the Baptistina, as well as nine objects as members of nine different clumps (see Table 2). These observations do not much change the results already obtained by Mothé-Diniz et al. (2005). The sole difference between their work and the present is that we have used all the taxonomic classifications available in the literature. In particular, the sample analyzed here contains 31 members of the Nysa family where 6 are of the X-group, 11 of the C-group and 14 of the S-group. This result confirms previous works (Cellino et al. 2001; Mothé-Diniz et al. 2005) about the probable existence of three clusters, two of them, Mildred and Hertha, composed of featured objects and the third, McCuskey, of featureless.

One very interesting family is the Baptistina, which was already recognized by Mothé-Diniz et al. (2005) as presenting an interesting mixture of compositions. Of the 9 objects with known classification three are of the S-group, two are of the X-group, another two of the AR-group, and one of the C- and V-group, respectively. With the sole exception of the C-group asteroid, the remaining are compatible with the fragmentation of a completely differentiated parent body. Even the X-group asteroid could be associated with the metal-rich nucleus of the body. Obviously, this is very speculative for the moment, since very few members of the family have a taxonomic classification and not even the



**Fig. 8.** Dynamical maps of the inner region of the asteroidal belt on the  $(a, e)$ -plane (*left*) and  $(a, I)$ -plane (*right*) of the osculating elements (the initial inclination on the left panel and initial eccentricity on the right panel were fixed at the current values of those of Vesta). The domains of chaotic motion (the vertical dark strips) are associated with two- and three-body mean-motion resonances and are labeled on the top of the panels by numbers from 1 to 9 (see Table 3). For reference we also show the location in the proper elements space of Vesta family members, in cyan, Massalia, in blue, Nysa, in yellow, Erigone, in magenta, and Baptistina, in green.

albedo of these objects is known. This family deserves further observations.

About the Massalia and Erigone families, located at a semi-major axis around 2.35–2.45 AU, very little can be said since each one has just one member with known classification: of the S- and of the C-group, respectively.

The most homogeneous family in the inner region is clearly Vesta, containing 40 V-type asteroids, out of the 49 asteroids of the family with known classification. The Mothé-Diniz et al. (2005) family definition<sup>3</sup> uses a very conservative cut-off and several V-type asteroids found outside the limits of the dynamical family are very near it. Therefore, of the 31 V-type asteroids not being members of the Vesta dynamical family, only around 20 are escapees, or resulting from the fragmentation of another differentiated body. The origin of these V-type “outliers” is a very interesting topic.

Most of the clumps that do have at least one classified object are of the S-group in the region around 2.1–2.3 AU and of the C-group around 2.3–2.4 AU. A mixture of featured and featureless objects is found only in the Matteredania clump (S-, X-, and D-group). Obviously, as mentioned above, the small number of objects with a taxonomic classification makes it impossible to derive any conclusion.

In order to assess the possible dynamical mechanisms responsible for the observed taxonomic distribution in the inner belt and, in particular, the transport mechanisms of V-type asteroids, we investigated the occurrence of mean-motion and secular resonances in the region. The obtained dynamical maps of the region are described in the following section.

#### 4. Dynamical maps

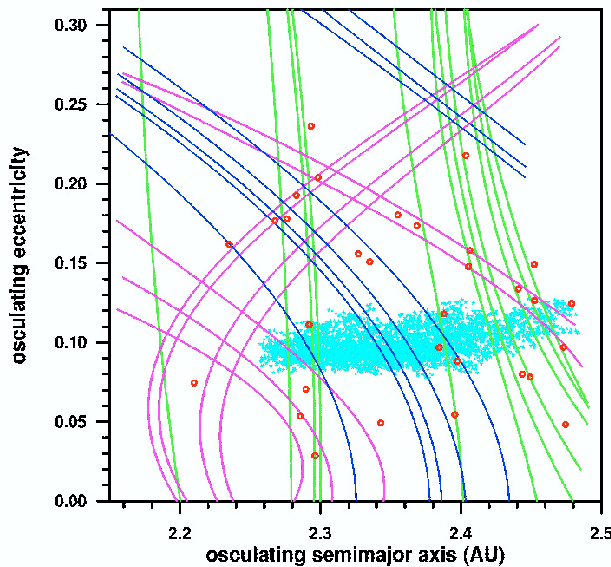
We present dynamical maps of the inner Main Belt. We have applied the Spectral Analysis Method (SAM) developed by

<sup>3</sup> <http://www.psi.edu/pds/resource/mothefam.html>

Michtchenko et al. (2002): 3131 massless particles with initial test orbits distributed in a  $101 \times 31$  grid in the  $(a, e)$  and  $(a, I)$  osculating planes have been integrated over 1 Myr, accounting for planetary perturbations from Mars to Neptune. The initial angular elements,  $\Omega$ ,  $\varpi$ , and  $\lambda$ , of these test orbits have been fixed at those of (4) Vesta. During the integration, a low pass-band digital filter has been applied to remove the short period oscillations due to the synodic perturbations of the major planets. The output series of filtered elements for each test orbit have been Fourier analyzed in order to identify the relevant peaks in the Fourier spectra of the semi-major axis (see Michtchenko et al. 2002, for details). The number of the relevant peaks can be used to characterize the chaoticity of the orbit: for regular orbits, a few well defined lines appear in the spectra, while for chaotic orbits the number of peaks is large. This information has been translated to a gray scale code on the  $(a, e)$ - and  $(a, I)$ -planes of the osculating semi-major axis, eccentricity and inclination in Fig. 8.

The inner Main Belt region presents a very complex web of mean-motion and secular resonances. The principal groups of two- and three-body mean-motion resonances are labeled with numbers from 1 to 9 on the top of each panel in Fig. 8 and are listed in Table 3. Table 4 gives a list of the main nonlinear secular resonances up to order 6, detected in the inner region applying the SAM method. There are resonances involving the perihelia, nodes and both perihelia and nodes of the asteroid and the planets from Mars to Neptune. Figure 9 displays the locations of these resonances in the  $(a, e)$  osculating plane.

The location of the Vesta (cyan), Massalia (blue), Nysa (yellow), Erigone (magenta), and Baptistina (green) family members in the proper element space is superimposed in Fig. 8 for comparison. In Fig. 9 we superimposed the Vesta family members (cyan) along with the 31 V-type asteroids (red) which are not members of the dynamical family, as defined by Mothé-Diniz et al. (2005). The dynamical map constructed over a grid of osculating orbital elements cannot be directly compared to the proper



**Fig. 9.** Location of the nonlinear secular resonances in the inner Main Belt computed for the inclination of (4) Vesta ( $i = 6.4^\circ$ ). The resonances involving perihelia are shown in blue, in green those of nodes and in magenta those of both perihelia and nodes. Vesta family members (in the proper elements space) are shown by cyan dots and the 31 V-type objects currently outside the family by red circles.

elements of the actual asteroids, since the location of the web of secular resonances on the  $(a, e)$  and  $(a, I)$ -planes is unique for each asteroid, depending on the fixed values of the inclination or eccentricity. Thus, Figs. 8 and 9 provide only an estimation of the dynamical behavior of a real object.

The shading scale used in the dynamical map in Fig. 8 is related to the degree of stochastic behaviour of the test orbits: the lighter regions in the dynamical map correspond to initial conditions of regular motion, darker tones indicate increasingly chaotic motion. The domains where the test particles escape from the region within the time-interval of integration ( $\sim 1$  Myr) are hatched. The large-scale instabilities in these regions are caused by the  $\nu_6$  secular resonance (left-hand side of Fig. 8) and the strong 3:1 mean-motion resonance with Jupiter (right-hand side). The linear  $\nu_6$  secular resonance (of order 2) is well known from previous work and occurs in the regions where the precessional rate of the asteroid's longitude of perihelion equals the precessional rate of Saturn's perihelion. The strong effects of both phenomena, the  $\nu_6$  secular and 3:1 mean-motion resonances, form the physical boundaries of the inner asteroid belt.

A relevant feature in Fig. 8 is the occurrence of several vertical thin stripes of chaotic motion, which are associated with two-body mean-motion resonances with Jupiter or Mars, and to three-body mean-motion resonances with both Jupiter and Saturn. Many of these resonances cut through the asteroid families and we may expect several Vesta family members to involve these resonances. Among the mostly relevant ones, there are the 7:2 mean motion with Jupiter that bounds the Vesta family at the side of smaller semi-major axes, the 1:2 resonance with Mars and several three-body mean motion resonances of low order, such as the 4J : -1S : -1A, 4J : -2S : -1A, and 5J : -4S : -1A resonances, where the letters J, S, M, A denote Jupiter, Saturn, Mars and an asteroid, respectively.

It is known that nonlinear secular resonances are able to cause significant long-term variation in eccentricity and inclination (Milani & Knežević 1994). Among all the detected secular resonances, the  $2(g - g_6) + s - s_6$  ( $z_2$  by Milani & Knežević 1994) and the  $2(g - g_6) + g_5 - g_4$  resonances seem to be the most interesting, since they are the ones that affect the largest number of real objects in the inner Main Belt (see Carruba et al. 2005). The secular resonances do not appear in the dynamical maps of Fig. 8 because the total integration time was not long enough to detect the diffusive effects of the long-term secular resonances. However, the SAM method allows us to identify the occurrence of secular resonances. These are determined by searching for the orbits whose fundamental frequencies satisfy the condition

$$k_0 g + j_0 s + \sum_{i=4}^7 k_i g_i + \sum_{i=4}^7 j_i s_i \simeq 0,$$

where  $g, s$  are the main precessional frequencies of the longitude of perihelion and node of the asteroid, respectively,  $g_i, s_i$  are the corresponding precessional frequencies of the planets and  $k_i, j_i$  are simple integers.

Figure 9 shows that the region of the inner Main Belt is covered by a dense web of secular resonances which may play an important role in the long term dynamical diffusion of the asteroids. Indeed, as was shown in Carruba et al. (2005), the V-group asteroids outside the Vesta family (at least part of them) are former family members that migrated to their current positions via the interplay of the Yarkovsky effect and nonlinear secular and mean-motion resonances.

A region of chaotic motions is also observed in the upper-left half of the dynamical maps, especially over a diagonal band crossing the map from the lower-left to the upper-right corners of the left panel in Fig. 8. This band seems to be associated with the overlap of several secular resonances which involve the longitude of perihelion and node of the asteroid simultaneously, and mean-motion resonances at middle-to-high eccentricities. All the families as well as the bulk of asteroids in the inner Main Belt are located below this band, although several asteroids may be also found over this band and in the region above it, moving in rather stable orbits (as stable as to allow computation of their proper elements).

## 5. Summary and discussion

In the present study we performed a visible spectral survey of asteroids in the inner Main Belt and a dynamical analysis of the region. We report the taxonomic classification of 88 asteroids. This number is very small when compared to the total number of asteroids in the region (more than 47 000), but represents an increase of 13% in the number of object with known taxonomic classification. This larger database does not change substantially the picture obtained from previous works on the distribution of compositions, as derived from taxonomic classification. The increase in the number of classified objects further confirms the notion that the inner region can be divided in three different compositional zones: the innermost, where asteroids of the S-group concentrate, the outermost, where the C-group peaks, and the in-between, with the highest concentration of V-type. This zoning does not, however, imply that mixtures of the diverse taxonomies do not exist in the region. The Nysa family is the most prominent example of this kind of mixture.

Dynamical maps of the inner Main Belt identify the presence of a complex structure of mean motion and secular resonances. All these resonances have played a major role in shaping the

distribution of asteroids, the families in the region, and in the delimiting effect of the large chaotic band that crosses the region from the lower left side to the upper right (left panel in Fig. 8). All the families lie below this band. Moreover, all the clumps also are located below this chaotic belt (they are not shown in the figure for clarity). Most of the clumps in the inner belt are located around the Baptistina family, the former Flora clan.

Another interesting structure is the spread in semi-major axis of the Vesta family, compared to the other families within the region. Although this can be attributed to the dissipation effect of the Yarkovsky force, due to the small sizes of the Vesta family members, it should affect in similar way the smaller objects of the other families. One possibility is that the basaltic material is more affected by the Yarkovsky effect. According to Rubincam (1995) a basaltic asteroid will evolve due to the Yarkovsky force more efficiently than an iron one. Another possibility is that the Vesta family is older than the rest or, conversely, that these are so old that they were completely eroded by the diverse dynamical, collisional and/or dissipative processes (Marzari et al. 1999; Nesvorný et al. 2002).

Probably the most interesting family in the Main Belt is the one associated with asteroid (4) Vesta. The uniqueness of the basaltic crust of Vesta among the large asteroids as well as its similarity to the HED meteorites has led to the association between them, despite the initial difficulties in identifying the transport mechanism. The identification of a family (Williams 1989; Zappalà et al. 1990), along with the discovery of a large crater in (4) Vesta consolidated the hypothesis of a cratering event that formed the family and injected fragments in nearby resonances. This scenario was strengthened by the discovery (Binzel & Xu 1993) that many small asteroids, either members of the Vesta family or close to it, shared the same surface composition as Vesta. Recently several other V-group asteroids have been discovered outside the family, some even larger than most of the family members (Florczak et al. 2002). In the present survey one major result is the discovery of 6 new basaltic asteroids, all outside the limits of the dynamical family. Considering all the “outliers”, these asteroids represent almost 50% of the known V-group in the region. Note, however, that this must be considered as an observational bias since the present survey searched specifically for new V-type asteroids *outside* the limits of the dynamical family.

Duffard et al. (2004) studied the problem of the origin of the V-type asteroids near (4) Vesta from a mineralogical point of view. Their aim was to identify characteristics that could indicate different origins of the V-type asteroids members and not members of the dynamical family. Although distinct mineralogies were found, these could not be linked to an asteroid belonging or not to the Vesta family. Therefore, some, or all, the “outliers” can indeed have come from the cratering event that formed the Vesta family and have been transported to their current location due to some dynamical diffusion mechanism. This point was explored by Carruba et al. (2005), showing that the interplay of the Yarkovsky effect and nonlinear secular resonances can transport bodies of intermediate size, such as (809) Lunda, 12.3 km, and (956) Elisa, 8.5 km. According to these authors, the smaller objects, on the other hand, would cross the secular resonances without being captured and would “fall” inside a stronger resonance. Therefore, we continue to lack a secure link between most of these “outliers” and (4) Vesta. In particular, it seems very difficult to explain the V-type asteroids located at lower inclinations than the Vesta family. One possibility would be that these objects, or at least some of them, come from the disruption that generated the Baptistina family. The Baptistina family

lies at lower inclinations than Vesta (Fig. 8, right panel) and the compositional (taxonomic) distribution of its members can be consistent with a differentiated original body. More substantial theoretical and observational work is required.

*Acknowledgements.* We thank the referee for thoughtful and valuable comments which much improved the paper. This work has been supported by the Brazilian National Research Council – CNPq, as well as the Rio de Janeiro State Science Foundation – FAPERJ, and the São Paulo State Science Foundation – FAPESP. The authors gratefully acknowledge the Computation Center of the University of São Paulo (LCCA-USP) for the use of their facilities.

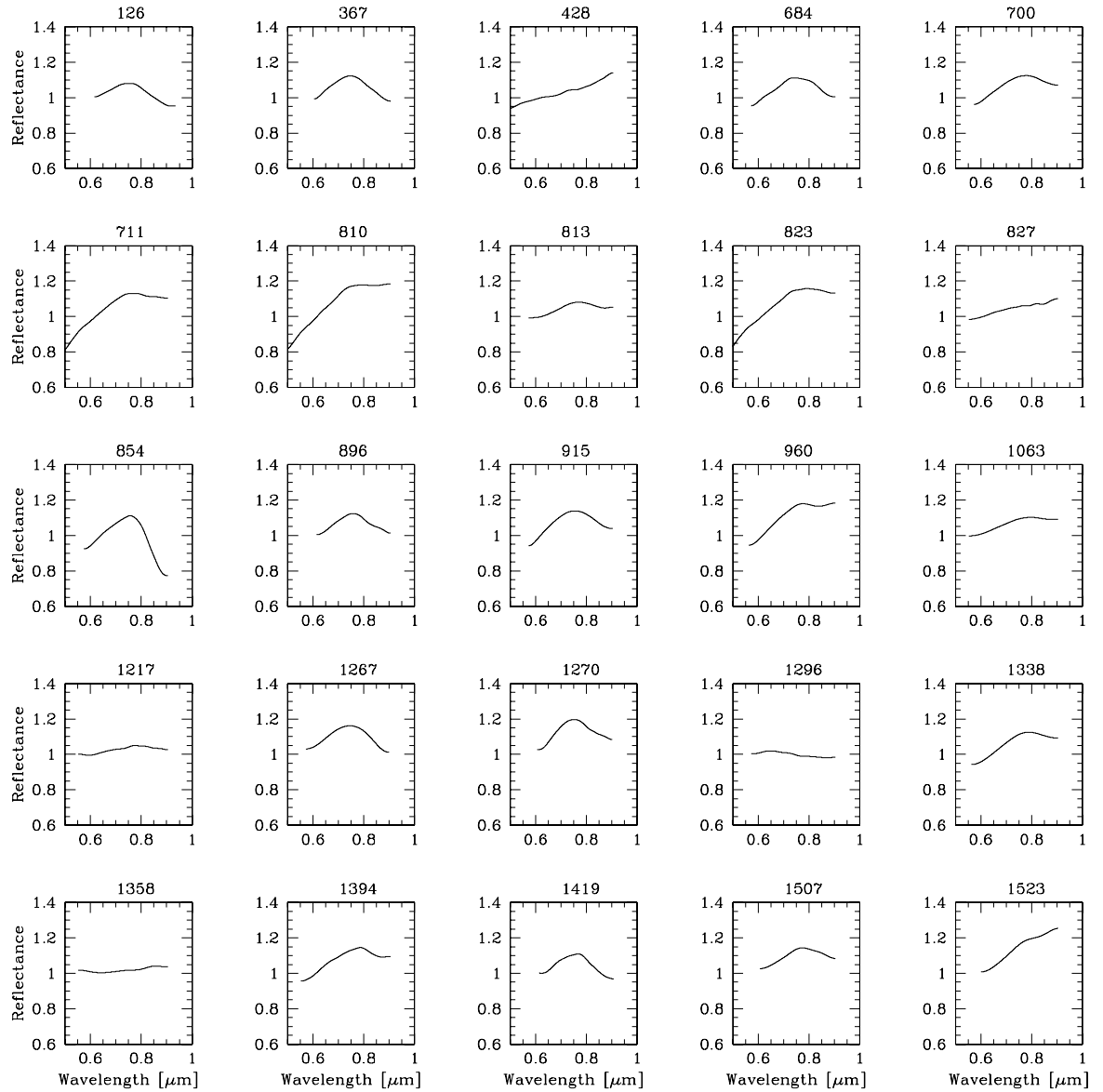
## References

- Asphaug, E. 1997, *Meteor. Planet. Sci.*, 32, 965
- Barucci, M. A., Fulchignoni, M., Fomasier, S., et al. 2005, *A&A*, 430, 313
- Binzel, R. P., & Xu, S. 1993, *Science*, 260, 186
- Burbine, T. H., Buchanan, P. C., Binzel, R. P., et al. 2001, *Meteorit. Planet. Sci.*, 36, 761
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. 2002a, *Icarus*, 158, 106
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. 2002b, *Icarus*, 158, 146
- Carruba, V., Michtchenko, T. A., Roig, F., Ferraz-Mello, S., & Nesvorný, D. 2005, *Icarus*, 441, 819
- Cellino, A., Zappalà, V., Doressoundiram, A., et al. 2001, *Icarus*, 152, 225
- Duffard, R., Lazzaro, D., Licandro, J., et al. 2004, *Icarus*, 171, 120
- Farinella, P., Davis, P. R., Cellino, A., & Zappalà, V. 1992, From asteroid clusters to families: A proposal for a new nomenclature, in *Asteroids Comets and Meteors 91*, ed. A. W. Harris, & E. Bowell (Huston: Lunar & Planetary Institute), 165
- Florczak, M., Barucci, M. A., Doressoundiram, A., et al. 1998, *Icarus*, 133, 233
- Florczak, M., Lazzaro, D., & Duffard, R. 2002, *Icarus*, 159, 178
- Fomasier, S., Barucci, M. A., Binzel, R. P., et al. 2003, *A&A*, 398, 327
- Gradie, J., & Tedesco, E. 1982, *Science*, 216, 1405
- Gradie, J. C., Chapman, C. R., & Tedesco, E. F. 1989, Distribution of taxonomic classes and the compositional structure of the asteroid belt, in *Asteroids II*, ed. R. Binzel, T. Gehrels & M. Shapley Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 316
- Hardorp, J. 1978, *A&A*, 63, 383
- Hirayama, K. 1919, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan Ser. 1*, 52
- Jedicke, R., & Metcalfe, T. S. 1998, *Icarus*, 131, 245
- Knežević, Z., & Milani, A. 2003, *A&A*, 403, 1165
- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., et al. 2004, *Icarus*, 172, 179
- Manara, A., Covino, S., & di Martino, M. 2001, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 37, 35
- Marzari, F., Farinella, P., & Davis, D.R. 1999, *Icarus*, 142, 63
- Michtchenko, T. A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., & Roig, F. 2002, *Icarus*, 158, 343
- Milani, A., & Knežević, Z. 1994, *Icarus*, 107, 219
- Mothé-Diniz, T., Carvano, J. M., & Lazzaro, D. 2003, *Icarus*, 162, 10
- Mothé-Diniz, T., Roig, F., & Carvano, J. M. 2005, *Icarus*, 174, 45
- Nesvorný, D., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., Bottke, W. F., & Brož, M. 2002, *Icarus*, 157, 155
- Press, W. H., Teukosky S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Rubincam, D. P. 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 1585
- Tedesco, E. F. 1979, *Icarus*, 40, 375
- Tholen, D. J., & Barucci, M. A. 1989, Asteroid taxonomy, in *Asteroids II*, ed. R. Binzel, T. Gehrels & M. Shapley Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 298
- Tholen, D. J. 1989, Asteroid taxonomic classifications, in *Asteroids II*, ed. R. Binzel, T. Gehrels & M. Shapley Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 1139
- Thomas, P. C., Binzel, R. P., Gaffey, M. J., et al. 1997, *Science*, 277, 1492
- Weisel, W. 1978, *Icarus*, 34, 99
- Williams, J. G. 1989, Asteroid family identifications and proper elements, in *Asteroids II*, ed. R. Binzel, T. Gehrels & M. Shapley Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 1034
- Xu, S., Binzel, R. P., Burbine, T. H., & Bus, S. J. 1995, *Icarus*, 115, 1
- Zappalà, V., Cellino, A., Farinella, P., & Knežević, Z. 1990, *AJ*, 100, 2030
- Zappalà, V., Cellino, A., Farinella, P., & Milani, A. 1994, *AJ*, 107, 772
- Zappalà, V., Bendjoya, Ph., Cellino, A., Farinella, P., & Froeschle, C. 1995, *Icarus*, 116, 291
- Zellner, B. 1979, Asteroid taxonomy and the distribution of the compositional types, in *Asteroids*, ed. T. Gehrels (Tucson: Univ. of Arizona Press), 783
- Zellner, B., Tholen, D. J., & Tedesco, E. F. 1985, *Icarus*, 61, 355

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 1*

# Online Material



A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 2***Fig. 10.** Filtered spectra of the observed asteroids.

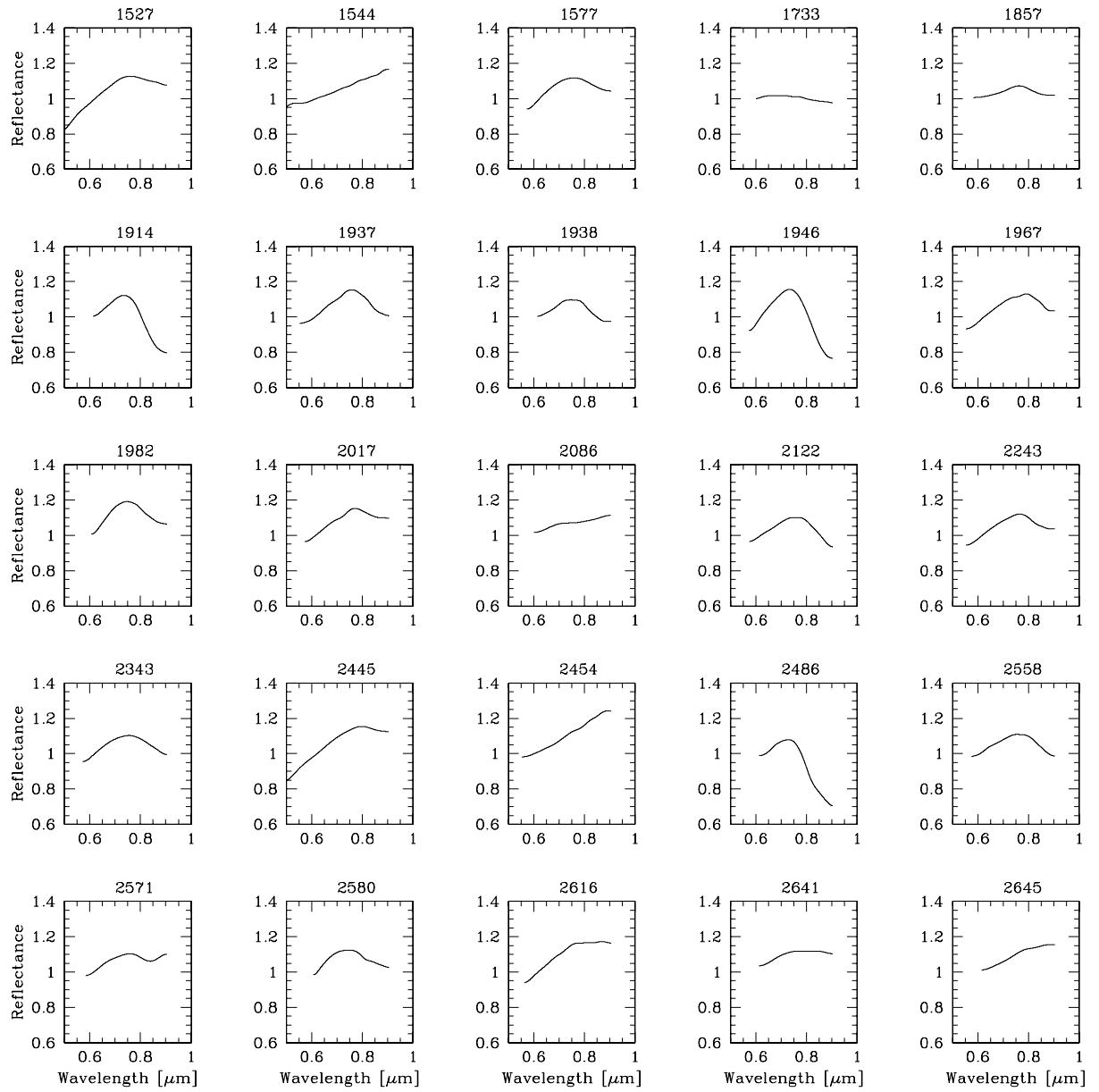
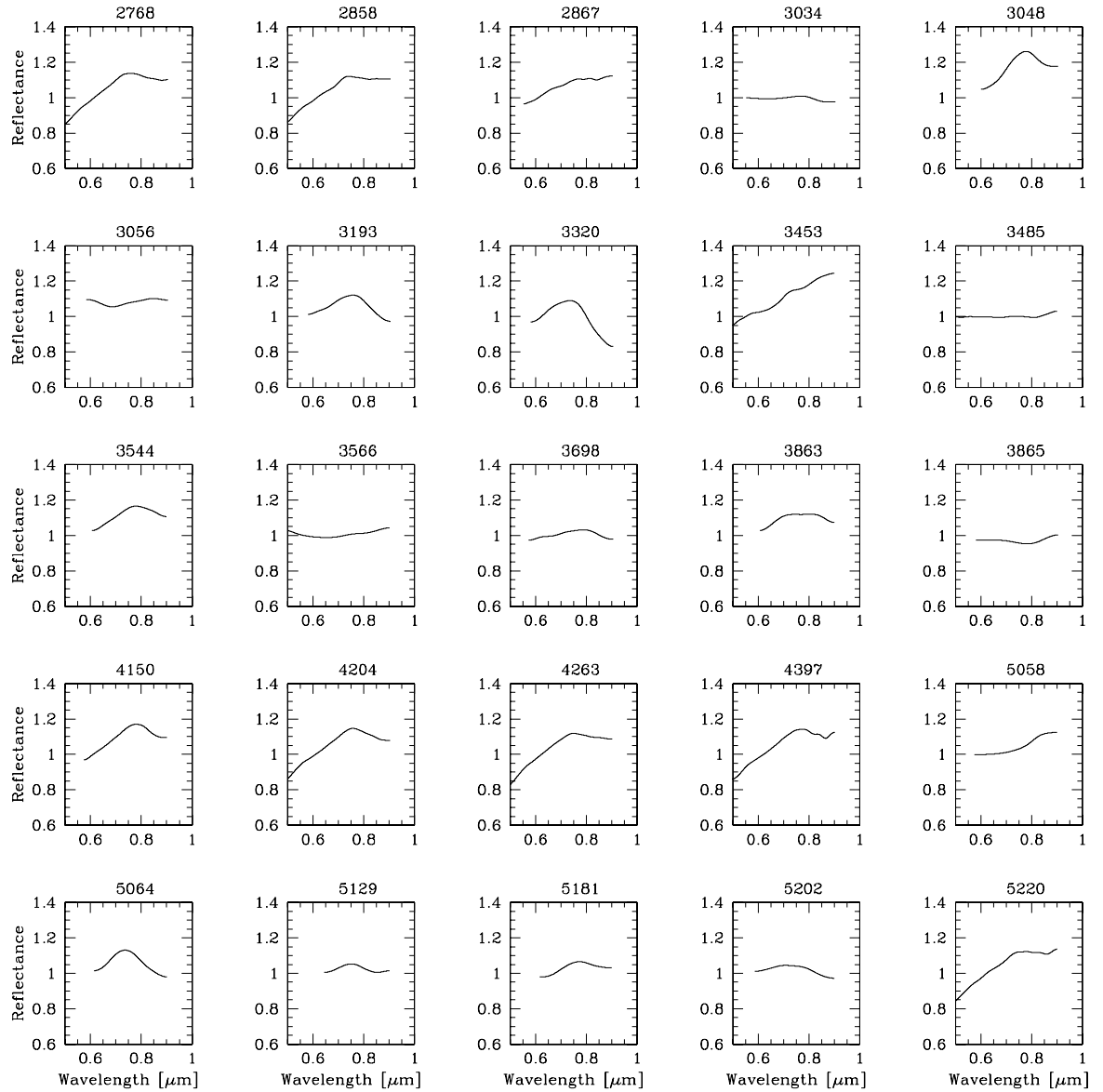
A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 3*

Fig. 10. continued.

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 4***Fig. 10.** continued.

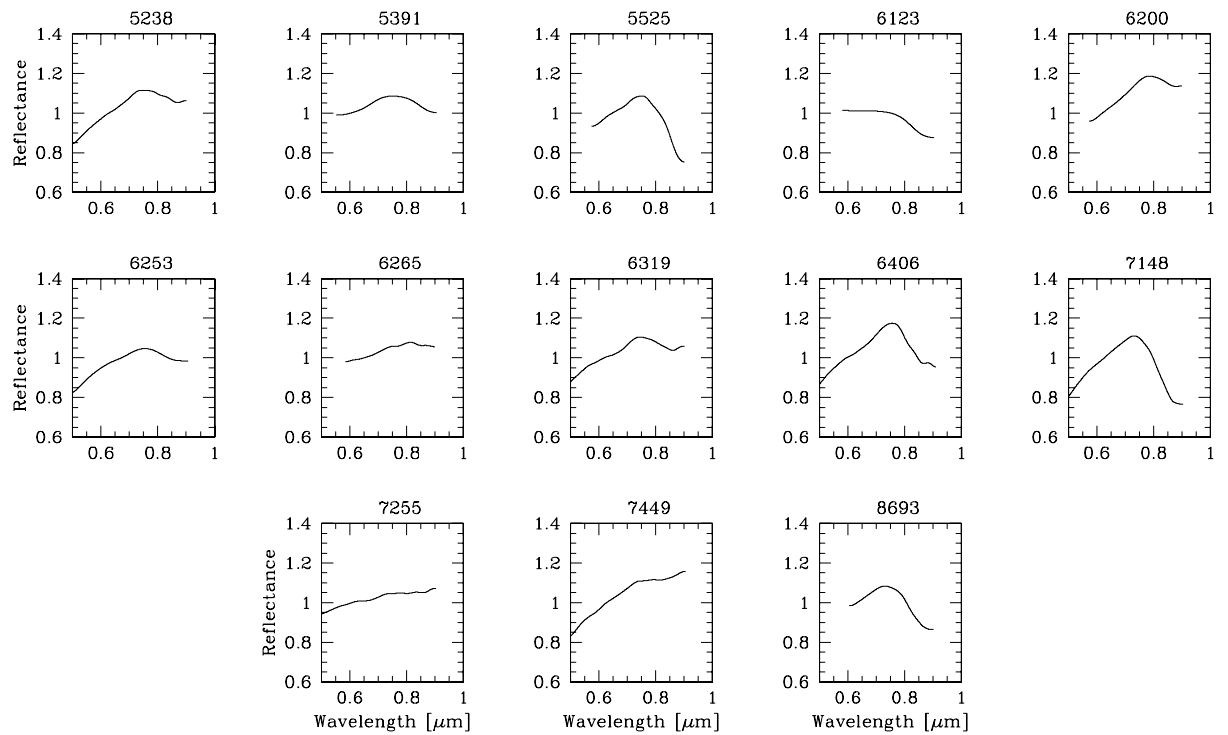
A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 5*

Fig. 10. continued.

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 6*

**Table 1.** Observational parameters. For each asteroid we give its denomination, the night of observation, the UT start time, the exposure time, the airmass, the apparent visual magnitude, the solar phase angle,  $\alpha$ , the solar analog star used in the reduction and an observatory code where E, C and O indicate ESO, CASLEO and OPD, respectively. In the last column  $s/n$  indicates, for each asteroid, the number of obtained spectra,  $s$ , distributed on how many different nights,  $n$ . The values for the night of observation, start and exposure time, apparent visual magnitude and phase angle refer to just one selected spectrum. This spectrum was chosen as the one with the smallest noise between 0.65 and 0.70  $\mu\text{m}$  since in this region all spectra are quite linear and with no strong features regardless of their taxonomic classification.

Asteroid	Date	Time [UT]	Exp. [s]	Airmass	Mag. V	$\alpha$	Analog star	Code	$s/n$
(126) Velleda	04/13/2004	04:04:01	1200	1.1	12.6	0.7	HD 76151	C	1/1
(367) Amicitia	10/17/2003	01:39:29	2100	1.1	14.2	13.9	HD 1835	C	2/2
(428) Monachia	09/01/2002	08:18:43	600	1.2	14.2	22.4	HD 144585	E	2/2
(684) Hildburg	08/08/2004	05:09:21	2400	1.0	14.8	11.7	HD 1835	O	2/2
(700) Auravictrix	08/09/2004	06:41:28	3000	1.0	15.3	20.1	HD 1835	O	2/2
(711) Marmulla	09/01/2002	00:31:30	720	1.0	14.5	27.5	HD 144585	E	3/2
(810) Atossa	09/01/2002	08:46:26	1500	1.3	15.2	27.3	HD 144585	E	3/2
(813) Baumeia	08/06/2004	03:54:31	1800	1.0	14.2	5.3	HD 1835	O	2/2
(823) Sisigambis	03/24/2002	04:26:17	400	1.1	13.5	5.1	HD 44594	E	3/2
(827) Wolfiana	08/14/2005	02:34:54	2100	1.0	15.3	6.7	HD 1835	O	1/1
(854) Frostia	09/20/2004	23:31:27	1900	1.0	15.4	22.9	HD 20630	O	2/2
(896) Sphinx	04/10/2004	05:55:41	3000	1.0	14.2	15.0	HD 144585	C	2/2
(915) Coseite	08/10/2004	04:16:47	3000	1.1	14.6	17.3	HD 1835	O	2/2
(960) Birgit	09/23/2005	23:34:23	3400	1.0	15.7	26.0	HD 20630	O	1/1
(1063) Aquilegia	08/15/2005	00:52:03	2000	1.0	14.9	16.6	HD 144585	O	1/1
(1217) Maximiliana	08/14/2005	04:34:52	2400	1.0	15.5	7.6	HD 1835	O	1/1
(1267) Geertruida	09/25/2004	21:43:52	2100	1.0	15.9	28.1	HD 1835	O	1/1
(1270) Datura	10/19/2003	01:36:09	2100	1.1	14.4	19.3	HD 1835	C	2/2
(1296) Andree	08/08/2004	06:42:45	3000	1.1	15.1	19.1	HD 1835	O	2/2
(1338) Duponta	09/24/2005	00:46:13	3400	1.0	15.4	12.5	HD 20630	O	1/1
(1358) Gaika	08/14/2005	23:21:30	2000	1.0	15.2	19.9	HD 144585	O	1/1
(1394) Algoa	08/15/2005	04:02:27	2000	1.0	15.5	9.0	HD 144585	O	1/1
(1419) Danzig	04/11/2004	04:51:38	2400	1.1	14.3	3.1	HD 144585	C	2/2
(1507) Vaasa	10/19/2003	23:55:47	3000	1.3	15.3	26.3	HD 1835	C	2/1
(1523) Pieksamaki	01/29/2003	07:59:42	3600	1.1	15.6	24.1	HD 76151	C	1/1
(1527) Malmquista	09/03/2002	05:52:24	480	1.1	13.9	11.8	HD 144585	E	2/1
(1544) Vinterhansenia	03/24/2002	08:52:24	3600	1.0	16.3	20.3	HD 44594	E	2/1
(1577) Reiss	08/10/2004	02:52:14	2400	1.0	15.3	4.8	HD 1835	O	4/2
(1733) Silke	01/29/2003	05:05:54	3600	1.4	15.3	9.7	HD 76151	C	2/1
(1857) Parchomenko	01/28/2003	05:05:48	2700	1.3	15.2	10.5	HD 76151	C	2/1
(1914) Hartbeespoortdam	04/10/2004	07:09:22	4200	1.1	15.4	12.9	HD 144585	C	2/2
(1937) Locarno	08/15/2005	00:19:55	2000	1.0	14.9	23.3	HD 144585	O	1/1
(1938) Lausanna	04/13/2004	02:44:25	2100	1.2	15.1	11.4	HD 76151	C	1/1
(1946) Walraven	08/07/2004	01:35:20	1800	1.0	13.9	13.2	HD 1835	O	2/2
(1967) Menzel	08/14/2005	06:31:50	3200	1.1	15.6	27.0	HD 1835	O	1/1
(1982) Cline	10/20/2003	02:29:24	1800	1.3	14.3	6.6	HD 1835	C	2/1
(2017) Wesson	08/08/2004	22:29:28	3000	1.0	16.1	30.9	HD 1835	O	4/2
(2086) Newell	01/31/2003	01:07:43	3600	1.5	15.9	21.9	HD 76151	C	2/2
(2122) Pyatiletka	09/22/2004	03:59:44	1800	1.0	15.2	8.9	HD 1835	O	2/2
(2243) Lonnot	08/14/2005	05:55:52	2000	1.0	15.0	21.5	HD 1835	O	1/1
(2343) Siding Spring	08/09/2004	01:58:30	1800	1.0	15.3	8.1	HD 1835	O	4/2
(2445) Blazhko	03/23/2002	07:24:33	3000	1.1	16.0	12.0	HD 44594	E	1/1
(2454) Olaus Magnus	08/14/2005	01:55:20	2000	1.0	15.1	12.0	HD 1835	O	1/1
(2486) Metsahovi	04/11/2004	03:14:41	4200	1.2	15.5	12.1	HD 144585	C	3/3
(2558) Viv	09/22/2004	02:49:15	2800	1.0	14.9	5.4	HD 1835	O	2/2
(2571) Geisei	09/23/2004	00:24:24	2400	1.0	14.8	16.5	HD 20630	O	3/2
(2580) Smilevskia	10/20/2003	03:45:16	2100	1.3	14.5	2.1	HD 1835	C	2/1
(2616) Lesya	09/24/2005	01:51:14	1500	1.0	14.7	9.1	HD 20630	O	1/1
(2641) Lipschutz	04/11/2004	04:57:33	3000	1.1	14.7	2.2	HD 144585	C	1/1

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 7*

Table 1. continued.

Asteroid	Date	Time [UT]	Exp. [s]	Airmass	Mag. V	$\alpha$	Analog star	Code	s/n
(2645) Daphne Plane	04/13/2004	02:28:39	2400	1.2	16.1	14.0	HD 144585	C	1/1
(2768) Gorky	09/01/2002	06:03:58	600	1.0	14.2	9.0	HD 144585	E	3/2
(2858) Carlosporter	09/01/2002	07:41:08	2100	1.1	15.7	12.4	HD 144585	E	2/2
(2867) Steins	08/14/2005	04:00:25	2000	1.0	15.2	10.2	HD 1835	O	2/1
(3034) Climenhaga	06/05/2005	22:18:07	3000	1.1	15.6	16.6	HD 144585	O	1/1
(3048) Guangzhou	01/30/2003	06:42:27	4800	1.2	16.6	20.0	HD 76151	C	2/1
(3056) INAG	09/25/2004	01:21:53	1800	1.0	15.3	5.0	HD 1835	O	1/1
(3193) Elliot	02/01/2003	07:41:21	5000	1.3	16.8	18.5	HD 76151	C	2/2
(3320) Namba	02/01/2003	04:03:25	4800	1.4	16.5	5.8	HD 76151	C	2/2
(3453) Dostoevsky	03/22/2002	08:16:51	2500	1.0	15.5	20.9	HD44594	E	3/2
(3485) Barucci	09/03/2002	01:42:51	1800	1.0	15.4	17.4	HD 144585	E	1/1
(3544) Borodino	10/17/2003	01:21:56	3600	1.1	16.0	28.9	HD 1835	C	2/2
(3566) Levitan	03/23/2002	03:42:53	2000	1.1	15.4	8.3	HD 44594	E	2/1
(3698) Manning	09/26/2004	03:13:30	2500	1.0	15.0	3.1	HD 1835	O	1/1
(3863) Gilyarovskij	10/17/2003	05:54:50	3000	1.2	15.6	6.4	HD 1835	C	2/2
(3865) Lindbloom	02/01/2003	01:14:55	4200	1.5	16.6	13.1	HD 76151	C	2/1
(4150) Starr	09/22/2004	00:33:37	1800	1.0	15.1	17.8	HD 1835	O	2/1
(4204) Barsig	03/25/2002	08:00:38	2300	1.0	15.8	15.1	HD 44594	E	3/2
(4263) Abashiri	09/02/2002	02:10:46	2400	1.0	15.7	21.5	HD 144585	E	2/2
(4397) Jalopez	03/21/2002	07:49:55	3700	1.0	16.9	21.4	HD 44594	E	2/2
(5058) Tarrega	09/24/2004	01:55:34	3000	1.0	15.1	13.1	HD 20630	O	3/3
(5064) Tanchozuru	04/12/2004	07:18:06	4500	1.1	15.7	25.3	HD 144585	C	2/2
(5129) Groom	01/30/2003	02:15:01	3600	1.3	15.8	17.1	HD 76151	C	2/2
(5181) SURF	04/14/2004	05:41:26	2100	1.1	15.4	8.3	HD 76151	C	1/1
(5202) 1983 XX	01/28/2003	07:05:45	3600	1.1	16.5	14.0	HD 76151	C	3/2
(5220) Vika	03/21/2002	04:04:33	3600	1.2	16.3	3.4	HD 44594	E	2/2
(5238) Naozane	03/21/2002	02:33:59	1800	1.1	15.1	11.1	HD 44594	E	3/2
(5391) Emmons	06/06/2005	00:10:19	2000	1.0	15.8	14.1	HD 144585	O	1/1
(5525) 1991 TS4	09/22/2004	23:15:45	1800	1.0	15.5	21.3	HD 1835	O	1/1
(6123) Aristoteles	02/01/2003	02:33:04	4800	1.4	17.0	7.5	HD 76151	C	1/1
(6200) Hachinohe	09/22/2004	01:40:13	1900	1.0	15.4	14.7	HD 1835	O	2/2
(6253) 1992 FJ	03/25/2002	02:13:35	3800	1.2	16.9	17.1	HD 44594	E	2/2
(6265) 1985 TW3	09/25/2004	02:29:22	2400	1.0	14.7	7.4	HD 1835	O	1/1
(6319) Beregovoj	03/23/2002	02:32:25	3800	1.2	16.5	9.9	HD 44594	E	2/2
(6406) 1992 MJ	03/23/2002	08:21:03	3600	1.1	16.6	15.8	HD 44594	E	5/5
(7148) Reinholdbien	03/22/2002	03:21:57	2700	1.1	15.7	9.7	HD 44594	E	2/1
(7255) 1993 VY1	03/21/2002	05:09:18	3600	1.1	16.2	7.5	HD 44594	E	2/2
(7449) 1949 QL	09/02/2002	04:27:24	1800	1.0	15.3	8.6	HD 144585	E	3/2
(8693) Matsuki	10/17/2003	05:13:08	1800	1.2	15.0	7.7	HD 1835	C	2/2

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 8***Table 2.** Classification of the observed asteroids.

Asteroid	Clas.	H	FAMILY/clump	Asteroid	Clas.	H	FAMILY/clump
(126) Velleda (44.8)	S	9.27		(2558) Viv	S	13.3	
(367) Amicitia (19.1)	S	10.7		(2571) Geisei	S	13.0	
(428) Monachia (17.8)	X	11.5		(2580) Smilevskia	S	13.3	
(684) Hildburg	S	11.4		(2616) Lesya (9.0)	S	12.5	
(700) Auravictrix (15.1)	S	11.2		(2641) Lipschutz	S	12.7	
(711) Marmulla	A	11.9		(2645) Daphne Plane (15.6)	S	12.3	
(810) Atossa	A	12.7		(2768) Gorky	A	12.3	
(813) Baumeia (13.4)	S	11.7		(2858) Carlosporter	S	13.7	BAPTISTINA
(823) Sisigambis (16.7)	A	11.2		(2867) Steins	S	12.9	
(827) Wolfiana	D	13.2		(3034) Climenhaga	C	12.3	
(854) Frostia	V	12.1		(3048) Guangzhou	S	13.4	NYSA
(896) Sphinx (13.1)	S	11.8		(3056) INAG (17.3)	C	12.9	
(915) Cosette	S	11.7		(3193) Elliot (25.2)	S	13.4	
(960) Birgit	A	12.9		(3320) Namba	S	13.3	
(1063) Aquilegia (18.3)	S	11.3		(3453) Dostoevsky	D	11.8	
(1217) Maximiliana	C	12.5		(3485) Barucci (13.7)	C	12.6	NYSA
(1267) Geertruida (23.4)	S	12.1		(3544) Borodino	S	12.5	
(1270) Datura (9.5)	S	12.5	datura	(3566) Levitan	Caa	12.8	
(1296) Andree (23.5)	C	10.9		(3698) Manning	S	13.4	
(1338) Duponta	S	12.3	duponta	(3863) Gilyarovskij	S	13.1	
(1358) Gaika (20.0)	C	12.2		(3865) Lindbloom	C	12.7	
(1394) Algoa	S	12.5		(4150) Starr	S	12.9	
(1419) Danzig (17.5)	S	11.3		(4204) Barsig	S	13.0	
(1507) Vaasa	S	12.9		(4263) Abashiri	S	12.6	
(1523) Piekamaki	C	12.3		(4397) Jalopez	S	13.7	jalopez
(1527) Malmquista	S	12.2		(5058) Tarrega	C	13.7	
(1544) Vinterhansenia (21.7)	D	11.7		(5064) Tanchozuru	S	12.8	tanchozuru
(1577) Reiss	S	13.1	reiss	(5129) Groom	S	12.4	
(1733) Silke	C	13.0		(5181) SURF	S	12.9	NYSA
(1857) Parchomenko	S	12.3	nicholson	(5202) 1983 XX (10.02)	X	13.2	
(1914) Hartbeespoortdam	V	12.4		(5220) Vika	A	13.3	
(1937) Locarno (13.1)	S	11.9		(5238) Naozane	S	12.7	oafa
(1938) Lausanna	S	13.0		(5391) Emmons	S	13.2	
(1946) Walraven	V	11.9		(5525) 1991 TS4	S	13.0	
(1967) Menzel	S	12.3		(6123) Aristoteles	X	13.7	
(1982) Cline	S	12.5		(6200) Hachinohe	S	13.6	
(2017) Wesson	X	12.8		(6253) 1992 FJ	S	14.1	
(2086) Newell	D	12.4		(6265) 1985 TW3	S	13.5	1985 tw3
(2122) Pyatiletka	S	12.1		(6319) Beregovoj	S	13.9	
(2243) Lonnrot	S	12.8		(6406) 1992 MJ	V	12.5	
(2343) Siding Spring	S	13.4		(7148) Reinholdbien	V	13.0	
(2445) Blazhko	S	12.3		(7255) 1993 VY1	X	13.7	BAPTISTINA
(2454) Olaus Magnus	D	13.5	matterania	(7449) 1994 QL	K	15.1	
(2486) Metsahovi	V	12.4		(8693) Matsuki	V	12.8	

A. Alvarez-Candal et al.: The inner region of the Main Belt, *Online Material p 9*

**Table 3.** The groups of mean-motion resonances in the inner Main Belt. We use the notation  $mJ : nS : kM : lA$ , where  $m, n, k, l$  are simple integers and letters J, S, M, A denote Jupiter, Saturn, Mars and an asteroid, respectively.

Group	Two-body resonance	Three-body resonance
1	11J:-3A	9J:-4S:-2A
2	-3M:5A	4J:-1S:-1A 6J:-6S:-1A
3	7J:-2A	9J:-5S:-2A
4		5J:-4S:-1A 8J:-3S:-2A 3J:1S:-1A
5	10J:-3A	9J:-6S:-2A
6		4J:-2S:-1A 6J:-7S:-1A 2J:3S:-1A
7	-2M:A	
8		7J:-2S:-2A 9J:-7S:-2A
9	3J:-A	

**Table 4.** Nonlinear secular resonances in the inner Main Belt.

Perihelion resonance	Node resonance	Perihelion and node resonance
$g - 2g_5 - g_6 + 2g_7$	$s - 2s_6 + s_4$	$2g - g_6 - g_4 + s - s_4$
$2(g - g_6) + g_5 - g_4$	$s - s_6 - g_7 + g_4$	$2g - g_6 - g_7 + s - s_7$
$2(g - g_6) + g_7 - g_4$	$s - s_6 + s_7 - s_4$	$2g - g_5 - g_6 + s - s_7$
$2g - 3g_6 + g_4$	$s - s_6 + g_6 - g_4$	$2(g - g_6) + s - s_6$
$g + 2g_5 - 3g_4$	$s - s_4 - g_5 + g_6$	$g - g_4 + 2(s - s_6)$
$g + g_5 + g_7 - 3g_4$	$s - s_4 + g_6 - g_7$	$g - g_5 + 2s - s_6 - s_4$
$g + g_5 - g_6 - g_4$	$s - 2s_6 + s_7$	$g - g_7 + 2s - s_6 - s_4$
$g + g_5 - 2g_6 - g_7 + g_4$	$s - s_6 - g_5 + g_6$	$g - g_5 + 2(s - s_6)$
$g + 2g_7 - 3g_4$	$s - s_6 + g_6 - g_7$	$g - g_7 + 2(s - s_6)$
$g - g_6 + g_7 - g_4$		
$g - 2g_6 + g_4$		



# Capítulo 3

## Objetos de Transição: cometas – asteróides

*It is really funny how by making small adjustment, skipping over details, omitting a cause, and slightly altering real events, defeats can be turned into victories, failure into heroism.*

MEŠA SELIMOVIC – Death and the Dervish

### 3.1 Introdução

Durante muito tempo tem sido assumida a existência de duas populações claramente distintas entre os corpos menores do Sistema Solar: os cometas e os asteróides. Os cometas teriam se formado na parte externa do Sistema Solar, entre as órbitas dos planetas gigantes. Nessas regiões os materiais voláteis existem em forma de gelos. Ao fazer incursão ao Sistema Solar interior, particularmente a distâncias menores do que 3 UA do Sol, começa a sublimação do gelo de água, e o cometa torna-se ativo. Os asteróides, por outro lado, teriam se formado na região que ocupam atualmente, no cinturão principal, com baixo conteúdo de voláteis e, portanto, não apresentariam atividade. Então o fato de ter ou não atividade é o que classicamente diferencia os cometas dos asteróides além, naturalmente, de suas órbitas.

Nos últimos anos a separação entre cometas e asteróides tem se tornado mais difícil pela descoberta de objetos da população de asteróides que apresentam, ou apresentaram, atividade cometária. Estudos teóricos têm também demonstrado que um cometa pode desenvolver uma crosta que impeça a atividade ou então esgotar todos seus componentes voláteis. Neste

caso o cometa passará a ter uma aparência asteroidal clássica. Neste capítulo será abordada esta problemática primeiro fazendo uma breve descrição das características básicas dos cometas e dos objetos de transição asteróide-cometa para, em seguida, apresentar os três estudos realizados visando entender as diferenças, e semelhanças, entre asteróides e cometas. Em particular o estudo é focado nos asteróides em órbitas cometárias e nos cometas da família de Júpiter.

### 3.1.1 Cometas

Os cometas têm sido observados continuamente ao longo da história da humanidade. Sempre foram tidos como mensageiros de luto e grandes mudanças, em geral ruins. Hoje sabe-se que os cometas carregam em sua composição e características dinâmicas, importantes informações sobre a época de formação de todo o Sistema Solar (ver Festou et al. 1993).

A maioria das órbitas cometárias têm alta excentricidade e são instáveis do ponto de vista dinâmico. São identificáveis dois tipos de cometas de acordo com seu período orbital. Cometas com períodos maiores do que 200 anos são chamados de *longo período*, enquanto os demais de *curto período*. Estes últimos podem ser sub-divididos em duas populações, os cometas da família de Júpiter, JFC, e os cometas do tipo Halley, HTC. Os JFC se diferenciam dos HTC por terem inclinações menores, o que leva a pensar numa origem diferente para cada população.

Os JFCs têm períodos menores do que 20 anos e inclinações relativamente próximas da eclíptica indicando uma possível origem a partir de um disco. Esta região estaria nos confins do Sistema Solar, além da órbita de Netuno (Fernández 1980, Duncan et al. 1988), e é hoje conhecido como cinturão de Edgeworth-Kuiper, ou de objetos trans-netunianos. Os HTCs, assim como os cometas de longo período, têm uma distribuição quase aleatória de inclinações sugerindo uma fonte quase esférica, provavelmente a nuvem de Oort (Oort 1950).

Mais recentemente tem sido introduzida uma nova forma de classificar os cometas a partir de critérios dinâmicos, utilizando o *parâmetro de Tisserand* (Levison e Duncan 1994).

A concepção moderna do núcleo cometário nasceu na metade do século passado a partir do modelo da *bola de neve suja* proposto por Whipple (1950). Ao contrário do que se acreditava, os cometas não são uma nuvem de gelos e poeira orbitando ao redor do Sol mas objetos sólidos formados por uma fração (ainda pouco conhecida) de gelos e rochas. Quando aquecido devido a sua aproximação ao Sol, uma coma é produzida pela sublimação de gelos, e da interação com o vento solar são formadas duas caudas, uma de ions e outra de poeira. Sabe-se também que

os núcleos apresentam regiões de atividade localizadas, como demonstrando pelas imagens de alguns cometas, como 1P/Halley e 9P/Tempel 1, obtidas por sondas espaciais (figura 3.1).

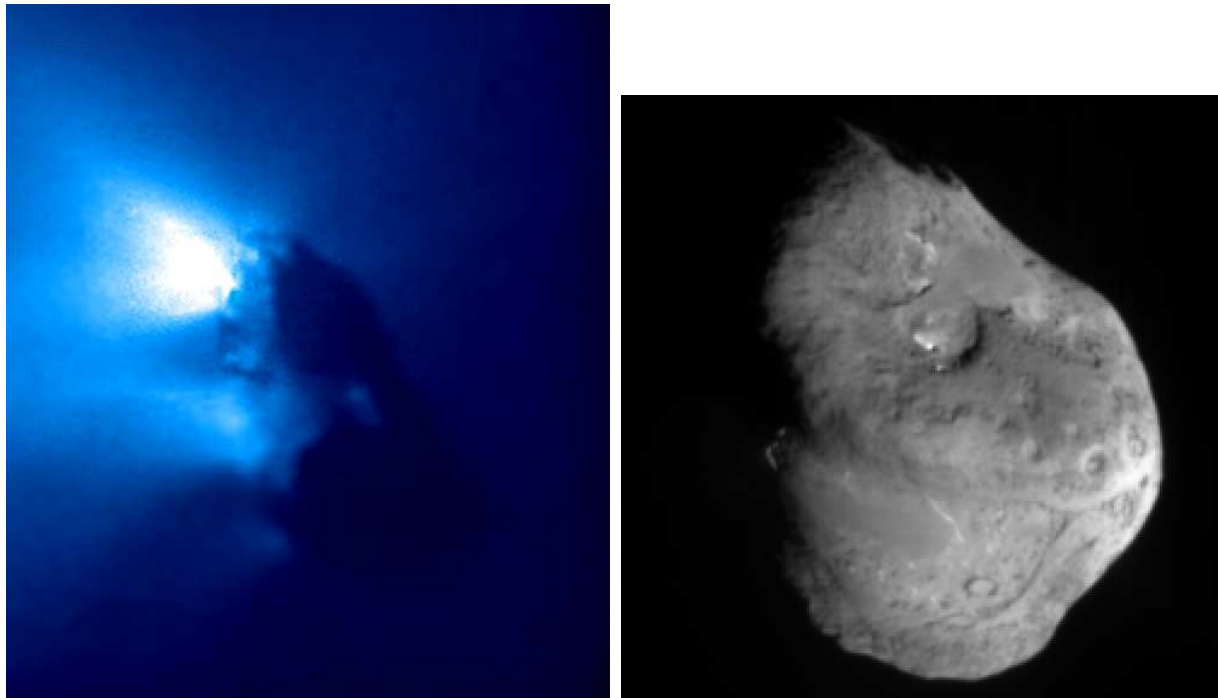


Figura 3.1: Esquerda: cometa 1P/Halley, imagem da sonda Giotto, em 1986 (ESA). Direita: cometa 9P/Tempel 1, imagem da missão Deep Impact, em 2005 (NASA).

Em resumo, os cometas são objetos que apresentam órbitas com grandes excentricidades, provêm de regiões distantes do Sol, e têm um alto conteúdo de gelos em seus núcleos.

### 3.1.2 Parâmetro de Tisserand

O único problema com solução exata da dinâmica é o problema de dois corpos, no qual para as seis equações de movimento existem seis constantes que resolvem o problema de maneira unívoca. Porém, quando se passa a um problema mais complicado, três corpos por exemplo, este já não tem solução exata porque existem apenas seis constantes para 18 equações de movimento. Sob algumas aproximações, é possível encontrar uma outra constante de movimento, a constante de Jacobi.

Considere-se um sistema composto por três corpos. As equações de movimento de qualquer um destes é descrita, de forma geral (Brower e Clemence 1961, Murray e Dermott 1999),

como

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = m_1 \frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|^3} + m_2 \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|^3} \quad (3.1)$$

onde o lado esquerdo é a aceleração de um dos corpos devida à presença dos outros dois e  $\vec{r}_i$  é o vetor de posição do corpo sob análise com respeito ao corpo de massa  $m_i$  num sistema inercial.

Para simplificar o problema assume-se que, em unidades arbitrárias,  $m_1 = 1 - \mu$ ,  $m_2 = \mu$  e que o terceiro corpo tem massa pequena em comparação com as demais, de forma que não afeta o movimento destas. Também se assume que os corpos  $m_1$  e  $m_2$  se movem com velocidade angular constante  $n = 1$  em órbitas circulares e coplanares em torno do centro de massa e que a distância entre elas é unitária. As equações de movimento 3.1 podem, então ser escritas, num sistema em rotação, como:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2n\dot{y} - n^2x &= -\left[(1 - \mu)\frac{x+\mu}{r_1^3} + \mu\frac{x-(1-\mu)}{r_2^3}\right] \\ \ddot{y} + 2n\dot{x} - n^2y &= -\left[\frac{(1-\mu)}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_2^3}\right]y \\ \ddot{z} &= -\left[\frac{(1-\mu)}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_2^3}\right]z. \end{aligned} \quad (3.2)$$

onde  $r_i = |\vec{r}_i|$ . Neste sistema os corpos  $m_1$  e  $m_2$  têm coordenadas fixas  $(-\mu, 0, 0)$  e  $(1 - \mu, 0, 0)$ , e o terceiro corpo tem coordenadas  $(x, y, z)$ .

O lado direito das equações pode ser associado com o gradiente de uma função escalar  $-U$  que satisfaz

$$-U = \frac{n^2}{2}(x^2 + y^2) + \frac{1 - \mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}. \quad (3.3)$$

Então 3.2 pode ser re-escrito como

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2n\dot{y} &= -\nabla U_x \\ \ddot{y} + 2n\dot{x} - n^2y &= -\nabla U_y \\ \ddot{z} &= -\nabla U_z \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde  $\nabla U_i$  indica a derivada parcial de  $U$  com respeito à variável  $i$ . Multiplicando a primeira equação de 3.4 por  $\dot{x}$ , a segunda por  $\dot{y}$ , e a terceira por  $\dot{z}$ , e somando-as tem-se que:

$$\begin{aligned} \dot{x}\ddot{x} - 2n\dot{x}\dot{y} + \dot{y}\ddot{y} + 2n\dot{y}\dot{x} + \dot{z}\ddot{z} &= -\dot{x}\nabla U_x - \dot{y}\nabla U_y - \dot{z}\nabla U_z \\ \Rightarrow \dot{x}\ddot{x} + \dot{y}\ddot{y} + \dot{z}\ddot{z} &= -\vec{\nabla}U \cdot \dot{\vec{r}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

como  $\dot{x}\ddot{x} + \dot{y}\ddot{y} + \dot{z}\ddot{z} = \frac{1}{2}\frac{d|\dot{\vec{r}}|^2}{dt}$  e  $-\vec{\nabla}U \cdot \dot{\vec{r}} = -\frac{dU}{dt}$ , é possível integrar os dois lados da última equação 3.5, obtendo-se

$$v^2 + 2U = -C_J \quad (3.6)$$

onde  $v = |\dot{\vec{r}}|$  e  $C_J$  é uma constante de movimento, chamada constante de Jacobi.

É importante notar que  $C_J$ , embora seja constante, não representa a energia do sistema, já que nem a energia e nem o momento angular são conservados neste problema. Volte-se agora ao sistema inercial. Se as coordenadas do terceiro corpo neste sistema são  $(\xi, \eta, \zeta)$  então a equação 3.6 é dada por:

$$C_J = 2\left(\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}\right) + 2n(\xi\dot{\eta} - \eta\dot{\xi}) - v^2 \quad (3.7)$$

onde  $(x, y, z)$  e  $(\xi, \eta, \zeta)$  estão relacionadas através da transformação de coordenadas entre sistemas em rotação e inerciais.

Até agora o tratamento foi levado em forma geral e é possível passar a um caso mais particular. Suponha-se o sistema Sol–Júpiter–cometa. As distâncias  $r_1$  e  $r_2$  representam Sol–cometa e Júpiter–cometa, respectivamente. Como a massa de Júpiter é muito menor do que a massa do Sol, é possível assumir  $\mu \simeq 0$ . Assume-se que o cometa está longe de Júpiter, ou seja  $r_2$  é grande, então  $1/r_2 \rightarrow 0$  e, desta forma, o primeiro termo na equação 3.7 torna-se  $2/r_1$ . Do problema dos dois corpos sabe-se que a projeção no eixo  $\zeta$  do momento angular do movimento do cometa em torno do Sol é  $\xi\dot{\eta} - \eta\dot{\xi} = \sqrt{a(1-e^2)} \cos I$ , e que a energia orbital do cometa é  $v^2 = 2/r_1 - 1/a$ . Então  $C_J$  pode ser re-escrita como

$$\begin{aligned} C_J &\simeq 2/r_1 + 2n\sqrt{a(1-e^2)} \cos I - 2/r_1 + 1/a \\ &\Rightarrow 1/a + 2n\sqrt{a(1-e^2)} \simeq \text{constante}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde  $a, e, I$  são os elementos orbitais do cometa.

Se o cometa sofre um encontro próximo com Júpiter, então

$$1/a + 2n\sqrt{a(1-e^2)} \cos I = 1/a' + 2n\sqrt{a'(1-e'^2)} \cos I' \quad (3.9)$$

onde num lado estão os elementos antes do encontro e do outro os elementos depois. Esta relação é conhecida como a relação de Tisserand.

Da terceira lei de Kepler  $n^2 a_J^3 = 1$ , no sistema de unidades utilizado, onde  $a_J$  é o semi-eixo maior de Júpiter. Substituindo  $n = a_J^{-3/2}$ , o parâmetro de Tisserand torna-se:

$$T = \frac{a_J}{a} + 2 \cos I \sqrt{\frac{a}{a_J}(1-e^2)}. \quad (3.10)$$

Kresák (1979) mostrou que, em geral, os cometas apresentam  $T < 3$  enquanto os asteróides  $T > 3$ . Vale ressaltar que algumas populações de asteróides, como por exemplo os Troianos, não satisfazem esta relação.

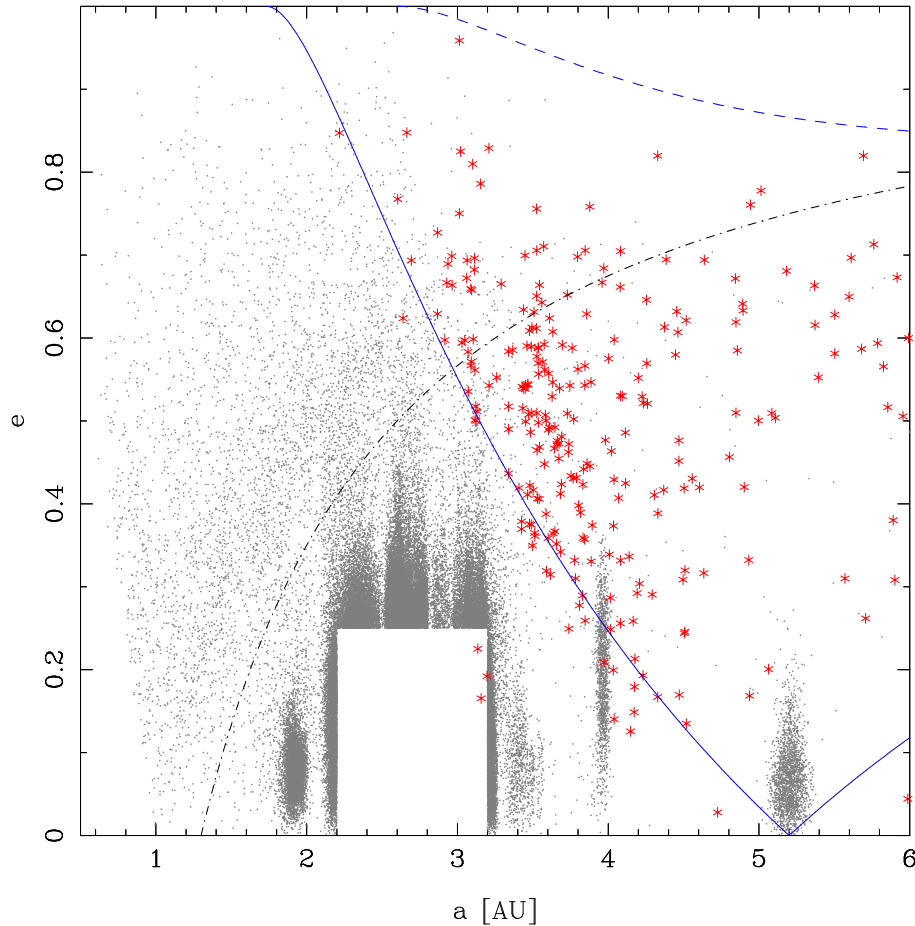


Figura 3.2: Distribuição de asteroides (pontos) e cometas (asteriscos). As linhas indicam, o valor constante de  $T = 2$  (linha tracejada),  $T = 3$  (linha contínua) e  $q = 1.3$  UA (linha ponto-tracejada). Para melhor claridade foram retirados os asteroides do retângulo.

Na figura 3.2 estão desenhados os asteroides (pontos cinzas) e cometas (asteriscos vermelhos) no espaço  $a - e$  assim com a linha contínua indicando o valor  $T = 3$ . Como pode ser visto, a maior parte dos asteroides têm  $T > 3$  e os cometas  $T < 3$ . Porém, tem que se ter cuidado com esta simples discriminação pois no gráfico não aparece o efeito da inclinação. Na figura também fica evidente que alguns objetos não seguem esta distinção. Na próxima seção serão apresentados alguns destes casos, que serão chamados genericamente de “intrusos”.

### 3.1.3 Intrusos

Como dito acima, existem alguns cometas com  $T > 3$  e alguns asteroides com  $T < 3$ . Por outro lado, é importante lembrar que até aqui a separação entre cometas e asteroides (pontos e asteriscos na figura 3.2) foi baseada apenas na presença ou não de atividade cometária. No que segue serão detalhados os casos conhecidos de intrusos com e sem atividade.

**Objetos com atividade:**

(i) O cometa 2P/Encke tem  $T > 3$ . Este objeto foi o que levou Whipple (1950) a formular o modelo da bola de neve suja e explicando sua órbita por méio de forças não gravitacionais. Apesar disto, recentemente foi mostrado que são necessários tempos de atividade muito longos, ou atividade muito grande (Fernández et al. 2002) para um cometa chegar a uma órbita tipo Encke. Modelos alternativos tentam explicar a órbita de objetos tipo Encke sem o efeito das forças não gravitacionais (Levison et al. 2006), mas as escalas de tempos envolvidas são muito superiores às de atividade de um cometa.

(ii) O centauro (2060) Chiron orbitando entre Saturno e Urano é parte de uma população em transição entre o cinturão de objetos trans-netunianos e os JFCs. Apesar da distância à que (2060) Chiron se encontra foi detectada atividade cometária, possivelmente sublimação de  $\text{CO}_2$ .

(iii) Em 1996 foi detectado um rasto de poeira associado ao asteróide (7968) Elst-Pizzaro. (Elst et al. 1996) e foram propostas duas possíveis explicações. Primeiro, que o rasto foi gerado por atividade cometária (Boehnhardt et al. 1998) e segundo, que foi provocado por uma colisão (Tóth 2000). Atualmente acredita-se que o objeto é efetivamente ativo (Hsieh et al. 2004). Recentemente foram descobertos outros dois objetos em órbitas tipicamente asteroidais que apresentam atividade cometária, e foram denominados *cometas do cinturão principal* (Hsieh e Jewitt 2006), ou também *asteróides ativados*, AAs. Os objetos são P/2005 U1 (READ) e (118401) 1999 RE<sub>70</sub>. Estes e (7968) Elst-Pizzaro se encontram numa região muito próxima no espaço de elementos orbitais. A principal hipótese é de que se formaram na região em que se encontram atualmente, tendo um alto conteúdo de voláteis no interior e tendo sido ativados recentemente. Sua proveniência da população de JFCs parece pouco provável (Fernández et al. 2002). Um outro objeto deste grupo de AAs é (4015) Wilson-Harrington, que foi descoberto primeiro como um cometa e logo re-descoberto como um asteróide (Bowell et al. 1992).

**Objetos sem atividade:**

(i) Alguns NEOs foram relacionados com as órbitas de alguns *streams* que produzem as chuvas de meteoros, como é o caso de (3200) Phaeton (Gustafson 1989), (5496) 1973 NA (Williams e Collander-Brown 1998) e 2005 UD (Ohtsuka et al. 2005). No caso de (3200) Phaeton, entretanto, nunca foi detectada atividade cometária (Hsieh e Jewitt 2005). Por outro lado, foi sugerido que 2005 UD teria sido formado num evento de *split* de (3200) Phaeton

(Ohtsuka et al. 2006, Jewitt e Hsieh 2006)

(ii) Como é possível ver na figura 3.2 algumas populações de asteróides do cinturão exterior ( $a > 3.5$  UA) atingem  $T < 3$ . Estas se encontram após da *linha do gelo*, i.e., a linha além da qual é possível a presença de gelo de água, aproximadamente a 3 UA. As populações são os Cybele,  $a \sim 3.4$  UA, os Hilda,  $a \sim 4$  UA, e os Troianos,  $a \sim 5.2$  UA. Dinamicamente, já foi sugerido que os Troianos (Levison et al. 1997) e os Hildas (Kresák 1979, Di Sisto et al. 2005) poderiam fornecer objetos à população de JFCs.

(iii) Por fim, existem objetos com aparência asteroidal que têm  $T < 3$  e que nunca apresentaram atividade cometária. Esses objetos são, portanto, asteróides em órbitas cometária, ou ACOs. Esta população pode ter sido formada por asteróides que inicialmente tinham  $T > 3$  e que devido a efeitos dinâmicos atingiram o espaço de fase  $T < 3$ . A segunda alternativa é de que estes sejam cometas fisicamente evoluídos que durante sucessivas passagens pelo Sistema Solar interior criaram uma crosta de material meteorítico (Rickman et al. 1990), ou perderam totalmente seus voláteis (Luu 1994), e portanto não apresentam mais atividade.

A origem desta última população é por si só muito interessante de forma que foram realizados dois trabalhos visando comparar a população de ACOs com outras relacionadas. No que segue, primeiro será apresentado o levantamento espectroscópico de ACOs e depois o estudo de sua função cumulativa de luminosidade. Por fim, será discutido o estudo sobre a evolução dinâmica de JFCs.

## 3.2 Asteróides em órbitas cometárias

Como definido acima, um ACO é um objeto com  $T < 3$  e que não apresenta atividade cometária. Em particular, no que se segue serão estudados os objetos com  $2 \leq T \simeq 3$ . Isto permitirá uma comparação direta com os JFCs, que têm os mesmos valores de  $T$ . Vale comentar que os ACOs com  $T < 2$  são chamados Damocloides (Jewitt 2005) sendo associados aos HTC e aos cometas de longo período, e não serão considerados no que segue.

Os JFCs podem fazer várias incursões ao Sistema Solar interior, a distâncias tais que é possível a sublimação do gelo de água ( $\sim 3$  UA). Sucessivas passagens levam ao esgotamento dos voláteis em escala de tempo de  $10^4$  anos (Levison e Duncan 1997) ou à formação de uma crosta não-volátil em escala de tempo de alguns anos (Whipple 1950, Jewitt 2006). Contudo,



o tempo de vida dinâmico dos JFCs é da ordem de  $10^5$  anos, de forma que existe um fator 10 entre o tempo máximo de vida ativa e vida dinâmica de um JFC. Quando não existe mais atividade o núcleo deve ter aparência asteroidal, mas não é claro como esses cometas extintos, ou dormentes, poderiam ser identificados ou diferenciados dos asteróides.

Tem-se pouca informação sobre os núcleos cometários devido à dificuldade em observá-los diretamente pela presença de coma quando o cometa está próximo da Terra, e ao pouco brilho quando está longe. Sabe-se, porém, que têm espectros lineares, vermelhos e com poucas estruturas aparentes, similares, portanto, aos asteróides do tipo D (Jewitt 2002, Licandro et al. 2002), aos Troianos (Jewitt e Luu 1990), aos Cybeles (Dahlgren et al. 1997) e aos Hildas (Lagerkvist et al. 2005).

Recentemente, Fernández et al. (2005) mostraram que a distribuição de albedos dos ACOs é similar à dos albedos cometários, especialmente para ACOs com  $T \leq 2.6$ . Objetos com  $T \sim 3$  têm uma ampla distribuição de albedos. Portanto com o intuito de caracterizar os ACOs e compara-los com populações relacionadas foi realizado um levantamento espectroscópico cujos resultados serão apresentados a seguir.

### 3.2.1 Propriedades espectroscópicas

As observações espectroscópicas aqui apresentadas foram realizadas nos telescópios William Herschel (WHT), Nórdico (NOT) e Nazionale Galileo (TNG), todos estes no complexo Roque de los Muchachos na ilha de La Palma (Ilhas Canárias - Espanha). Os objetos observados foram majoritariamente ACOs, além de algum outro para formar uma amostra de comparação.

Foram obtidos espectros no visível (WHT e NOT) e infra-vermelho próximo (TNG) de 24 ACOs. As circunstâncias de observação dos objetos é dada na tabela 3.1, no visível, e na tabela 3.2 no infra-vermelho próximo. Nas tabelas são dados na primeira coluna o objeto observado, em seguida a data, a ascensão reta, a declinação, o ângulo de fase, a magnitude visual aparente e o telescópio utilizado. Notar que em ambas as tabelas os ACOs aparecem na parte de cima. Em total foram obtidos 21 e 17 espectros de ACOs no visível e NIR, respectivamente. Também foram obtidos 8 espectros no visível e 10 no NIR de objetos de comparação. No total foram observados 14 objetos com espectro completo VNIR. Os espectros reduzidos são dados no Apêndice A.

Com o intuito de incrementar a base de dados de espectros de ACOs, utilizou-se também os maiores levantamentos espectroscópicos de asteróides: SMASS<sup>1</sup> (Bus e Binzel 2002a) e

---

<sup>1</sup><http://smass.mit.edu/>

Tabela 3.1: Circunstâncias observacionais – Visível

Asteróide	Dia	R.A.	DEC.	$\alpha$ [°]	$V$	Telescópio
(225) Henrietta	2004fev02	06 39 23	-03 01 40	8.6	15.1	WHT
(1036) Ganymed	2004jan26	08 30 55	-18 50 15	10.4	14.6	NOT
(2938) Hopi	2004jan25	05 11 26	+04 30 13	17.0	15.8	NOT
(3688) Navajo	2004jan14	07 59 25	+26 12 08	3.0	16.2	NOT
(4873) Bickerton	2004jan26	10 39 34	+06 29 29	9.0	17.0	NOT
(6144) 1994 EQ <sub>3</sub>	2004jan26	12 39 23	+02 06 50	15.7	17.1	NOT
(6909) Levison	2003aug24	19 36 38	-13 50 47	20.1	16.2	NOT
(8373) Stephengould	2004jan14	06 03 21	+57 19 07	24.2	15.0	NOT
(10739) Lowman	2004fev02	08 46 30	+07 57 37	3.3	18.5	WHT
(14409) 1991 RM <sub>1</sub>	2003aug26	03 24 26	+17 28 19	18.5	17.3	NOT
(18898) 2000 JX	2004jan14	03 50 59	-02 33 09	22.2	16.5	NOT
(19748) 2000 BD <sub>5</sub>	2003aug25	19 24 03	-30 24 03	15.2	15.9	NOT
(20898) Fountainhills	2003aug25	19 30 07	-13 59 11	7.7	18.1	NOT
(22714) 1998 SR <sub>2</sub>	2003aug25	00 03 14	+13 23 34	10.4	17.8	NOT
(24689) 1990 OH <sub>1</sub>	2004fev01	04 43 21	+08 21 17	12.6	19.3	WHT
(44566) 1999 CK <sub>103</sub>	2003aug26	01 47 52	+45 15 53	21.7	16.4	NOT
(65996) 1998 MX <sub>5</sub>	2003aug25	00 24 11	+48 27 00	53.1	18.0	NOT
1999 TF <sub>211</sub>	2004jan15	22 29 24	+49 30 28	50.0	17.4	NOT
1999 US <sub>3</sub>	2003aug25	20 12 37	+13 32 28	12.2	18.6	NOT
2003 YM <sub>137</sub>	2004jan25	07 34 29	+30 04 11	13.1	17.4	NOT
2004 JR <sub>1</sub>	2004jul17	20 38 34	+24 56 53	40.0	16.2	NOT
(1345) Potomac	2004jan14	13 46 34	-01 01 07	15.3	16.2	NOT
(1529) Oterma	2004fev02	14 11 57	-03 12 10	11.8	17.4	WHT
(1542) Schalen	2004jan14	11 50 07	-01 37 41	15.2	16.0	NOT
(1754) Cunningham	2004jan14	05 35 13	+08 59 16	6.7	16.5	NOT
(2363) Cebriones	2004jan14	06 55 09	-15 21 16	6.6	16.5	NOT
(3248) Farinella	2004jan14	10 18 11	+22 41 26	8.9	16.4	NOT
(4744) 1988 RF <sub>5</sub>	2004jan14	01 32 22	+19 54 32	18.8	16.7	NOT
(23186) 2000 PO <sub>8</sub>	2004jan14	09 13 16	+25 10 45	5.3	16.7	NOT

S3OS2<sup>2</sup> (Lazzaro et al. 2004). Em total foram encontrados 18 espectros de ACOs no visível. A amostra final então ficou sendo de 41 ACOs, dos quais 15 têm espectro VNIR completo. Notar que um dos objetos, (1362) Griqua, foi observado somente no NIR e seu espectro no visível foi obtido da literatura. Na amostra existem dois objetos que somente têm espectro NIR.

Todos os espectros foram classificados utilizando templates da taxonomia de Tholen e são dados na tabela 3.3. Como já foi mencionado, os núcleos cometários têm espectros lineares e sem fortes estruturas de absorção. Baseando-se neste fato, foi feita uma separação mais geral dos espectros nas duas grandes classes, ou seja, os objetos com e sem estruturas. Dos 39 espectros de ACOs no visível, 32 têm espectros sem estruturas e 7 com estruturas. Estes são mostrados na figura 3.3, no espaço  $q - T$ . Notar que no gráfico há 41 pontos porque

<sup>2</sup><http://www.daf.on.br/~lazzaro/S3OS2-Pub/s3os2.htm>

Tabela 3.2: Circunstâncias observacionais – NIR

Asteróide	Dia	R.A.	DEC.	$\alpha$ [°]	$V$	Telescópio
(1362) Griqua	2003jun22	13 04 27	+20 25 55	13.3	18.3	TNG
(1922) Zulu	2002aug29	17 17 31	+22 53 35	33.0	15.7	TNG
(2938) Hopi	2003aug25	05 37 39	-12 10 19	26.2	16.2	TNG
(3688) Navajo	2004jan15	08 00 05	+26 09 45	3.2	16.2	TNG
(6144) 1994 EQ <sub>3</sub>	2004jan15	12 35 05	+02 05 54	16.7	17.2	TNG
(6909) Levison	2003aug24	19 36 46	-13 52 55	20.0	16.2	TNG
(8373) Stephengould	2004jan15	06 02 57	+57 24 49	24.3	15.0	TNG
(14409) 1991 RM <sub>1</sub>	2003aug26	03 24 29	+17 29 38	18.5	17.3	TNG
(18898) 2000 JX	2004jan14	03 50 59	-02 33 56	22.2	16.5	TNG
(19748) 2000 BD <sub>5</sub>	2003aug25	19 24 23	-30 32 42	15.0	15.9	TNG
(20898) Fountainhills	2003jun23	20 16 37	-16 01 15	6.5	17.8	TNG
(22653) 1998 QW <sub>2</sub>	2003aug25	22 44 08	+30 24 36	12.8	18.5	TNG
(22714) 1998 SR <sub>2</sub>	2003aug25	00 03 09	+13 24 00	10.4	17.8	TNG
(44566) 1999 CK <sub>103</sub>	2003aug24	01 47 14	+44 52 28	21.8	16.4	TNG
(65996) 1998 MX <sub>5</sub>	2003jun24	20 30 42	-08 51 25	28.9	17.8	TNG
1992 UB	2004jan14	07 18 55	+37 50 52	6.9	19.5	TNG
1999 TF <sub>211</sub>	2004jan15	22 27 39	+49 26 50	49.7	17.4	TNG
1999 US <sub>3</sub>	2003jun24	20 12 40	+13 32 36	12.2	18.6	TNG
(1345) Potomac	2004jan15	13 46 43	-01 01 04	15.3	16.2	TNG
(1529) Oterma	2004jan15	14 06 02	-03 13 38	11.9	17.5	TNG
(1542) Schalen	2004jan15	11 50 07	-01 37 49	15.2	16.0	TNG
(1754) Cunningham	2004jan14	05 35 13	+08 59 16	6.7	16.5	TNG
(2246) Bowell	2004jan15	11 02 25	+05 38 55	12.0	16.4	TNG
(2363) Cebriones	2004jan15	06 55 09	-15 21 16	6.6	16.5	TNG
(2569) Madeline	2004jan15	12 17 55	+13 33 48	18.2	16.2	TNG
(3248) Farinella	2004jan15	10 18 06	+22 42 03	8.9	16.4	TNG
(4744) 1988 RF <sub>5</sub>	2004jan14	11 42 49	+08 11 37	19.0	20.4	TNG
(23186) 2000 PO <sub>8</sub>	2004jan15	09 13 12	+25 11 27	5.2	16.7	TNG

tem se assumido que os dois ACOs que só têm espectro no NIR (linear) têm o mesmo comportamento no visível.

Na figura percebem-se duas tendências. Primeiro: *todos* os espectro com estruturas têm  $T > 2.9$ . Segundo: é claramente diferente a distribuição de objetos à direita e esquerda da linha de  $q = 1.3$  UA a qual separa a população de NEOs dos não-NEOs. Dos 7 espectros com estruturas na amostra de ACOs, 6 são NEOs (38% da população de NEOs). Um só espectro com estrutura tem  $q > 1.3$  UA, (692) Hippodamia, o que representa 4% da população de não-NEOs. Isto poderia estar indicando diferentes fontes e/ou mecanismos de transferência para as órbitas cometárias sejam estas NEO ou não-NEO.

A análise qualitativa é limitada pelo pequeno tamanho da amostra, e passou-se então a uma análise quantitativa. A estratégia seguida foi procurar por relações entre os diversos parâmetros espectrais e os elementos orbitais dos ACOs, e de suas sub-populações. Contudo, achar relações somente para a amostra de ACOs não é suficiente já que essas relações podem

Tabela 3.3: Classificação taxonômica

Objeto	Tax.	Objeto	Tax.	Objeto	Tax.	Objeto	Tax.
(225) Henrietta	B	(4997) Ksana	B	(22714) 1998 SR <sub>2</sub>	D	2000 NM	V
(692) Hippodamia	S	(6144) 1994 EQ <sub>3</sub>	D	(24689) 1990 OH <sub>1</sub>	C	2000 PG <sub>3</sub>	D
(1036) Ganymed	S	(6909) Levison	P	(44566) 1999 CK <sub>103</sub>	D	2000 WL <sub>10</sub>	C
(1362) Griqua	B	(7604) Kridsadaporn	C	(65996) 1998 MX <sub>5</sub>	P	2001 EC	V
(1373) Cincinnati	D	(8373) Stephengould	D	(85490) 1997 SE <sub>5</sub>	D	2001 TX <sub>16</sub>	D
(2906) Caltech	P	(10739) Lowman	P	1992 UB	D	2001 UC <sub>5</sub>	D
(2938) Hopi	D	(14409) 1991 RM <sub>1</sub>	P	1999 SE <sub>10</sub>	D	2001 UU <sub>92</sub>	D
(3552) Don Quixote	D	(18898) 2000 JX	D	1999 DB <sub>2</sub>	S	2003 YM <sub>137</sub>	V
(3688) Navajo	P	(19748) 2000 BD <sub>5</sub>	D	1999 TF <sub>211</sub>	S	2004 JR <sub>1</sub>	C
(4837) Bickerton	C	(20898) Fountainhills	D	1999 US <sub>3</sub>	D		

ser um reflexo de alguma propriedade geral, por isso foram usados como amostras de comparação 19 Troianos, 33 Cybeles, 5 Hildas e 4 objetos tipo D do cinturão principal. Notar que um dos Troianos, todos os Hildas e todos os objetos tipo D foram observados como parte do mesmo programa de observação dos ACOs, 8 destes têm espectro completo VNIR. O resto dos espectros foram obtidos do S3OS2.

Foram procuradas relações usando o Teste de correlação de Spearman (Press et al. 1992). As possíveis correlações encontrados na amostra de ACOs foram comparadas com os Troianos, os Cybeles e com uma amostra estendida que inclui todos os objetos, 95 em total. Vale a pena lembrar que a amostra de ACOs é reduzida a 34 objetos já que não foram tidos em conta os ACOs que têm espectros com estruturas.

Os parâmetros espectrais utilizados foram:  $S'_V$ ,  $S'_N$ ,  $RRE$  e  $PRRE$ . Estes foram então correlacionados aos elementos orbitais,  $a$ ,  $e$ ,  $I$ ,  $T$ , e a magnitude absoluta  $H$ , todos obtidos da base de dados do Observatório Lowell. Para definir os parâmetros espectrais tem que ser notado que um espectro sem estruturas, pode ser descrito por uma função da forma  $S(\lambda) = b \times \lambda + a$ , onde  $S(\lambda)$  é a refletância medida no comprimento de onda  $\lambda$ . Os valores de  $a$ ,  $b$  são computados do espectro.

Para aumentar a relação sinal-ruído, os espectros foram *rebineados* em 50 *bins* em ambos intervalos espectrais<sup>3</sup>. A cada *bin* foi associado o valor médio do fluxo medido e sua dispersão padrão. Isto foi feito antes do cálculo dos parâmetros espectrais.

O parâmetro  $S'$  é o gradiente espectral (Luu e Jewitt 1996a), definido como:

$$S' = \frac{\Delta S}{\Delta \lambda} \times S^{-1}(\lambda_{\text{nor}}). \quad (3.11)$$

Este parâmetro mede a variação de  $S(\lambda)$  no intervalo  $\Delta \lambda$ , sendo normalizado em  $S(\lambda_{\text{nor}})$ .

<sup>3</sup>Para manter a uniformidade entre os espectros foram usados os intervalos 0.55–0.90  $\mu\text{m}$  e 0.80–2.35  $\mu\text{m}$  no visível e NIR, respectivamente.

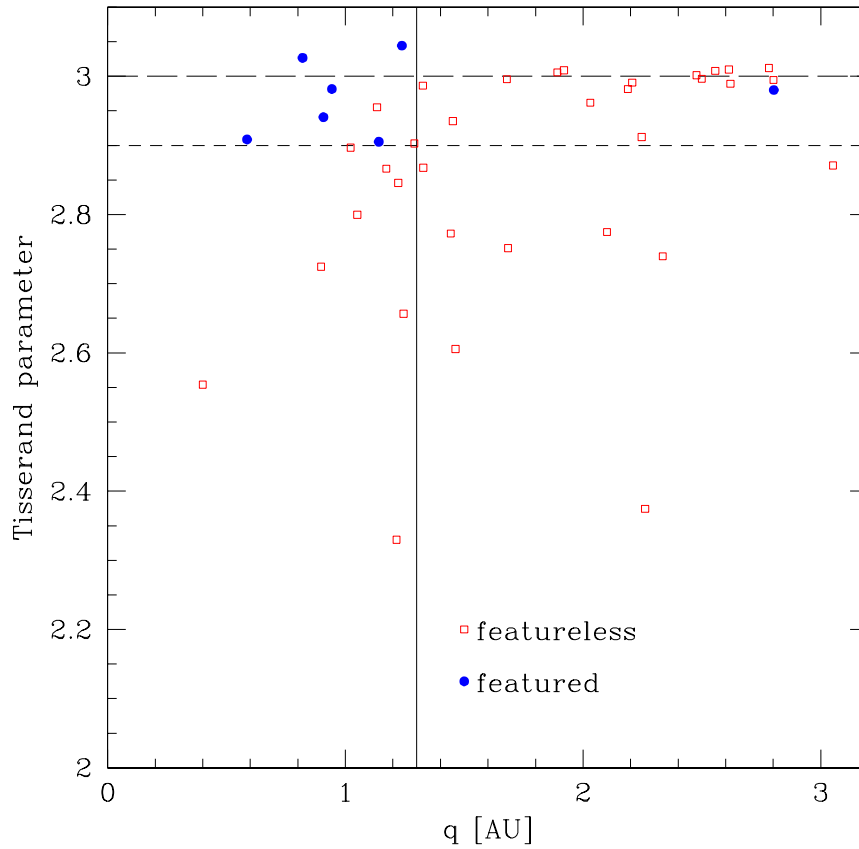


Figura 3.3: Asteróides em órbitas cometárias no espaço  $q - T$ . As linhas horizontais representam  $T = 3$  e  $T = 2.9$ . A linha vertical indica  $q = 1.3$  UA.

Por convenção, no visível e NIR utilizou-se os valores de  $0.1$  e  $1.0 \mu\text{m}$  para  $\Delta\lambda$  e de  $0.6$  e  $1.0 \mu\text{m}$  para  $\lambda_{\text{nor}}$ , respectivamente.

Embora os espectros possam ser caracterizados por uma função linear, em alguns casos, particularmente no NIR, aparece um desvio da linearidade. Para quantizar esse desvio foram utilizados os parâmetros  $RRE$  e  $PRRE$  definidos por Carvano et al. (2003). Para medições no espectro foi feito um ajuste por um polinômio de Legendre de quarta ordem o qual foi então dividido pelo ajuste de  $S(\lambda)$ . Ao fazer isto, o polinômio varia pouco ao redor do valor 1. A máxima separação entre o polinômio normalizado e 1 é  $RRE$ , e o comprimento de onda no qual isso acontece é  $PRRE$ . Os dois parâmetros dependem de uma verificação visual para evitar problemas quando os espectros têm baixa relação sinal-ruído. Um exemplo do procedimento aplicado pode ser visto na figura 3.4 para o espectro, no NIR, de (20898) Fountainhills. Nesta figura o espectro original é representado por pontos, o *rebineado* pelo traço contínuo e o polinômio de Legendre normalizado pela linha tracejada.

Os valores numéricos de todos os parâmetros da amostra completa são dados na tabela

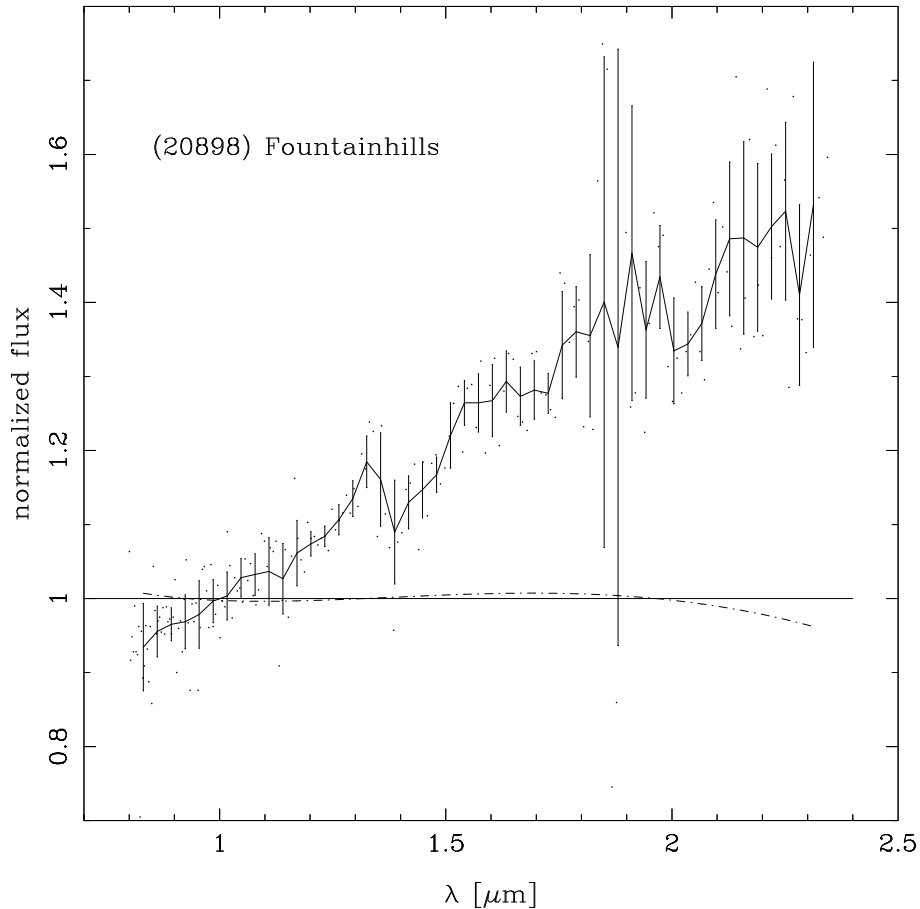


Figura 3.4: Exemplo dos passos seguidos na análise quantitativa para o espectro NIR de (20898) Fountainhills. Os pontos representam o espectro original e a linha contínua o *rebineado*. A linha ponto-tracejada representa o polinômio de Legendre dividido pelo ajuste de  $S(\lambda)$ .

3.4 onde os objetos marcados com ‡ foram obtidos da literatura e a dupla linha separa os ACOs dos objetos de comparação observados, cada coluna foi então tomada como uma variável para a procura de correlações.

Na tabela 3.5 são dados os resultados da procura de correlações onde pode ser visto que a maioria das variáveis não apresentam correlações. Entretanto pode se ver uma correlação entre os gradientes espectrais no visível e NIR (figura 3.5). Neste caso particular a amostra tem 21 objetos incluindo apenas os objetos com espectro VNIR completo. A correlação é bastante clara indicando uma propriedade geral dos espectros sem estruturas: mais vermelho no visível implica mais vermelho no NIR. Apenas um objeto, (8373) Stephengould, parece não seguir esta tendência geral. Os espectros no visível e no NIR deste objeto foram tomados com intervalo de um dia o que descarta um efeito de avermelhamento devido a variações no ângulo de fase. Uma possibilidade é de que (8373) Stephengould tenha uma superfície não homogênea.

Tabela 3.4: Parâmetros usados na procura de correlações.

Objeto	$S'_V$	$S'_R$	$RRE$	$PRRE$ [ $\mu\text{m}$ ]	$I$ [ $^\circ$ ]	$e$	$a$ [UA]	H	$T$
(225) Henrietta	-2.43	–	–	–	20.903	0.2677	3.3829	8.72	3.001
(1362) Griqua	-0.74‡	0.66	-0.01078	1.4487	24.206	0.3696	3.2207	11.18	2.962
(1373) Cincinnati	3.52‡	–	–	–	38.968	0.3164	3.4157	11.20	2.740
(1922) Zulu	–	4.56	0.016331	1.7580	35.429	0.4801	3.2397	12.20	2.752
(2906) Caltech	1.82‡	–	–	–	30.690	0.1141	3.1616	10.00	2.995
(2938) Hopi	1.51	2.51	–	–	41.409	0.3325	3.1473	11.50	2.775
(3552) Don Quixote	16.22‡	–	–	–	30.853	0.7128	4.2311	13.00	2.330
(3688) Navajo	2.66	1.76	–	–	2.560	0.4786	3.2219	14.90	2.996
(4837) Bickerton	-1.01	–	–	–	28.223	0.1307	3.2004	11.60	3.012
(4997) Ksana	-1.37‡	–	–	–	32.852	0.3303	2.8662	11.90	3.001
(6144) 1994 EQ <sub>3</sub>	7.54	4.91	0.01648	1.6647	5.864	0.3607	4.7736	11.50	2.871
(6909) Levison	1.98	0.92	0.04318	1.6660	37.995	0.4669	2.7246	14.10	2.935
(7604) Kridsadaporn	-0.87‡	–	–	–	20.448	0.5736	3.1136	13.70	2.868
(8373) Stephengould	14.84	2.61	0.02312	1.6641	40.782	0.5540	3.2816	13.80	2.606
(10739) Lowman	2.17	–	–	–	20.056	0.3977	3.1416	14.50	3.006
(14409) 1991 RM <sub>1</sub>	1.17	2.69	–	–	27.915	0.2173	3.1932	11.60	2.996
(18898) 2000 JX	5.26	2.46	–	–	26.283	0.3123	3.1819	12.50	2.982
(19748) 2000 BD <sub>5</sub>	5.20	2.97	–	–	27.131	0.1857	3.2098	11.50	3.010
(20898) Fountainhills	12.69	3.90	–	–	45.512	0.4651	4.2275	11.00	2.374
(22653) 1998 QW <sub>2</sub>	–	-0.00	0.01667	1.6024	45.776	0.1826	2.7488	13.60	2.912
(22714) 1998 SR <sub>2</sub>	4.54	2.16	-0.02234	1.4189	26.965	0.2028	3.2069	12.60	3.008
(24689) 1990 OH <sub>1</sub>	-0.01	–	–	–	27.456	0.2958	3.1332	12.80	2.999
(44566) 1999 CK <sub>103</sub>	5.19	2.96	0.01776	1.7580	25.430	0.2128	3.3288	11.60	2.989
(65996) 1998 MX <sub>5</sub>	2.61	2.14	-0.01087	1.6042	9.706	0.6115	2.9171	18.50	2.955
(85490) 1997 SE <sub>5</sub>	6.83‡	–	–	–	2.609	0.6664	3.7307	14.80	2.657
1992 UB	6.19‡	–	–	–	15.931	0.5804	3.0749	15.98	2.903
1999 SE <sub>10</sub>	2.37‡	–	–	–	6.888	0.6198	3.2146	20.04	2.846
1999 US <sub>3</sub>	3.52	2.86	–	–	28.987	0.5194	2.7604	13.70	2.986
2000 PG <sub>3</sub>	11.37‡	–	–	–	20.455	0.8584	2.8272	15.81	2.554
2000 WL <sub>10</sub>	2.29‡	–	–	–	10.204	0.7152	3.1529	17.99	2.725
2001 TX <sub>16</sub>	3.91‡	–	–	–	8.135	0.5975	3.5856	13.90	2.773
2001 UC <sub>5</sub>	3.63‡	–	–	–	30.391	0.6246	2.7243	21.32	2.897
2001 UU <sub>92</sub>	5.57‡	–	–	–	5.382	0.6684	3.1675	19.91	2.800
2004 JR <sub>1</sub>	1.05	–	–	–	28.609	0.5940	2.8874	17.56	2.866
(1345) Potomac	3.62	3.06	0.021357	1.7896	11.399	0.1806	3.9817	9.73	2.993
(1529) Oterma	8.61	5.87	0.024503	1.4800	9.054	0.1999	3.9889	10.05	2.999
(1542) Schalen	10.51	6.70	0.017607	1.4807	2.763	0.1090	3.0973	10.30	3.211
(1754) Cunningham	4.31	2.61	0.006271	1.6686	12.121	0.1669	3.9473	9.77	2.997
(2246) Bowell	–	5.09	0.033149	1.5449	6.496	0.0932	3.9542	10.56	3.040
(2363) Cebriones	12.43	4.51	0.033943	1.3885	32.197	0.0348	5.1599	9.11	2.693
(2569) Madeline	–	7.70	0.021677	1.5116	11.477	0.1624	2.6261	11.20	3.147
(3248) Farinella	11.10	4.81	0.027670	1.4818	10.868	0.1553	3.2066	10.70	3.145
(4744) 1988 RF <sub>5</sub>	13.19	6.13	0.015932	1.4509	10.177	0.1864	2.7976	11.10	3.034
(23186) 2000 PO <sub>8</sub>	10.80	5.32	0.032243	1.3896	13.049	0.1263	4.0130	11.10	2.994

Tabela 3.5: Resultados da procura por correlações

variáveis	$r_s$ (ACO)	$P_{r_s}$ (ACO)	$r_s$ (Tro)	$P_{r_s}$ (Tro)	$r_s$ (Cyb)	$P_{r_s}$ (Cyb)	$r_s$ (todos)	$P_{r_s}$ (todos)
$S'_V$ vs. $\alpha$	–	–	–	–	–	–	-0.01	0.9656
$S'_V$ vs. $S'_N$	0.63	0.0165	–	–	–	–	0.70	0.0003
$S'_V$ vs. $T$	-0.52	0.0019	-0.06	0.7918	-0.25	0.1658	-0.21	0.0405
$S'_V$ vs. $a$	0.36	0.0392	0.03	0.9148	0.15	0.4109	0.42	$3 \times 10^{-5}$
$S'_V$ vs. $e$	0.37	0.0344	-0.01	0.9716	0.04	0.8419	-0.14	0.1855
$S'_V$ vs. $\sin I$	-0.12	0.5144	0.13	0.6064	0.17	0.3325	0.01	0.9173
$S'_V$ vs. H	0.19	0.2875	0.29	0.2241	0.39	0.0235	-0.08	0.4371
$S'_N$ vs. $PRRE$	0.59	0.0916	–	–	–	–	-0.25	0.2982
$S'_N$ vs. $RRE$	0.17	0.5243	–	–	–	–	0.48	0.0133
$RRE$ vs. $PRRE$	0.58	0.1035	–	–	–	–	-0.08	0.7317

A correlação entre os gradientes também indica que é possível usar apenas o gradiente no visível, já que qualquer resultado encontrado será válido também no NIR. Não apareceram outras correlações de relevância que envolvessem  $S'_V$  e os outros parâmetros espectrais,  $RRE$  e  $PRRE$ , mas deve ser lembrado que são poucos os objetos para os quais foi possível calcular todos estes parâmetros.

Comparando os parâmetros espectrais com os elementos orbitais e  $T$ , aparecem duas relações interessantes. A primeira é uma tendência a ter espectros mais vermelhos com maiores  $a$  na amostra estendida, como pode ser visto na figura 3.6-esquerda. Isto pode indicar a existência de algum processo de avermelhamento mais eficiente a grandes distâncias heliocêntricas. Esta tendência já tinha sido notada por Lagerkvist et al. (1993) numa amostra fotométrica de objetos tipo D. A tendência também aparece na amostra de ACOs, mas ela parece ser um reflexo do que acontece com a amostra estendida. Em particular, os Troianos são os que mais influenciam na correlação já que são os objetos mais vermelhos entre os analisados. Por outro lado é conveniente lembrar que o semi-eixo dos ACOs pode variar muito devido à sua dinâmica, então a interpretação dos resultados deve ser feita com muito cuidado.

A segunda correlação encontrada é entre  $S'_V$  e  $T$  como pode ser visto na figura 3.6-direita. A tendência é de que menores valores de  $T$  tenham maiores valores de  $S'_V$ . Esta correlação, envolvendo propriedades superficiais e dinâmicas, sugere algum tipo de dependência entre o tempo de avermelhamento da crosta e a evolução dinâmica global dos ACOs.

As correlações acima fornecem importantes idéias sobre a população dos ACOs, mas não em comparação às outras populações. Isto pode ser feito usando distribuições cumulativas de gradientes espectrais. Foram comparadas as distribuições de  $S'_V$  entre os ACOs e as amostras definidas anteriormente. Da figura 3.7, esquerda, é fácil ver de que os ACOs são geralmente



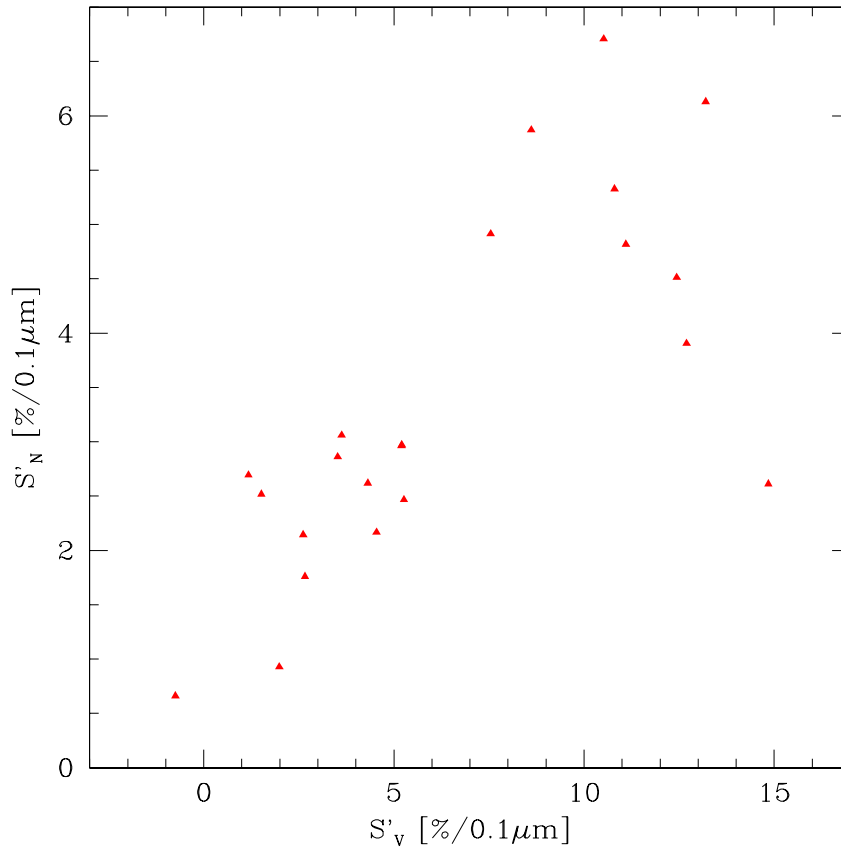


Figura 3.5: Gráfico dos gradientes espectrais no visível (V) e infra-vermelho próximo (N). Em total estão desenhados 21 objetos: 14 ACOs e 7 da amostra de comparação.

mais azuis do que as amostras de comparação. Embora os Cybeles sejam similares aos ACOs, estes últimos têm um excesso de objetos azuis ( $S'_V < 5$ ). Os Troianos, por outro lado, são muito mais avermelhados do que qualquer outra população, o que condiz com a correlação encontrada entre  $S'_V$  e  $a$ . É portanto possível concluir que os ACOs têm uma distribuição de  $S'_V$  mais azul do que as outras populações.

Na figura 3.7 (direita) é dada a distribuição de gradientes das duas sub-populações de ACOs identificadas acima. É evidente que os NEOs são sistematicamente mais vermelhos do que os não-NEOs.

A análise dos espectros mostrou que os ACOs têm propriedades intrínsecas que poderiam diferencia-los de outras populações de asteróides. Também foi encontrado que as sub-populações de ACOs têm diferenças significativas entre elas. Outra ferramenta que pode agora ser usada para explorar mais estes resultados é a função cumulativa de luminosidade, ou CLF, descrita a seguir.

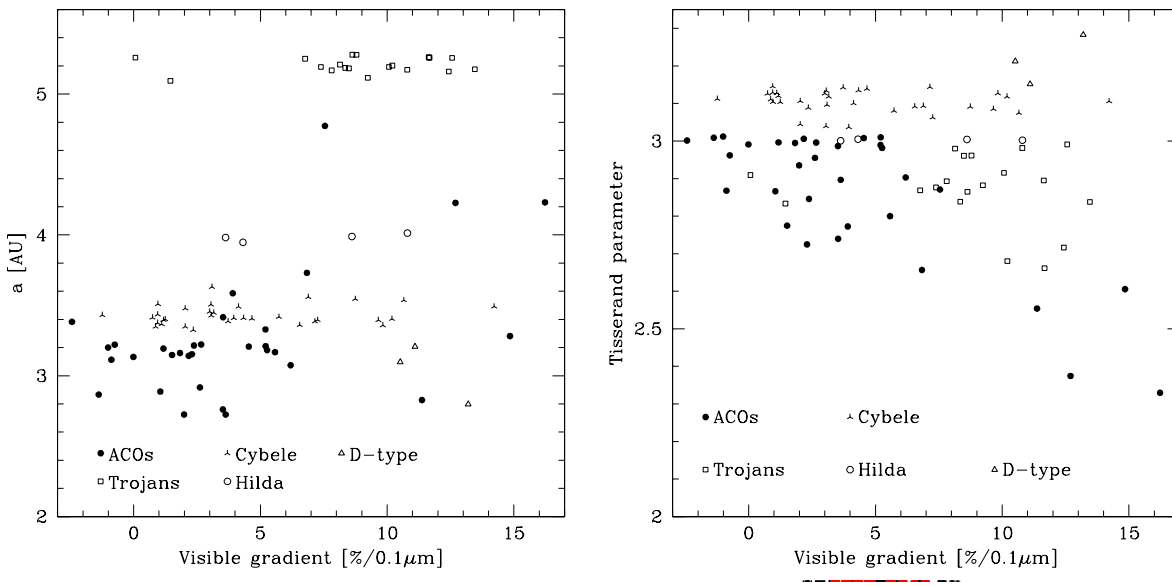


Figura 3.6: Esquerda: gradiente no visível *vs.* semi-eixo maior das diversas amostras estudadas. Direita: gradiente no visível *vs.*  $T$  das diversas amostras estudadas.

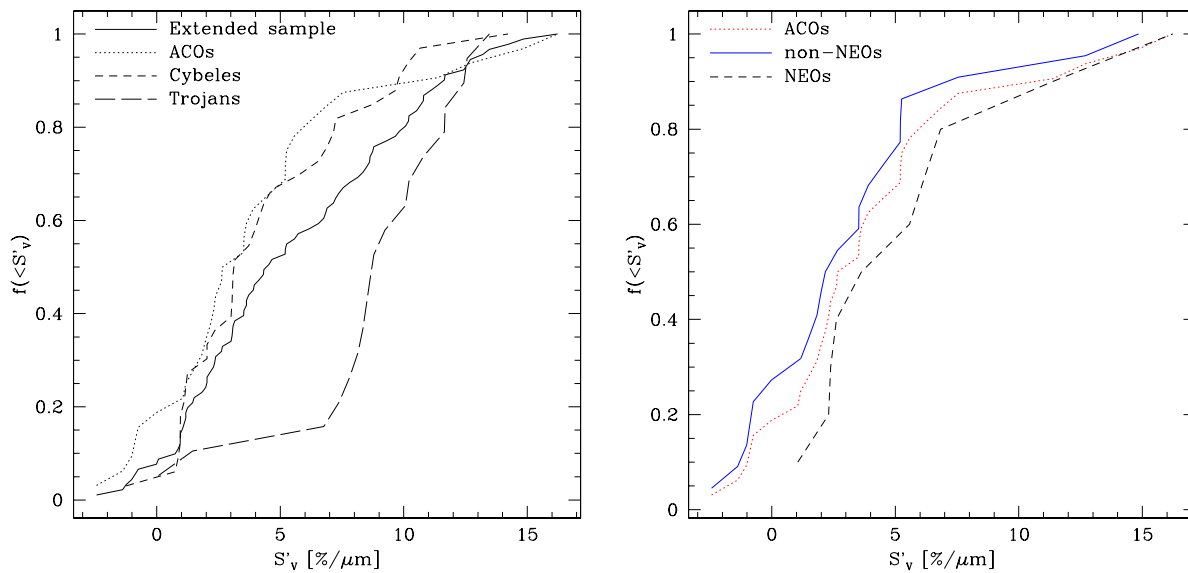


Figura 3.7: Distribuições cumulativas de  $S'_v$ . Esquerda: comparação entre todas as amostras. Direita: comparação entre as sub-populações de ACOs.

### 3.2.2 Função cumulativa de luminosidade

A CLF é intimamente relacionada com a evolução dinâmica e colisional de uma população de objetos (Dohnanyi 1971), já que a distribuição de tamanhos é dominada pela evolução. Numa população em estado colisional relaxado, ou seja, com um alto grau de evolução, a CLF é descrita por uma lei da forma

$$\log [N_H(< H)] = \mathbb{C} + \gamma H, \quad (3.12)$$

onde  $N_H$  é o número de objetos com magnitude absoluta menor do que  $H$ , que é a magnitude absoluta enquanto  $\mathbb{C}$  e  $\gamma$  são constantes.

Lembrando que o raio,  $R$ , e a magnitude,  $H$ , de um corpo estão relacionados através da relação

$$\log [p_V \pi R^2] = \mathbb{D} + 0.4(m_\odot - H) \quad (3.13)$$

onde  $p_V$  é o albedo visual do asteroide,  $m_\odot$  é a magnitude visual do Sol e  $\mathbb{D}$  é uma constante. A partir da equação 3.12 pode se ver que:

$$N_R(> R) \propto R^{-5\gamma} \quad (3.14)$$

quando assumido um valor constante para o albedo. Portanto, a partir da CLF é possível encontrar a distribuição cumulativa de tamanhos, ou CSD.

A amostra aqui utilizada para construir a CLF inclui os ACOs que satisfazem  $2 \leq T \leq 2.9$  e  $q < 2.0$  UA. O intervalo de  $T$  foi escolhido de forma de minimizar a quantidade de intrusos do cinturão principal. O critério é baseado no que é mostrado na figura 3.3, ou seja, de que todos os espectros com estruturas têm  $T > 2.9$ . O segundo critério,  $q < 2.0$  UA, foi escolhido para minimizar o efeito de incompletude da amostra. Segundo Tancredi et al. (2006) a amostra de JFC é completa até esse valor de  $q$ . O uso deste critério tornará portanto mais fácil a comparação. Desta maneira, a população de ACOs considerada tem 262 objetos e as sub-amostras, NEOs e não-NEOs, contam com 151 e 111 objetos, respectivamente.

O procedimento para o cálculo da CLF e a determinação dos valores de  $\gamma$  estão descritos no artigo a seguir. Os principais resultados são de que a inclinação obtida para a CLF da população completa de ACOs é  $0.51 \pm 0.02$ . Enquanto que para as sub-populações não-NEO e NEO obtém-se  $\gamma = 0.49 \pm 0.02$  e  $\gamma = 0.44 \pm 0.02$ , respectivamente.

Estes valores foram comparados com os obtidos da literatura para populações usualmente considerados como possíveis fontes de ACOs: Troianos, Hildas e JFC. A comparação mostra que os ACOs tipo NEO têm uma inclinação da distribuição similar à dos asteroides da região

externa do cinturão principal, ou seja os Hilda e Troianos, enquanto os não-NEOs têm uma distribuição que se assemelha mais com a dos JFC. Estes resultados mostram que, de fato, existe uma diferença entre os ACOs tipo NEO e não-NEO.

# Artigo

THE SIZE DISTRIBUTION OF ASTEROIDS IN COMETARY ORBITS AND  
RELATED POPULATIONS

*Alvaro Alvarez-Candal e Javier Licandro*

**Astronomy & Astrophysics 458, 1007-1011 (2006)**

## The size distribution of asteroids in cometary orbits and related populations

A. Alvarez-Candal<sup>1</sup> and J. Licandro<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Observatório Nacional/MCT. Rua Gal. José Cristino 77, Rio de Janeiro, 20921-400, RJ, Brazil  
 e-mail: alvarez@on.br

<sup>2</sup> Isaac Newton Group, PO Box 321, 38700, Santa Cruz de la Palma, Tenerife, Spain  
 e-mail: licandro@ing.iac.es

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, c/vía Láctea s/a, 38205, La Laguna, Tenerife, Spain

Received 6 February 2006 / Accepted 4 August 2006

### ABSTRACT

**Aims.** In this work we study the cumulative size distribution of the population of asteroids in cometary orbits (ACOs), aiming to discriminate its cometary or asteroidal origin.

**Methods.** The cumulative luminosity function was determined based on the absolute magnitudes of the ACOs. The cumulative size distribution was then derived and compared to that of possible sources of ACOs, such as the Trojans and Hilda asteroids and Jupiter family comets. The size distribution of the two sub-populations, NEOs and non-NEOs, identified by Licandro et al. (2005) were also analyzed.

**Results.** The derived cumulative size distribution index of the ACO population is  $2.55 \pm 0.04$ . The two subpopulations have distinct indexes:  $-2.20 \pm 0.04$  and  $-2.45 \pm 0.04$  for the NEOs and non-NEOs, respectively. The first value is similar to that of the Trojans and Hilda asteroids and the second to the Jupiter family comets.

The obtained values suggest that the non-NEO sub-population of ACOs can be composed of a significant fraction of dormant Jupiter family comets. On the other hand, the NEO sub-population is mostly formed by scattered objects from diverse sources, including main belt asteroids.

**Key words.** minor planets, asteroids – comets: general

### 1. Introduction

It has been assumed that comets and asteroids form two distinct classes of small objects of the Solar System. Comets are planetesimals formed during the early ages of the Solar System in a region that extends from the giant planets to slightly beyond the limits of the pre-solar nebula. Even if they have been processed in some ways, comets and other related icy minor planets like trans-neptunian objects (TNOs) and Centaurs are the most pristine observable objects from that period. On the other hand, asteroids were formed in the region between Mars and Jupiter.

As a consequence of the different formation regions, the volatile content of the two populations is different. This fact has provided the most apparent distinction between members of the two populations: comet nuclei, when close to the Sun, are usually surrounded by a coma produced by the out-gassing of volatiles, caused by solar heating, while asteroids are not. This simple distinction is questioned by the following arguments: (i) the discovery of icy objects (TNOs and Centaurs) that rarely develop a coma due to their distance from the Sun; (ii) the discovery of asteroids with dynamical properties similar to those of comets; (iii) the realization that comets might develop an asteroidal appearance when sublimation stops, either due to the depletion of volatile materials or by the growth of a surface crust of refractory material up to a thickness that prevents subsurface volatiles from warming up to sublimation temperature (Rickman et al. 1990); (iv) the

discovery of objects in typical asteroidal orbits that present temporary comet-like activity, e.g., (4015) Wilson-Harrington and (7968) Elst-Pizarro, or that have associated meteor showers that suggest some past cometary activity such as (3200) Phaeton.

The criterion used to define the sample of asteroids in cometary orbits is related to the Tisserand parameter (Kresák 1979), which is defined by the relation,  $T = a_J/a + 2 \cos I \sqrt{(a/a_J)(1 - e^2)}$ , where  $a$  and  $a_J$  are the semi-major axes of the orbits of the asteroid and Jupiter, respectively, while  $e$  and  $I$  are the eccentricity and the inclination of the asteroid's orbit. Note that  $I$  is measured relative to the orbital plane of Jupiter. By this criterion, cometary orbits are defined as those having  $T < 3$ , while asteroidal orbits are those with  $T > 3$ . Therefore, all the objects with  $T < 3$  that do not present any signature of cometary activity are defined as asteroids in cometary orbits (ACOs). The orbits of those objects are dynamically unstable, implying that the population needs to be continually replenished. This in turn implies that there should be some dynamical mechanism that perturbs the orbit of typical asteroids changing their Tisserand invariant and/or some physical mechanism that deactivates comet nuclei, transforming a typical active comet into an object with a typical asteroidal appearance. Therefore, ACOs are good candidates to be extinct or dormant comets. Determining the fraction of dormant comets in the ACO population will thus provide important information for understanding the dynamics of the main belt and the end states of comet nuclei. In particular,

the contribution of dormant comets to the population of near Earth objects (NEOs) has been studied by different authors using dynamical considerations and with very different results (e.g. Bottke et al. 2002; Fernández et al. 2002).

We restrict the following analysis to objects with  $2 \leq T \leq 3$ , which is the common range of Tisserand parameter of Jupiter family comets (JFCs). Dormant comets in this population should proceed from the JFC, whose physical properties are better known than for other comets. Objects with  $T < 2$  are usually called *Damocloids* (Jewitt 2005) and are asteroids in Halley-type cometary orbits. The properties of Damocloids will not be discussed here due to the small number of known objects. It is also worth noting that objects such as Trojans, Hildas, or Cybeles are excluded from our ACO population definition, even though some of them have  $T < 3$ .

In past years, diverse studies have searched for physical correlations among the population of comets and ACOs, but they lack in detailed information about the comet nuclei. Until recently the only certain information was that comets present slightly red, featureless spectra, similar to D-type asteroids (e.g., Jewitt 2002; Licandro et al. 2002). Nevertheless, recent results for albedos and spectra indicate that they have some intrinsic properties that are not shared by other asteroid populations. Analyzing a sample of ACOs, Fernández et al. (2005) found that objects with  $T < 2.6$  tend to have small albedo, much like comet nuclei, while the transition regions ( $T \sim 3$ ) have a wider spread in albedo values. Licandro et al. (2005) found differences in the spectroscopic properties of two sub-samples of ACOs, the NEOs with  $q \leq 1.3$  AU and the non-NEOs. In this paper we study the cumulative luminosity function (CLF) and cumulative size distribution (CSD) of those sub-populations trying to explore their possible origin.

In the next section we describe the relationship between both distributions, and in Sect. 3 we discuss the NEO and non-NEO sub-populations and the criteria used to define the analyzed sample. A brief discussion and a comparison with related populations are presented in Sect. 4. Finally in Sect. 5 the main results of the work are discussed.

## 2. Cumulative luminosity function and size distribution

A very important physical property of a population of minor planets is its CSD, which is related to its composition, as well as its collisional and dynamical evolution. The comparison of the CSD of asteroids in cometary orbits with that of possible sources can give important clues to the origin of the population or help to put some constraints on the possible contributions. It is particularly interesting to compare our results to the distribution of Jupiter family comets (Fernández et al. 1999; Tancredi et al. 2006), along with small and/or unstable Trojan asteroids (Jewitt et al. 2000; Yoshida & Nakamura 2005; Melita et al. 2006), and small Hilda asteroids.

The CSD can be derived from the CLF defined as

$$\log [N_H(<H)] = \mathbb{C} + \gamma H, \quad (1)$$

where  $N_H(<H)$  is the number of objects with an absolute visual magnitude lower than  $H$ , while  $\mathbb{C}$  and  $\gamma$  are constants to be determined. Note that  $H$  is related to the radius  $R$  of the object by

$$\log [p_V \pi R^2] = 16.85 + 0.4(m_\odot - H) \quad (2)$$

where  $R$  is given in km and  $m_\odot = -26.77$  is the apparent  $V$ -magnitude of the Sun.

Equation (1) can be written as

$$H \propto \log [N_H(<H)]^{1/\gamma}.$$

From Eq. (2), and assuming a constant albedo  $p_V$ , we then have

$$H \propto \log [R^{-5}].$$

Equating the above relations and taking into account that  $N_H(<H) \Rightarrow N_R(>R)$ , we obtain

$$N_R(>R) \propto R^{-5\gamma}. \quad (3)$$

Note that in the above equation the value  $-5\gamma$  is usually known as the CSD index,  $s$ .

## 3. Results

In what follows the term featureless refers to objects with a linear visible spectra, representative of C-, B-, F-, D-, and X-type taxonomic classifications. Objects with a strong  $1 \mu\text{m}$  band, i.e., of the S-, A-, V-, and Q-types, are denominated as featured.

### 3.1. The near-Earth objects sample

Licandro et al. (2005) noticed that most of the featured ACOs belong to the NEO population, while the non-NEO are mostly featureless. As the ACOs are dynamically unstable and the population needs to be continually replenished by main belt asteroids and/or dormant comets, the mineralogical difference observed between the NEO and non-NEO sub-populations should be indicative of differences in their refilling mechanism. The abundance of featured objects in the NEO population seems to indicate that it is composed of a significant fraction of asteroids dynamically scattered from the inner main belt. On the other hand, the non-NEO population should be mostly replenished by dynamically scattered asteroids from the outer main belt and/or dead comet nuclei. Below we, therefore, consider the NEO and the non-NEO, sub-populations separately.

### 3.2. Interlopers

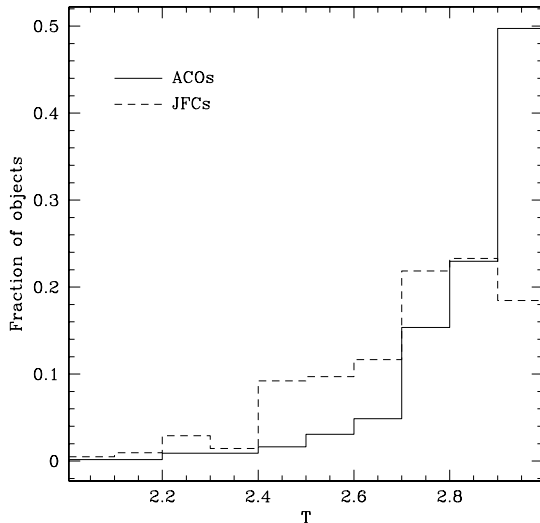
Licandro et al. (2005) noticed that in a sample of ACO spectra, all the featured spectra have  $T \geq 2.9$ . This suggests that ACOs scattered from the inner main belt are not very abundant for  $T < 2.9$ , while those with  $2.9 \leq T \leq 3$  are contaminated by a large fraction of “interlopers” from the inner main belt.

It was also pointed out by Fernández et al. (2005) that ACOs with  $T < 2.6$  tend to have lower albedo and less dispersion than objects with  $2.6 \leq T < 3$ . This also supports the idea that interlopers are abundant in the group of ACOs with  $2.9 \leq T \leq 3.0$ . To investigate this point we compared the distribution of the Tisserand parameter in the ACO and JFC populations (Fig. 1). The former presents a much larger fraction of objects with  $T > 2.9$  than do comets, confirming the previous conclusion. Therefore, we use only ACOs with  $T < 2.9$  to construct the distribution. In this way the fraction of featured objects is minimized, and only those with cometary-like spectrum are considered.

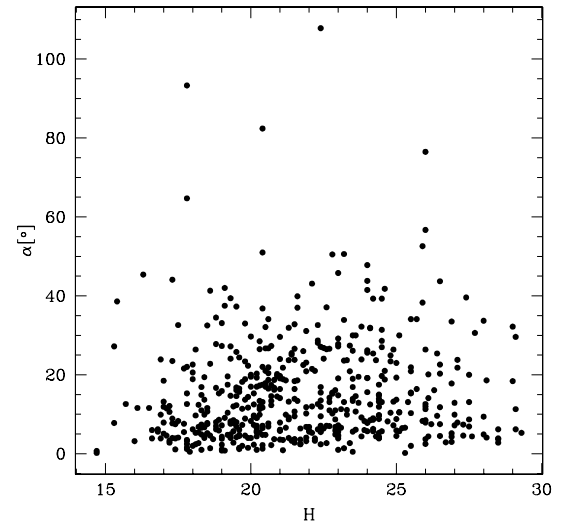
### 3.3. Bias analysis

The CLF was derived using the absolute magnitude,  $H$ , of ACOs from the data available at Lowell Observatory<sup>1</sup>. In view of the

<sup>1</sup> ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat



**Fig. 1.** Normalized distributions of the Tisserand parameter,  $T$  of ACOs (continuous line, 624 objects), and JFCs (dashed line, 261 objects). The bin has a length 0.1 in  $T$ . It is clear the overabundance of ACOs with respect to JFCs in the last bin, that is a transition zone.



**Fig. 2.** Plot of  $H$  vs.  $\alpha$  at the moment of discovery of 512 NEOs from SPACEWATCH.

above considerations, we only consider those ACOs with  $2 < T \leq 2.9$ .

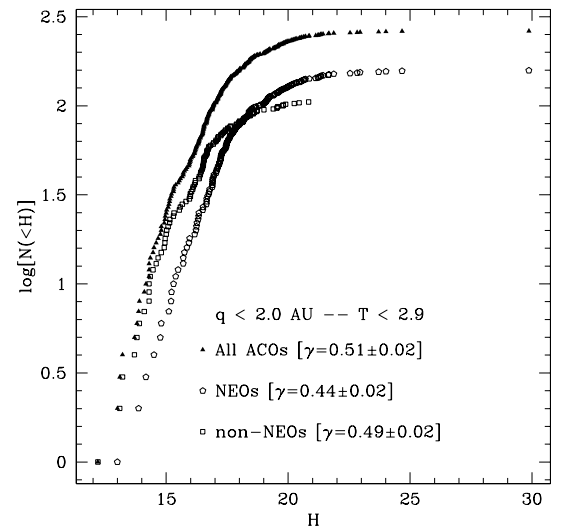
Another problem, discussed in Fernández et al. (1999) and Tancredi et al. (2006), arises from the observational biases. It is easier to discover the larger ACOs and those that come closer to Earth. The first effect is visible in the distribution as a departure from the linear trend at a certain  $H_{\text{limit}}$  value.

As we are dealing with objects that move in JFC-like orbits, an easy way to deal with the second bias is to consider a sub-sample of objects with small perihelion distances as in Fernández et al. (1999) and Tancredi et al. (2006). We presume a higher degree of completeness for this sub-sample. Using the above criteria, 262 objects comprise the complete sample of ACOs up to  $q \leq 2$  AU. The number of NEO objects are 151, while the non-NEOs are 111.

A third possible bias effect is the phase darkening, mostly due to the roughness of the objects' surface, and that accounts for a decrease of the magnitude while observing at large phase angles (see Kaasalainen et al. 2001). This mostly affects NEOs. In order to check whether this bias is affecting our sample, we used the discovering data from SPACEWATCH<sup>2</sup>. Figure 2 shows the absolute magnitude vs. the phase angle at the moment of the discovery of 521 NEOs (not necessarily in cometary orbits). There,  $H$  is computed following the  $H-G$  system (Bowell et al. 1989). It is not clear from the figure how the phase darkening should be affecting our data since in the region of interest up to  $H \sim 16.5$ , the data seems fairly uniformly distributed.

### 3.4. Computing the cumulative distribution

The slope of the CLF depends critically on the range of magnitudes considered, since going too far into the faint tail will result in a shallow index, due to the incompleteness of the data. Therefore, it is important to determine a limit in magnitude ( $H_{\text{limit}}$ ) so as to fit Eq. (1). After many attempts, we defined  $H_{\text{limit}} \sim 15$  for both the complete sample of ACOs and the non-NEO sup-population. The  $H_{\text{limit}} \sim 16.5$  was defined for the



**Fig. 3.** Cumulative luminosity function of ACOs. The complete sample is shown with filled triangles, while the sub-populations are shown with open squares, non-NEOs, and open circles, NEOs.

NEOs. These are the values where the root mean square of the fit of Eq. (1) is minimized.

The distributions for the three samples considered here are shown in Fig. 3. Note that it includes only objects with  $q \leq 2.0$  AU. To derive the slope  $\gamma$  of the distributions, we fitted Eq. (1) to the data as given in Tancredi et al. (2006). As the data points are unevenly distributed, with only a few points at both ends of the distribution, we fitted the CLF to a re-binned data set. This was computed as the mean over each 0.25 mag bin.

To estimate an error for the computed  $\gamma$ , we fitted Eq. (1) to a series of limit magnitudes about  $H_{\text{limit}}$ . The distribution for the complete sample of ACOs was fitted to the values  $H_{\text{limit}} = 14.5, 15.0, \text{ and } 15.5$ , obtaining  $\gamma = 0.52, 0.51, \text{ and } 0.49$ , respectively. The adopted value is, therefore,  $\gamma = 0.51 \pm 0.02$ . The same procedure was used for the non-NEOs, obtaining  $\gamma = 0.50, 0.49, \text{ and } 0.46$ , therefore adopting the value  $\gamma = 0.49 \pm 0.02$ .

<sup>2</sup> <http://spacewatch.lpl.arizona.edu/>



For the sake of comparison, we followed the same procedure for a sample with limiting perihelion distance of 2.5 AU. Obtaining  $\gamma = 0.46, 0.42, 0.40$  for the complete sample of ACOs and  $\gamma = 0.44, 0.40, 0.37$  for the non-NEO. This result is consistent with a lower level of completeness when considering larger perihelion distances.

In the case of the NEOs,  $H_{\text{limit}} \sim 16.5$ , so the distribution was fitted using a linear relation up to a series of  $H_{\text{limit}} = 16.0, 16.5, \text{ and } 17.0$ , obtaining  $\gamma = 0.46, 0.44, \text{ and } 0.42$ , respectively. Therefore, we adopt  $\gamma = 0.44 \pm 0.02$ . The indexes of the cumulative size distribution (Eq. (3)) are  $-2.45 \pm 0.04$  and  $-2.20 \pm 0.04$  for the NEO and non-NEO sub-populations, respectively. The diameter of the objects range from 3 meters to 10 kilometers, computed from Eq. (2), and assuming  $p_V = 0.056$ . This albedo is the weighted mean from Fernández et al. (2005) results.

#### 4. Discussion

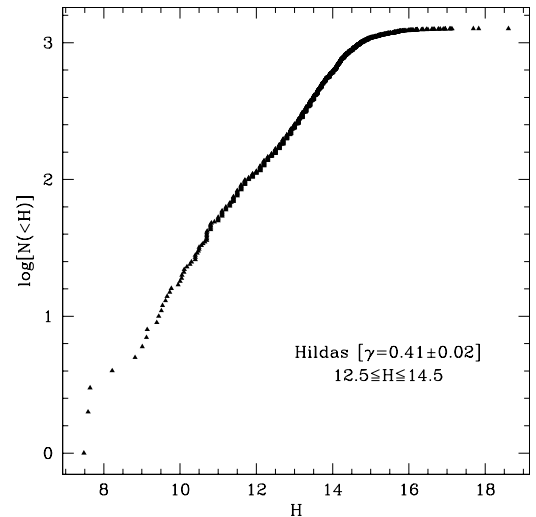
The ACO population seems to be separated into two different sub-populations, the NEOs that have a cumulative size index of  $-2.20$ , shallower than the canonical Dohnanyi index of  $-2.5$ . On the other hand, the non-NEOs that have  $s = -2.45$ , very similar to the Dohnanyi index. These diverse values of  $s$  for these sub-populations are probably indicative of a different composition and origins.

We compared the computed indexes to those from some populations commonly believed to be sources for the ACOs, such as the Hilda and Trojan asteroids, and the JFCs. We will restrict the discussion to results obtained within the most similar range of absolute magnitudes possible, since objects in a similar size range have, possibly, a comparable physical and/or collisional evolution.

**Hildas:** we computed the distributions for the Hilda asteroids following the same procedure as the ACOs. We considered as Hilda asteroids those objects with  $3.7 < a < 4.2$  AU,  $e < 0.4$ , and  $I < 20^\circ$ . For the magnitude range  $12.5 \leq H \leq 14.5$  (Fig. 4), we obtained  $s = -2.1 \pm 0.1$ . Although the range of magnitudes is narrower, the index is very similar to that of ACOs in NEO orbits.

Since we could not apply any constraint to the perihelion distance, the computed  $s$ -index should be considered with caution since it can be affected by incompleteness. In this case the unbiased  $s$ -value could be higher. Di Sisto et al. (2005), analyzing the dynamical evolution of escapees from the 3:2 mean motion resonance, Hildas, found that most of those that are injected into a JFC-like orbit have  $q > 2.5$  AU. They have not been taken into account in the estimated size distribution due to our criterion of minimizing the observational bias.

**Trojans:** recent works on the size distribution of small Trojans, using different samples, agree reasonably well about the  $s$ -index. Jewitt et al. (2000) obtained  $s = -2.0$ . Yoshida & Nakamura (2005), studying the faint distribution of the L4 Trojans, obtained  $s = -1.9$  for the magnitude range  $14 \leq H \leq 18$ . Using dynamical considerations based on the Lyapunov characteristic exponent, Melita et al. (2006) separate the Trojan population into sub-populations. The unstable, or transitional, sub-population has  $s = -2.25$ , while the stable one has a knee in the distribution with a double power law,  $s = -4.45$ , ( $H < 9.41$ ) and  $s = -1.85$ , ( $H \geq 9.41$ ). The case of the unstable population is very interesting since this has a higher probability of switching to JFC-like orbits than does the stable one.



**Fig. 4.** CLF of Hilda asteroids. The  $\gamma$ -index was obtained in the magnitude range  $12.5 \leq H \leq 14.4$ .

**Table 1.** Indexes of ACOs and related populations.

Pop.	$\gamma$	$s$
ACO (all)	0.51	-2.55
ACO (NEO)	0.44	-2.2
ACO (non-NEO)	0.49	-2.45
Trojans <sup>a</sup>	0.4	-2.0
Trojans <sup>b</sup>	0.38	-1.9
Trojans <sup>c</sup>	0.45	-2.25
Hildas	0.42	-2.1
JFCs <sup>d</sup>	0.53	-2.65

<sup>a</sup> Jewitt et al. (2000). <sup>b</sup> Yoshida & Nakamura (2005). <sup>c</sup> Unstable Trojans, Melita et al. (2006). <sup>d</sup> Tancredi et al. (2006).

**Jupiter family comets:** the CLF of JFCs has been a subject of intense discussion. Diverse authors obtained different indexes (Lowry et al. 2003; Neslušan 2003; Weissman & Lowry 2003; Meech et al. 2004; Lamy et al. 2005). Nevertheless, Tancredi et al. (2006) present an extended discussion of the problem and conclude that, using all the datasets presented in other papers in an homogeneous manner, the results are similar. with an extended version of their catalog of nuclear magnitudes (Tancredi et al. 2000), they obtain an index  $s = -2.65$ . Note that this value is suggestively close to that of the non-NEO sample of ACOs.

From the above discussion we conclude that unstable Trojans and Hildas have  $s$ -indexes similar to the NEO population of asteroids in cometary orbits. This suggests that an important fraction could be scattered objects from the outer main belt as indicated by Fernández et al. (2002).

On the other hand, the higher slope of non-NEO size distribution argues against a major contribution from the Hildas or Trojans to this population. Their  $s$ -index is similar to that of the JFC, suggesting a possible genetic relationship. Therefore, the JFC can be an important source of the non-NEO population. Of course, this does not discard the possible contribution from the other related populations.

## 5. Conclusions

We computed the cumulative size distribution of asteroids in cometary orbits and its two sub-populations. Significant differences between them have been found, mainly that the NEOs have a shallower  $s$ -index. Comparison with related populations suggests different sources that contribute to the sub-populations. In particular the index of the non-NEOs is similar to that of the Jupiter family comets.

The main results can be summarized as:

1. The index of the cumulative size distribution of the ACO population is  $s = -2.55 \pm 0.04$ . The population can be separated into two sub-samples with significant differences between them. The NEO and non-NEO have cumulative indexes of  $-2.20 \pm 0.04$  and  $-2.45 \pm 0.01$ , respectively.
2. The CLF of the NEOs has an  $s$ -index that is different from the Jupiter family comets, pointing to a small contribution from this population. A more significant contribution from the main belt is possible.
3. The similarity of the  $s$ -index between non-NEOs and JFCs is consistent with spectroscopic and albedo results and suggests that the latter can be an important source of non-NEOs, although it does not rule out other contributions.

*Acknowledgements.* We would like to acknowledge D. Lazzaro for useful comments on the draft, G. Tancredi and J. Fernández for kindly providing the list of orbital elements of comets, and an anonymous referee for the constructive comments. AAC would like to thank the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) – Brazil, which supported this work via a PhD fellowship.

## References

- Botke, W. F., Morbidelli, A., Jedicke, R., et al. 2002, *Icarus*, 156, 399
- Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., et al. 1989, Application of photometric models to asteroids, in *Asteroids II*, eds. R. Binzel, T. Gehrels, & M. Shapley Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 524
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. 2002, *Icarus*, 158, 146
- Di Sisto, R. P., Brunini, A., Dirani, L. D., & Orellana, R. B. 2005, *Icarus*, 174, 81
- Fernández, J. A., Tancredi, G., Rickman, H., & Licandro, J. 1999, *A&A*, 352, 327
- Fernández, J. A., Gallardo, T., & Brunini, A. 2002, *Icarus*, 159, 358
- Fernández, Y., Jewitt, D. C., & Sheppard, S. S. 2005, *AJ*, 130, 308
- Jewitt, D. 2002, *AJ*, 123, 1039
- Jewitt, D. 2005, *AJ*, 129, 530
- Jewitt, D. C., Trujillo, C. A., & Luu, J. X. 2000, *AJ*, 120, 1140
- Kaasalainen, M., Torppa, J., & Muinonen, K. 2001 *Icarus*, 153, 37
- Kresák, L. 1979, Dynamical interrelations among comets and asteroids, in *Asteroids*, ed. T. Gehrels (Tucson: Univ. Arizona Press), 289
- Lamy, P. L., Toth, I., Fernández, Y. R., & Weaver, H. A. 2005, The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei, in *Comets II*, ed. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (Tucson: Univ. Arizona Press), 223
- Licandro, J., Campins, H., Hergenrother, C., & Lara, L. M. 2002, *A&A*, 398, L45
- Licandro, J., de León, J., Pinilla, N., & Serra-Ricart, M. 2005, *Adv. Space Res.*, in press
- Lowry, S. C., Fitzsimmons, A., & Collander-Brown, S. 2003, *A&A*, 397, 329
- Meech, K. J., Hainaut, O. R., & Marsden, B. G. 2004, *Icarus*, 170, 463
- Melita, M., Licandro, J., & Williams, I. 2006, submitted to *Icarus*
- Neslušan, L. 2003, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 33, 5
- Rickman, H., Fernández, J., & Gustafson, B. 1990, *A&A*, 237, 524
- Tancredi, G., Fernández, J., Rickman, H., & Licandro, J. 2000, *A&AS*, 146, 73
- Tancredi, G., Fernández, J., Rickman, H., & Licandro, J. 2006, *Icarus*, 182, 527
- Weissman, P. R., & Lowry, S. C. 2003, 34th Ann. Lunar Planetary and Science Conf. Abs. No. 2003
- Yoshida, F., & Nakamura, T. 2005, *ApJ*, 130, 2900

### 3.3 Evolução dinâmica de cometas da família de Júpiter

Os trabalhos descritos acima tendem a sugerir que os ACOs têm algumas particularidades que poderiam ser indicativos de seu local de origem. Por outro lado, é interessante tentar entender como os cometas, que têm órbitas muito instáveis já que estão submetidas a encontros próximos com planetas, particularmente Júpiter, podem ter tempos de vida dinâmicos suficientemente longos para esgotar seus voláteis ou gerar uma crosta que impeça a sublimação desses voláteis.

Com esse intuito foi realizada a análise da evolução dinâmica de uma amostra de JFCs, estudando o efeito das capturas temporárias em ressonâncias de movimentos médios com Júpiter, visando entender se o efeito do *stickiness* ressonante pode agir aumentando o tempo de vida dinâmico dos JFC.

Milani e Nobili (1992) mostraram que o asteróide (522) Helga apresenta um comportamento dinâmico chamado de “caos estável” que não é incomum no Sistema Solar (Milani et al. 1997). Por outro lado, Murison et al. (1994) notaram que o caos estável poderia estar associado a órbitas nas proximidades, no espaço de fase, de superfícies que foram estáveis mas que, por alguma perturbação, foram “quebradas” permitindo a difusão de órbitas em regimes estáveis para instáveis. O mesmo pode acontecer em ilhas de ressonância. Portanto a órbita fica confinada, temporariamente, a uma região do espaço de fase que é caótica, mas pequena.

Milani et al. (1997) mostraram que o caos estável é importante na proximidade de ressonâncias, particularmente ressonâncias de alta ordem. Tsiganis et al. (2000) sugeriram que o fenômeno é uma realização do *stickiness* ressonante e que acontece, em geral, próximo de ressonâncias de alta ordem com Júpiter (Tsiganis et al. 2002).

Usando um modelo simples de difusão foi também sugerido que o *stickiness* pode ser importante na evolução dinâmica de cometas de curto período (Malyshkin e Tremaine 1999). Portanto, a idéia deste trabalho foi analisar o efeito do *stickiness* ressonante em JFCs visando saber se durante a sua evolução dinâmica estes podem se “colar” em alguma ressonância, incrementando desta forma seu tempo de vida dinâmico.

Por tanto, foi estudada a evolução dinâmica de uma amostra de JFCs gerada a partir dos elementos orbitais de uma lista de 190 JFC (G. Tancredi, comunicação pessoal) na época JD 2452700.0. Cada um dos JFC foi clonado 10 vezes e os elementos dos clones foram gerados de forma aleatória dentro dos limites  $\Delta a = \pm 0.1$  UA,  $\Delta I = \pm 1.5^\circ$  e  $\Delta M = \pm 10^\circ$ . A excentricidade foi gerada de forma a manter  $T$  igual ao do JFC original. A distribuição

dos clones no espaço  $a - e$  pode ser visto na figura 3.8 em pontos vermelhos. A evolução

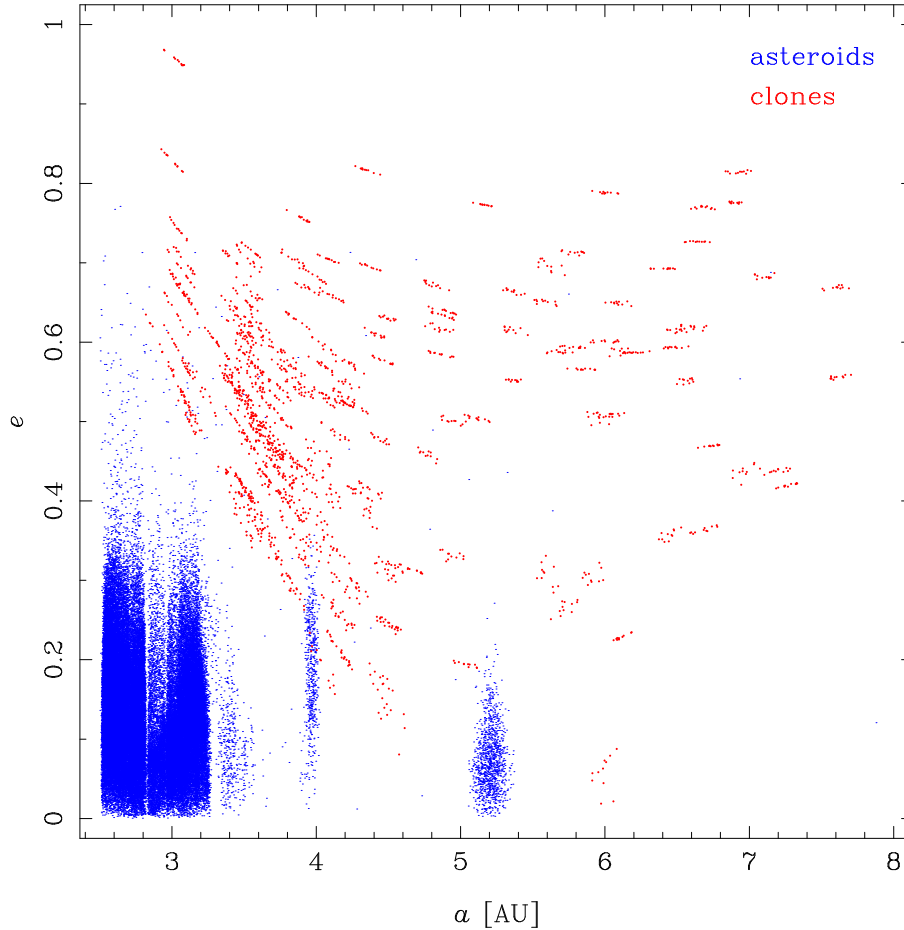


Figura 3.8: Condições iniciais da simulação da evolução de JFCs em pontos vermelhos.

dinâmica das 2090 partículas foi seguida durante  $10^7$  anos usando o integrador simpléctico SWIFT\_RMVS3 (Levison e Duncan 1994) num modelo de Sistema Solar que contém os quatro planetas gigantes.

A população decai com o tempo. Antes de um tempo  $\tau_s \sim 3 \times 10^5$  anos a diminuição segue uma lei exponencial  $N_{t < \tau_s}(t) \propto e^{-4 \times 10^{-6} t}$ , entretanto para  $t > \tau_s$  o decaimento segue a lei de potência  $N_{t > \tau_s}(t) \propto t^{-1.104}$ . O tempo  $\tau_s$  é usualmente chamado “tempo de stickiness”. O tempo de vida médio da população é  $\tau \sim 1.7 \times 10^5$  anos.

Usando elementos médios, ou seja aqueles aos quais foram retiradas as variações de curto período usando a técnica de *running-box* (ver figura 3.9 por dois exemplos), foram procuradas aquelas órbitas capturadas em ressonâncias. O semi-eixo efetivo, assim como a largura e o número de órbitas capturadas de cada ressonância, são dados na tabela 1 do artigo. Em total foram capturadas 304 órbitas. Os tempos médios de residência não são muito grandes,

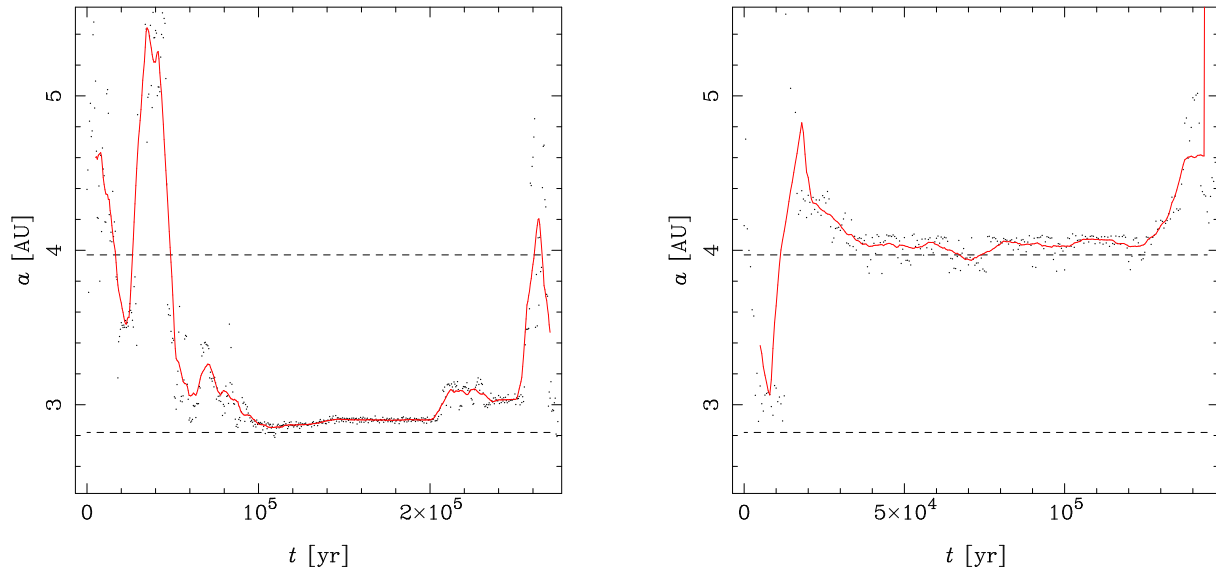


Figura 3.9: Comparação entre os elementos osculadores, pontos, e médios, linha contínua, durante a evolução de duas partículas. Os elementos médios descrevem muito bem as principais estruturas da evolução.

nunca maiores do que  $10^5$  anos, mas algumas órbitas podem atingir tempos de residência tão longos quanto  $10^6$  anos, por exemplo na ressonância 7:4. O tempo médio de vida dinâmico das órbitas capturadas é  $3.6 \times 10^5$  anos, que é duas vezes maior do que o tempo de vida da população completa (figura 3 do artigo).

Entretanto, embora a sub-população de órbitas capturadas tenha um tempo de vida médio superior ao da população completa, não há prova de que o *stickiness* seja o responsável por esse aumento. Por outro lado, também seria interessante analisar se os JFCs conseguem atingir órbitas de tipo asteroidal, ou seja com  $T > 3$  e se as capturas em ressonâncias estão relacionadas com isto.

Para ter uma melhor visualização da estabilidade das órbitas dos JFCs na região do cinturão principal, foram então montados mapas de estabilidade no espaço limitado por  $2.4 \leq a \leq 5.4$  UA,  $0 \leq e < 1$ . A região foi dividida em  $40 \times 32$  bins e dentro de cada bin  $[i, j]$  foi calculado o tempo de residência  $\tau_{ij}$  como descrito em Roig et al. (2002). Basicamente, cada vez que uma órbita ingressa num bin  $[i, j]$ , conta-se o tempo que ali permanece e soma-se do tempo de todas as órbitas que ali ingressaram. Aos bins que não foram visitados por nenhuma órbita se atribuiu o valor  $\tau_{ij} = 0$ .

Na figura 3.10 é mostrada a distribuição de tempos de residência numa escala de cor. Pode-se notar que a maior parte da região é altamente instável, em vermelho, mas algumas regiões de relativa estabilidade aparecem associadas a algumas ressonâncias de movimentos

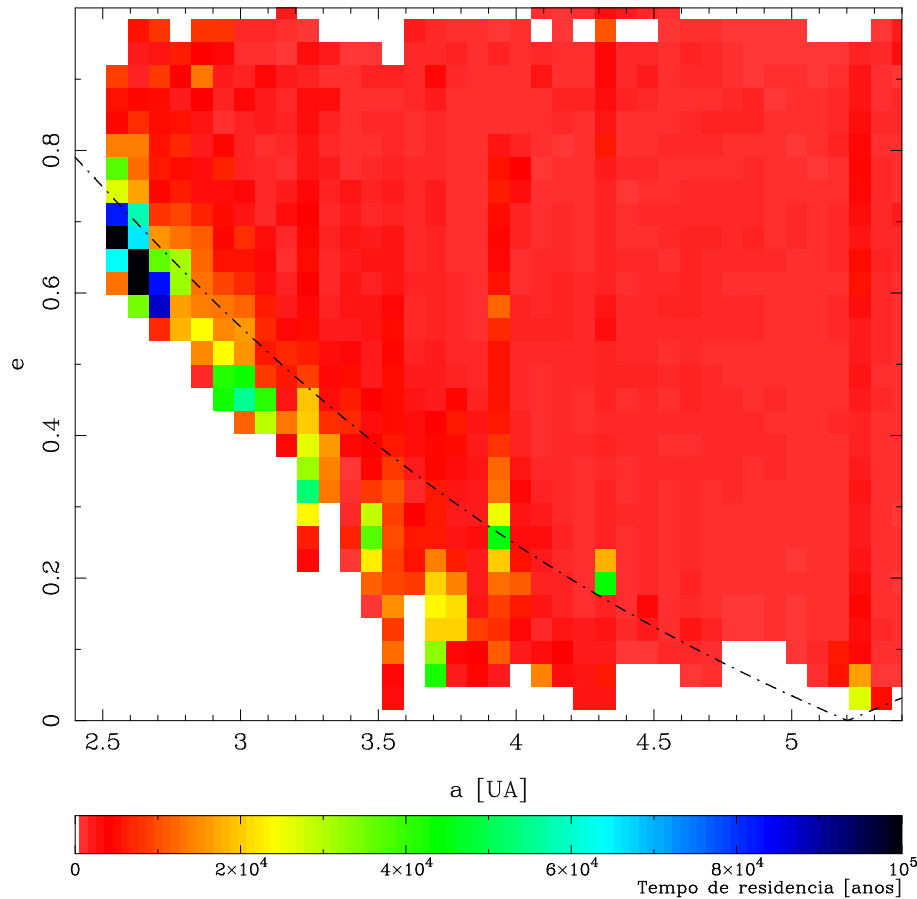


Figura 3.10: Distribuição de tempos de residência da população de JFC. A linha ponto-tracejada indica  $T = 3$  para inclinação igual à de Júpiter.

médios, tais como 5:2, 7:4, 8:5, 9:7 e 1:1. As regiões mais estáveis parecem associadas com a envolvente inferior da região ocupada durante a evolução dos JFCs. Esta parece ter  $T > 3$ . Contudo, a linha  $T = 3$  da figura foi desenhada para inclinações iguais às de Júpiter. Foram feitas então as distribuições para diferentes faixas de inclinações visando saber se esses *bins* mais estáveis realmente atingem valores  $T > 3$ . As distribuições são dadas na figura 3.11, onde foi mantida a linha indicando  $T = 3$ , mas agora para o valor máximo da faixa de inclinações considerada. A exceção foi o último painel, onde é desenhada a linha  $T = 3$  para  $I = 30^\circ$ .

Na figura pode ser visto de que as regiões com maiores tempos de residências mudam com a inclinação. Uma análise mais detalhada indica que o primeiro painel (acima - esquerda) para inclinações entre  $0^\circ$  e  $10^\circ$ , tem tempos de residência maiores na faixa entre  $2.5 < a < 4.3$  UA e  $0.3 < e < 0.6$ , com um pico na ressonância 5:4. A região mais estável definitivamente tem  $T > 3$ . O segundo painel (acima - direita) para inclinações entre  $10^\circ$  e  $20^\circ$ , mostra uma região de maiores  $\tau_{ij}$  similares ao painel anterior, mas com uma tendência a semi-eixos

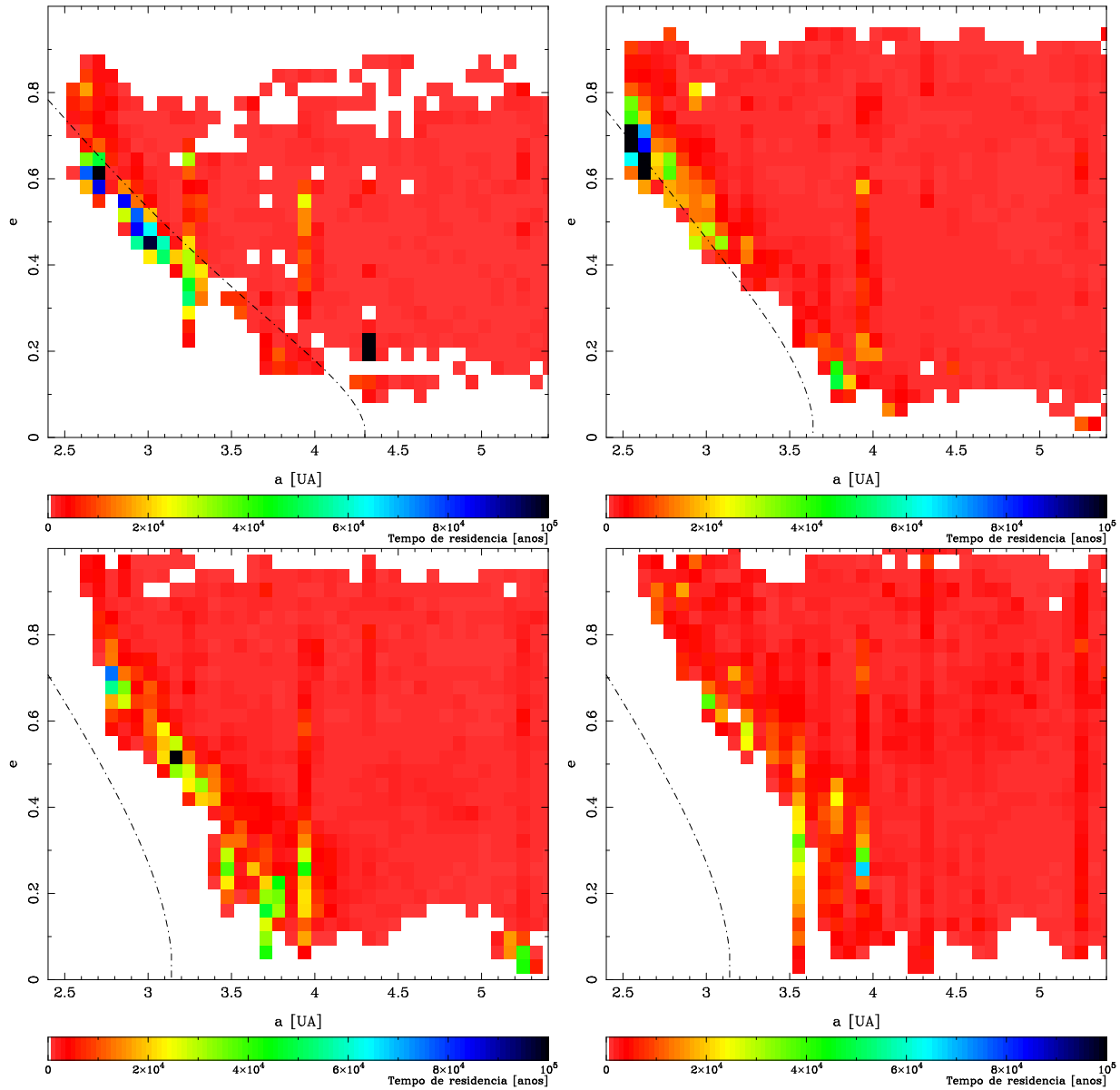


Figura 3.11: Distribuição de tempos de residência em diferentes faixas de inclinações. Acima:  $0 - 10^\circ$ , esquerda,  $10 - 20^\circ$ , direita. Abaixo:  $20 - 30^\circ$ , esquerda,  $I \geq 30^\circ$ , direita. A linha ponto-tracejada indica  $T = 3$  para o máximo valor de  $I$  considerado, exceto no último painel onde corresponde a  $I = 30^\circ$ .

levemente menores. Neste caso, somente alguns *bins* dos mais estáveis atingem  $T > 3$ . O terceiro painel (abaixo - esquerda) para inclinações entre  $20^\circ$  e  $30^\circ$ , mostra que a região de maiores tempos de residência inclina-se com respeito aos gráficos anteriores, atingindo excentricidades  $\sim 0.7$  em  $a \sim 2.7$  UA. Também, observa-se um incremento no tempos de residência nas ressonâncias 7:4, 3:2 e 1:1. Finalmente, o último painel para  $I > 30^\circ$ , mostra que a região de maiores tempos de residência diminui a partir de 3 UA, aproximadamente. Em nenhum dos últimos painéis aparecem *bins* estáveis com  $T > 3$ .

As mudanças na distribuição de  $\tau_{ij}$  com a inclinação pode estar indicando diferente graus de eficiência do *stickiness* ressonante com a inclinação média das órbitas. Em particular, diversas ressonâncias parecem mais eficientes em reter órbitas em algumas faixas de inclinações do que em outras. Este é o caso da 1:1, por exemplo, que é praticamente inexistente em baixas inclinações, mas aparece em inclinações entre  $20^\circ - 30^\circ$ . Também é claro que somente cometas com baixas inclinações conseguem  $T > 3$  durante sua evolução dinâmica.

### 3.4 Discussão

Como foi visto acima, a distribuição taxonômica dos ACOs é diferente para os NEOs e os não-NEOs. Surge portanto a dúvida de se existe alguma relação entre a evolução dinâmica dos JFC e a população dos ACOs. Analisando a distribuição de tempos de residência no espaço  $q - T$  (figura 3.12) é possível ver que a região com menores tempos de residência corresponde a menores valores de  $T$ , com exceção das proximidades de  $q = 0.4$  UA, onde  $\tau_{ij} \sim 10^4$  anos. Os maiores tempos de residência têm  $T \geq 2.9$  e  $q \leq 2.5$  UA. Os tempos de residência nessa região são da ordem do tempo de vida físico dos JFC,  $10^4$  anos, de forma que seria possível encontrar JFCs dormentes ali. Porém, como visto acima, muitos intrusos do cinturão principal aparecem com  $T \geq 2.9$  e essa seria uma região de mistura, onde co-existem objetos de fontes cometárias e asteroidais.

Por outro lado, a região de menores valores de  $T$  é consideravelmente instável, com tempos de residência menores do que o tempo de vida físico. Coincidentemente os ACOs mais vermelhos aparecem nesta região, portanto é possível que esses objetos sejam altamente evoluídos, sem voláteis e que foram injetados nessas órbitas recentemente.

Os resultados encontrados neste capítulo mostram que os ACOs têm propriedades que os diferenciam de outras populações de asteróides. Mas ainda não é possível identificar qual seria a fração de JFC entre os ACOs.

Deste estudo fica claro que as duas sub-populações de ACOs, NEOs e não-NEOs, são



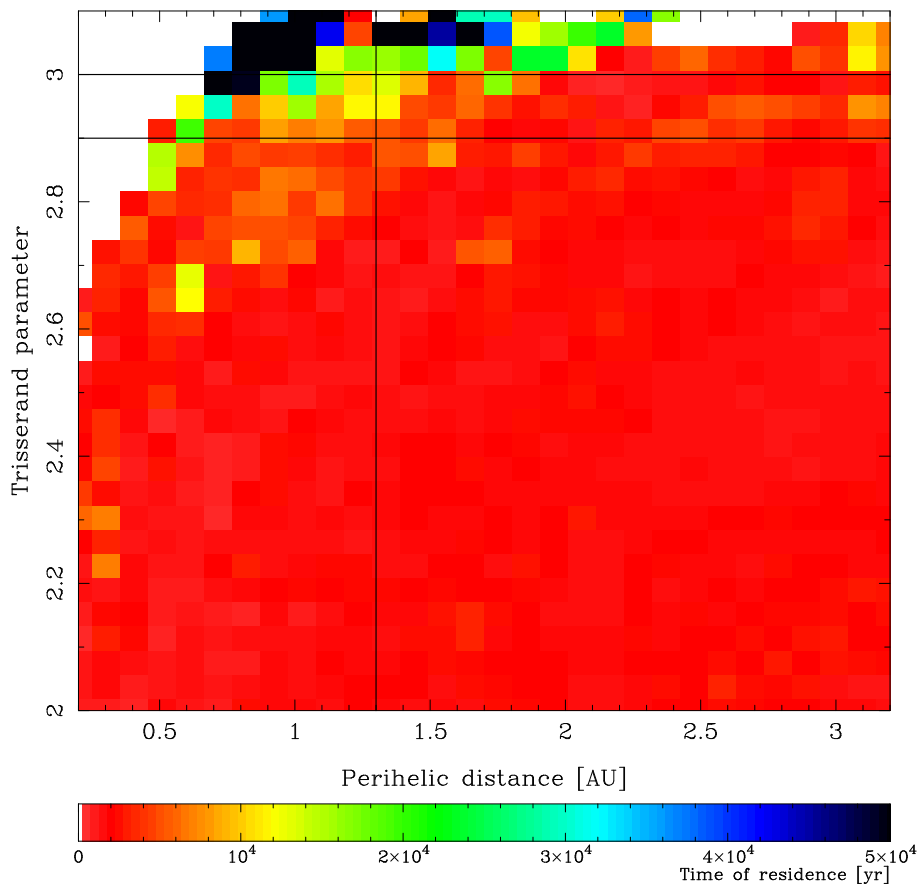


Figura 3.12: Distribuição de tempos de residência no espaço  $q - T$ . As linhas horizontais indicam  $T = 3$  e  $T = 2.9$ . A linha vertical separa os NEOs dos não-NEOs.

distintas o que poderia indicar diferentes origens. Os NEOs têm uma abundância maior de objetos com taxonomia tipo S, V ou Q, com respeito aos não-NEOs. Logo, estes objetos deveriam vir do cinturão principal (Bottke et al. 2002, Binzel e Lupishko 2006). Entretanto, a CLF dos NEOs, por sua semelhança com as populações do cinturão principal exterior, indicaria que os NEOs tipo C, X ou D provêm dessa região e teriam evoluído dinamicamente até órbitas  $T < 3$  como proposto por Fernández et al. (2002).

A população de não-NEO, por outro lado, apresenta uma quase total ausência de objetos com estruturas no espectro, mas isto não implica numa origem cometária para todos os não-NEOs. Contudo, evidência adicional vem da CLF que é similar aos dos JFC, a diferença do que acontece com os NEOs. Isto indica que poderia existir uma importante contribuição dos JFC à população dos não-NEOs.

Uma outra evidência poderia ser encontrada a partir do estudo das propriedades rotacionais de ACOs. Whipple (1950) ressaltou que a rotação dos núcleos cometários poderia

estar fora do eixo principal de rotação, devido ao efeito de forças não-gravitacionais. Embora seja muito difícil obter boas determinações de períodos rotacionais de cometas ativos devido a presença de coma (Gutiérrez et al. 2002), os resultados que se conhecem indicam que os cometas têm períodos maiores do que os asteróides. Na figura 3.13 é possível ver uma comparação entre a relação frequência-diâmetro de cometas, triângulos azuis, asteróides ativados (AA), círculos, e objetos da família Themis, asteriscos vermelhos. Os AA considerados neste

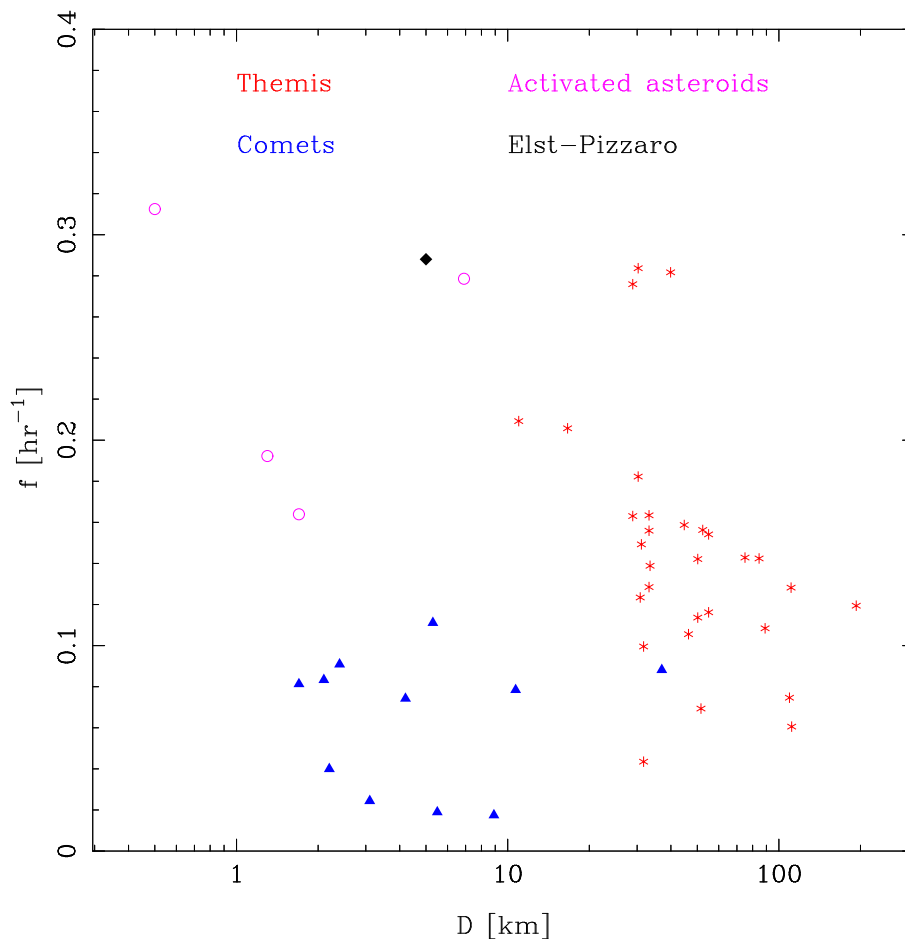


Figura 3.13: Frequência rotacional *vs.* diâmetro para objetos da família de Themis, cometas e asteróides ativados.

caso são cinco com períodos conhecidos: (3200) Phaeton, 2001 YB5, 2005 UD, (4015) Wilson-Harrington e (7068) Elst-Pizarro. Os primeiros 3 estão associados a chuvas de meteoros e os últimos dois tiveram, ou têm, atividade detectada. Em particular (7068) Elst-Pizarro, que aparece com símbolo único, pertence à família de Themis.

Da figura pode-se notar que os cometas têm uma rotação claramente diferenciada dos AAs e da família de Themis. Neste último caso viés observacionais fazem com que não se tenha informação sobre objetos na mesma faixa de tamanhos dos cometas, mas a tendência

parece ser a de terem uma grande distribuição de frequências rotacionais, a diferença dos cometas que são rodadores lentos. Incluindo nesta figura os ACOs poderia ser possível ter uma idéia mais clara sobre a origem destes, assim como dos AAs. Vale ressaltar que estes últimos não seriam JFCs evoluídos, mas asteróides que contêm voláteis e foram ativados por algum mecanismo.

# Artigo

THE ROLE OF THE RESONANT “STICKINESS” IN THE DYNAMICAL  
EVOLUTION OF JÚPITER FAMILY COMETS

*Alvaro Alvarez-Candal e Fernando Roig*

**Proceedings IAUC 197, 205-208 (2005)**

*Dynamics of Populations of Planetary Systems*  
*Proceedings IAU Colloquium No. 197, 2004*  
*Z. Knežević and A. Milani, eds.*

© 2004 International Astronomical Union  
 DOI: 00.0000/X000000000000000X

## The role of the resonant “stickiness” in the dynamical evolution of Jupiter family comets

A. Alvarez-Candal and F. Roig

Observatório Nacional, Rua Gal. José Cristino 77, 20921-400, Rio de Janeiro, RJ, Brazil.  
 email: alvarez@on.br

**Abstract.** We analyze the effect of the temporal capture of comet-like orbits in asteroid mean motion resonance by following the dynamical evolution of 2090 Jupiter-family comet-like orbits over  $10^7$  yr and under the perturbation of the four major planets. The resonant capture may be related to the phenomenon known as “resonant stickiness” consisting in the temporal stabilization of very eccentric orbits near the separatrices of the mean motion resonances. We found that the population of orbits that were captured at least once during the simulation has a median lifetime larger than that of the complete sample.

**Keywords:** Celestial Mechanics, comets: general.

---

### 1. Introduction

The resonance stickiness arises when a very eccentric orbit becomes temporarily captured near the separatrix of a mean motion resonance. The “sticky” orbits are chaotic although practically stable, having dynamical lifetimes longer than we should expect from their short Lyapunov times. These orbits usually evolve confined in a limited region of the phase space (Murison, Lecar, and Franklin, 1994).

In the asteroid belt the resonant stickiness has been identified as being responsible for the “stable chaos” (Milani and Nobili, 1992; Milani, Nobili and Knežević, 1997) detected in some high-order mean motion resonances (Tsiganis, Varvoglis, and Hadjidemetriou, 2000; 2002). On the other hand, Malyshkin and Tremaine (1999) found that the rate of decay of the population of ecliptic comets, and in particular of the Jupiter-family comets (JFC), is explained for the most by considering stickiness phenomena of the orbits near resonant islands in the phase space.

In this contribution, we analyzed the dynamical evolution of a sample of JFC-like orbits, aiming to quantify the effect of the resonance stickiness in their dynamical lifetime.

#### 1.1. The numerical setup

From a list of cometary nuclear magnitudes provided by G. Tancredi (pers. comm.), we selected 190 known JFC with orbital elements referred to JD 2452700.5. Then, we generated a set of JFC test orbits by cloning each real orbit ten times. The orbital elements of these clones were chosen at random in the intervals  $\Delta a = \pm 0.1$  AU,  $\Delta I = \pm 1.5^\circ$ , and  $\Delta M = \pm 10^\circ$  around the reference orbit ( $M$  denotes the mean anomaly). The eccentricity was cloned so as to preserve the value of the Tisserand parameter (with respect to Jupiter) of the reference orbit.

The dynamical evolution of this set of 2090 test particles (real JFC plus clones) was followed over  $10^7$  yr using the symplectic integrator SWIFT\_RMVS3 (Levison and Duncan, 1994) and taking into account the perturbation of the four major planets. The integration time-step was 1.8 days, and the simulation of a particle was interrupted whenever: (i) it

2

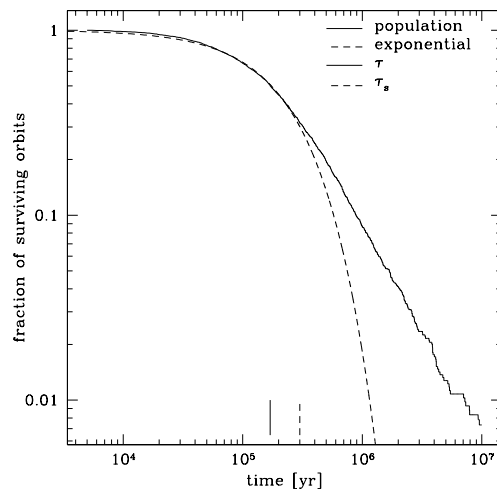
Alvarez-Candal and Roig

came closer than 0.01 Hill radius to some planet, (ii) it collided with the Sun, or (iii) its heliocentric distance became larger than 200 AU.

## 2. Results

Figure 1 shows the depletion of the entire set of test orbits over time. The median lifetime of the set is  $\tau = 1.7 \times 10^5$  yr, which is about half the value estimated by Levison and Duncan (1994). This discrepancy may be due to the different model used by these authors, or to the much smaller sample of test orbits simulated by them.

A two-fold behavior is evident from Fig. 1. Before  $\tau_s \sim 3 \times 10^5$  yr, the population decays following an exponential law ( $N_1(t) \propto e^{(-4 \times 10^{-6}t)}$ ). After  $\tau_s$ , the decay switches to a power law ( $N_2(t) \propto t^{-1.104}$ ). This kind of behavior has been previously reported by Kerney (1983), Levison and Duncan (1994) and Malyshkin and Tremaine (1999). The exponential decay is expected from a random-walk behavior induced by close encounters with the planets, it is also expected in regions of the phase-space devoided of stability islands, while the switch to a power law decay indicates that some mechanism or mechanisms are delaying the depletion of orbits. This is usually interpreted as a consequence of the resonance stickiness, and the time  $\tau_s$  is usually referred to as the “stickiness time”.



**Figure 1.** The decay of our set of test orbits, normalized to the total number of initial orbits.

To analyze the resonant capture of test orbits during the simulation, we first computed the mean orbital elements of the orbits by running averages of the osculating elements. We applied a running window 10,000 yr wide, and mean elements were determined every 500 yr. Then, we considered that an orbit suffered a resonant capture if, at any moment during the simulation, it had mean semi-major axis  $\bar{a}$  satisfying the condition  $|\bar{a} - a_{res}| < \Delta a_{res}$  over at least 10,000 yr. The nominal semi-major axes,  $a_{res}$ , of the considered resonances as well as their corresponding widths,  $\Delta a_{res}$ , are shown in Table 1. We found that 304 test particles from our sample became temporarily captured in any of these resonances. This number does not account for the test orbits that were already captured from the very beginning of the simulation (77 orbits). Moreover, in order to safely avoid any possible

*Resonance stickiness on comets*

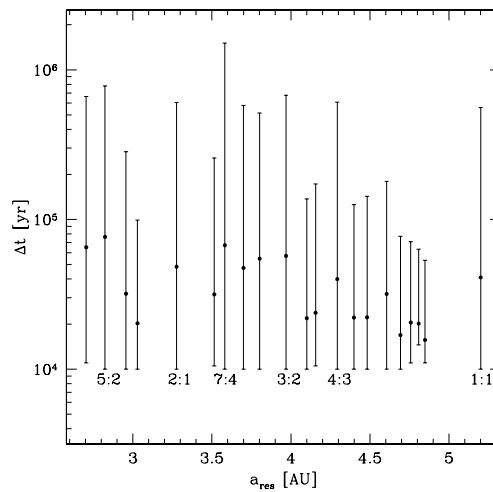
3

**Table 1.** Nominal semi-major axes and corresponding widths of the analyzed resonances. The resonance width was defined as half the minimum distance to the adjacent resonances. The last column indicates the total number of captured orbits.

p:q	$a_{res}$ [AU]	$\Delta a_{res}$ [AU]	N	p:q	$a_{res}$ [AU]	$\Delta a_{res}$ [AU]	N
8:3	2.704602	0.06	24	7:5	4.155888	0.025	19
5:2	2.823509	0.06	21	4:3	4.293289	0.055	35
7:3	2.956410	0.035	33	9:7	4.398652	0.04	9
9:4	3.028965	0.035	52	5:4	4.482042	0.04	29
2:1	3.276392	0.125	36	6:5	4.605694	0.045	23
9:5	3.514802	0.035	28	7:6	4.693009	0.035	12
7:4	3.581436	0.03	26	8:7	4.757965	0.025	2
5:3	3.699844	0.055	48	9:8	4.808182	0.02	3
8:5	3.801917	0.05	34	10:9	4.848167	0.02	3
3:2	3.969067	0.07	37	1:1	5.200949	0.18	112
10:7	4.100290	0.03	18				

bias caused by the cloning process, we did not take into account for tests orbits that became captured in any of these resonances during the first 30,000 yr of the simulation either.

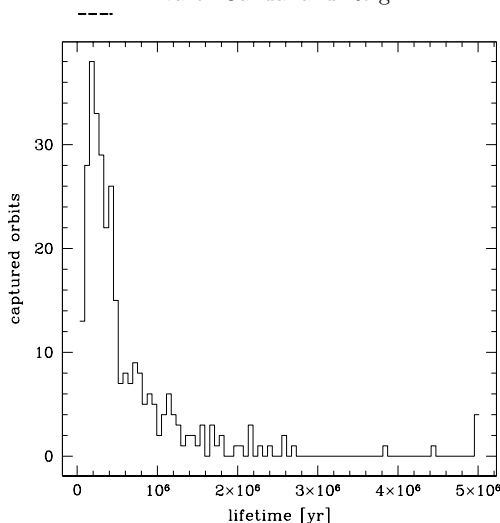
Analyzing this sub-population of captured orbits, we found that their residence times (defined as the time interval for which the orbit remains captured in the resonance) are generally shorter than  $10^5$  yr. However, in some particular cases, as for example the 7:4 resonance, it may be as long as  $10^6$  yr (Fig. 2). The median value of these residence times is  $1.9 \times 10^4$  yr. We also found that the sub-population of captured orbits has a median lifetime which is twice that of the entire population (Fig. 3).



**Figure 2.** Mean residence times in the analyzed resonances. The minimum and maximum residence times are indicated by the error bars.

4

Alvarez-Candal and Roig



**Figure 3.** The dynamical lifetimes of the orbits that became captured in any resonance during the simulation, distributed in bins of 60,000 yr. The median lifetime is  $\tau \sim 3.6 \times 10^5$  yr.

### 3. Conclusions

According to our simulations, the population of resonant captured orbits has a median lifetime longer than the complete sample, which seems to support the hypothesis of the resonance stickiness as the mechanism which temporarily stabilizes cometary orbits in mean motion resonances. We must bear in mind that we are talking here about “long-term” resonant captures, with residence times of the order of  $10^4$ – $10^5$  yr. These must be distinguished from the “short-term” captures reported by Carusi et al. (1985) which last for only a few hundred years. The existence of these long-term captures among the population of JFCs may imply that a non negligible fraction of the known resonant asteroids evolving in chaotic orbits could actually be comets. This puts interesting constraints to the search of possible extinct cometary nuclei evolving on highly eccentric NEAs orbits or on asteroid-like orbits in the outer asteroid belt. The data is still under analysis.

### Acknowledgements

This work has been supported by CNPq and CAPES.

### References

- Carusi, A., Kresak, L., Perozzi, E. & Valsechi, G.B. 1985, *Long term evolution of short-period comets*, Adam Hilger, Bristol
- Carney, C.F.F. 1983, *Physica D: Nonlinear Phenomena* 8, 360
- Levison, H. & Duncan, M. 1994, *Icarus* 104, 18
- Malyshkin, L. & Tremaine, S 1999, *Icarus* 141, 341
- Milani, A. & Nobili, A. 1992, *Nature* 357, 569
- Milani, A., Nobili, A., & Knežević, Z 1997, *Icarus* 125, 13
- Murison, M., Lecar, M., & Franklin, F. 1994, *AJ* 108, 2323
- Tsiganis, K., Varvoglis, H., & Hadjidemetriou, J. 2000, *Icarus* 146, 240
- Tsiganis, K., Varvoglis, H., & Hadjidemetriou, J. 2002, *Icarus* 155, 454



# Capítulo 4

## Propriedades físicas de objetos trans-netunianos

*“This is another of your odd notions,” said the Prefect, who had the fashion of calling everything “odd” that was beyond his comprehension, and thus lived amid an absolute legion of “oddities”.*

EDGAR ALAN POE – The purloined letter

### 4.1 Introdução

O descobrimento de Urano em 1781 e algumas irregularidades em sua órbita levaram à descoberta de Netuno em 1846. De forma análoga alguns pesquisadores, entre eles Percival Lowell, passaram a acreditar na existência de mais um planeta além de Netuno. Lowell começou um programa de busca do nono planeta acreditando ser um objeto tão grande quanto Netuno, orbitando a cerca de 54 UA, e provocando pequenos desvios na órbita de Netuno. Lowell morreu antes de descobri-lo, mas Clide Tombaugh descobriu o proposto planeta em fevereiro de 1930 (Tombaugh 1962). As primeiras observações não mostraram um disco aparente, de forma que o objeto devia ser muito menor do que se esperava. A descoberta foi anunciada em março de 1930 e o nome de Plutão foi proposto e aceito para este novo objeto. Em 1978 foi descoberto o primeiro satélite de Plutão: Caronte (Christy e Harrington 1978) o que permitiu medir sua massa em forma direta, o resultado descarta a possibilidade de Plutão causar perturbações mensuráveis na órbita de Netuno. Recentemente mais dois satélites foram descobertos orbitando em torno de Plutão: S/2005 P1 e S/2005 P2 (Weaver et al. 2006).

Até o começo dos anos 90, Plutão era o único objeto conhecido além da órbita de Netuno. A partir de 1992, contudo, diversos objetos começaram a serem descobertos nessa região hoje conhecida como o cinturão de objetos trans-netunianos, ou TNO.

Pensava-se que o cinturão de TNOs seria composto por uma população de objetos primitivos, sobreviventes à época de formação do Sistema Solar. Por este motivo suas órbitas seriam de baixas inclinações e quase circulares. O rápido aumento no número de objetos descobertos (hoje mais de um mil) mostrou que o panorama é muito diferente. Portanto o estudo destes corpos pode fornecer importantes informações tanto sobre os processos que os originaram quanto dos que moldaram o Sistema Solar como um todo.

A continuação será feita uma introdução sobre a estrutura dinâmica do cinturão trans-netuniano e os diversos modelos que surgiram tentando explicá-la. Logo segue um breve resumo das principais propriedades físicas descobertas por meio de observações.

Com o intuito de melhor entender o sistema Plutão-Charonte foi realizado um programa para a observação da ocultação pelo Charonte de uma estrela. Desta forma foi medido o diâmetro deste e os resultados serão apresentados na seção 4.2. Logo, na seção 4.3, será apresentado o resultado da observação do TNO (59358) 1999 CL<sub>158</sub> com o objetivo de testar o modelo de *collisional resurfacing*, em particular procurando por evidências de uma recente colisão.

#### 4.1.1 Estrutura dinâmica

A idéia de um corte abrupto na distribuição radial de densidade de matéria no Sistema Solar, foi questionada por alguns autores no passado. Leonard (1930) e, depois dele, Edgeworth (1949) e Kuiper (1951), propuseram a existência de um reservatório de objetos de tipo cometário orbitando além de Netuno.

Plutão simplesmente é o primeiro objeto descoberto dessa conspíqua população de objetos trans-netunianos. Antes da descoberta observacional dos TNOs como população Julio Fernández (1980) mostrou que essa região pode ser a fonte dos cometas de curto período. O modelo de Fernández envolve planetesimais em órbitas quase-circulares e em baixas inclinações, que era a estrutura esperada do cinturão TNO.

Desta forma, as primeiras procuras de TNOs foram concentradas em torno do plano da eclíptica pois estes compartilhariam o plano do disco protoplanetário. Diversas procuras foram feitas durante a década dos 80, sem muito sucesso. No final dos 80 e começo dos 90, o grande desenvolvimento das técnicas de observação com CCD levou finalmente ao desco-

brimento do primeiro TNO<sup>1</sup>: 1992 QB<sub>1</sub> (Jewitt e Luu 1993). Este objeto foi posteriormente numerado como 15760 e hoje faz parte de uma população conhecida como TNOs clássicos, ou “Cubewanos”.

Quatro populações são claramente diferenciáveis na estrutura do cinturão de TNOs, como pode ser visto na figura 4.1 (Luu e Jewitt 2002, Morbidelli e Levison 2004). A primeira população é a dos *objetos ressonantes*, que estão em alguma ressonância de movimento médio com Netuno. Particularmente interessantes são os objetos na ressonância 3:2 (entre 39 e 40 UA), denominados “plutinos” por serem dinamicamente semelhantes a Plutão, e os objetos na 1:2 (entre 47 e 48 UA) que marca o que atualmente considera-se o limite do cinturão TNO clássico. Estes últimos também são chamados de “twotinos”.

A população mais abundante é a dos *objetos clássicos*, definidos como aqueles que não estão em ressonância e têm  $q > 35$  UA. Estes têm uma grande distribuição de inclinações. Dentro desta população identificam-se duas sub-populações de objetos: os “quentes” e os “frios”. Os quentes seriam objetos dinamicamente excitados tendo excentricidades médias e altas inclinações. Os frios, por outro lado, têm órbitas quase circulares e com baixa inclinação.

Uma terceira população é formada pelos *objetos dispersados*, sendo (15874) 1996 TL<sub>66</sub> o primeiro objeto descoberto (Luu et al. 1997). Todos estes objetos têm órbitas altamente excêntricas. Também podem ser definidos como aqueles objetos que sofrem (ou sofreram) encontros próximos com Netuno durante o tempo de vida do Sistema Solar, ou seja, têm  $q < 35$  UA.

Por fim, a última população é a do *cinturão estendido de objetos dispersados* cujas órbitas têm  $a > 50$  UA. Embora já se conhecessem objetos com estas características como, por exemplo, 2000 CR<sub>105</sub>, o máximo expoente desta população é (90377) Sedna (Brown et al. 2004), cujos parâmetros orbitais são  $a \sim 509$  UA,  $e \sim 0.85$  e  $I \sim 12^\circ$ .

Os primeiros modelos (Leonard, Edgeworth, Kuiper) do cinturão TNO propunham um disco de objetos de baixas excentricidades e inclinações, mas isso não tem sido comprovado pelas observações devido à presença dos objetos ressonantes e dispersados. Duncan e Levison (1997) propuseram que o cinturão dispersado poderia ter sido criado por objetos espalhados da região entre as órbitas de Urano e Netuno para além. Diferentemente, os objetos clássicos teriam se formado onde se encontram atualmente. O modelo, entretanto, não considera a migração planetária (Fernández e Ip 1984) nem o fato de que seria necessária uma grande quantidade de matéria para formar os objetos clássicos.

---

<sup>1</sup>Sem contar Plutão.

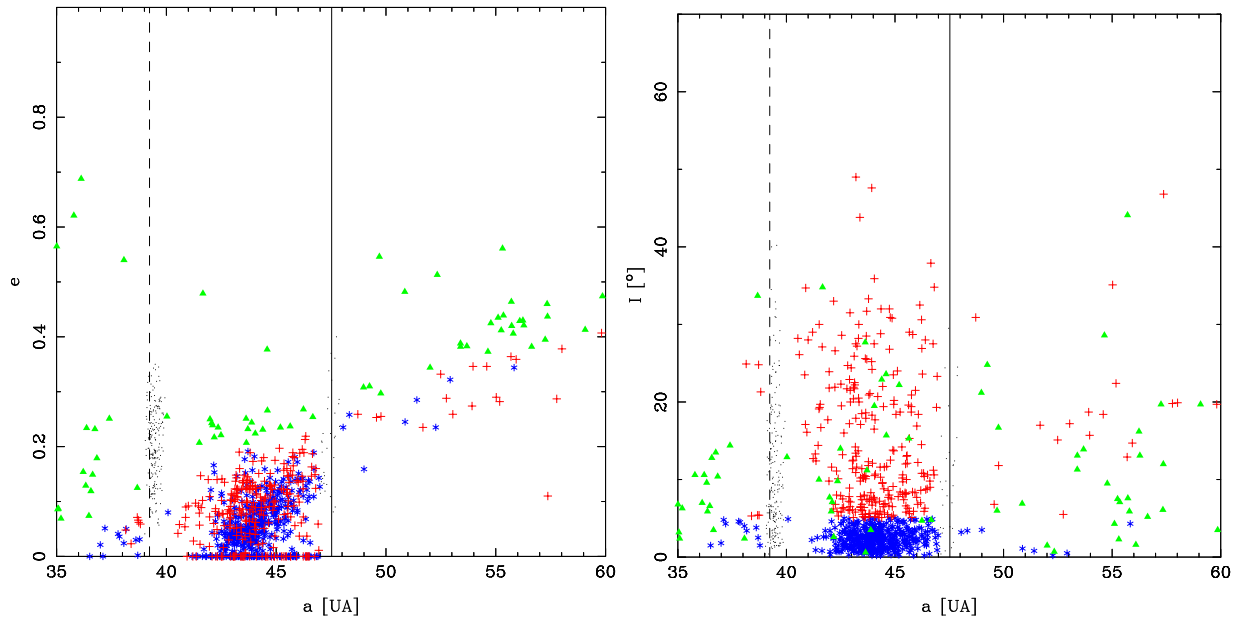


Figura 4.1: Distribuição de elementos orbitais dos objetos trans-netunianos. Esquerda: semi-eixo maior *vs.* excentricidade. Direita: semi-eixo maior *vs.* inclinação. Nos dois gráficos os símbolos azuis representam objetos clássicos frios enquanto os vermelhos representam os quentes. Os objetos ressonantes são representado por pontos pretos e os objetos dispersados aparecem em cor verde. As ressonâncias 3:2 e 1:2 estão representadas com linha tracejada e linha cheia, respectivamente.

Malhotra (1993, 1995) mostrou que um mecanismo combinado de migração planetária e captura em ressonâncias explicaria a existência de um disco de objetos dispersados. Neste modelo Netuno migra afastando-se do Sol junto com as ressonâncias que varrem a população de objetos remanescentes da época da acreção. Alguns desses objetos são capturados nas ressonâncias e se deslocam com elas. As ressonâncias provocam um aumento nas excentricidades, explicando dessa forma os altos valores dos plutinos. Durante a migração, os objetos clássicos também teriam sido afetados pela varredura das ressonâncias, fazendo com que alguns ficassem dinamicamente excitados. O cinturão dispersado estaria, portanto, formado por planetesimais dispersados por Netuno durante sua migração. Entretanto, o modelo não prevê diferenças físicas entre as populações quentes e frias dos TNOs clássicos por terem compartilhado o local da formação, mas isso não é o que se observa. O modelo também falha ao prever a distribuição de inclinações dos TNOs clássicos.

Gomes (2003) propôs então que durante a migração de Netuno alguns dos objetos que estavam sendo espalhados poderiam ter sido capturados em alguma ressonância, se deslocando com estas. Durante a migração, esses objetos diminuiriam suas excentricidades por efeito das ressonâncias e poderiam sair delas, ficando em órbitas estáveis no cinturão clássico. Por

outro lado, os objetos que se formaram no cinturão clássico não teriam sido muito afetados por esse processo. Com este mecanismo as populações quentes e fria teriam tido origens diferentes podendo, portanto, ter propriedades físicas distintas. Embora o modelo recupere a distribuição de inclinações observadas, ainda tem problemas em explicar a origem dos objetos do cinturão clássico, já que seria necessária uma grande quantidade de massa entre 40 e 50 UA a qual não estaria disponível na região. Também não explica a aparente falta de objetos além de 50 UA.

Partindo dos trabalhos acima, Levison e Morbidelli (2003) propuseram que o disco de planetesimais estaria truncado em  $\sim 35$  UA (posição da ressonância 2:1 antes da migração). Combinando o efeito da migração de Netuno, capturas em ressonância e uma ressonância secular agindo dentro da 2:1, conseguem reproduzir as populações quentes e frias do cinturão clássico, os objetos ressonantes e dispersados, assim como também a aparente falta de objetos clássicos além de 50 UA. A maior questão que fica, entretanto, é sobre porque o disco original estaria truncado em 35 UA.

O modelo denominado de *Nice* (Tsiganis et al. 2005, Morbidelli et al. 2005, Gomes et al. 2005) tenta explicar quase todas as estruturas observadas, não somente entre os TNO, mas no Sistema Solar como um todo. Antes da migração dos planetas, o Sistema Solar teria estado numa configuração mais compacta, com os planetas gigantes entre 5 e 17 UA e um disco de planetesimais não se estendendo além de 35 UA. Durante a migração, Júpiter foi diminuindo seu semi-eixo enquanto o resto dos planetas exteriores se afastavam. Em algum momento Júpiter e Saturno cruzaram a ressonância de movimento médios 1:2 provocando uma curta época de caos geral no Sistema Solar. Neste momento, Urano e Netuno aumentaram suas excentricidades e inclinações tendo incursões profundas no disco de planetesimais. Uma vez atravessada a ressonância os planetas estabilizaram suas órbitas (Tsiganis et al. 2005).

### 4.1.2 Propriedades físicas

A principal ferramenta para o estudo dos objetos trans-netunianos tem sido a fotometria. Isto devido à pouca luz que chega dos TNOs até a Terra, tanto pela grande distância a que se encontram, quanto pela baixa refletividade de suas superfícies. A faixa visível do espectro tem sido a mais explorada na observação dos TNOs. Isto porque, sendo esta região do espectro dominada pela reflexão da luz solar na superfície dos objetos, as observações no visível são geralmente mais fáceis do que em outros comprimentos de onda. As primeiras observações de objetos trans-netunianos foram realizados através da fotometria nas bandas *UBV*. Com ajuda dos grandes telescópio, 8 – 10 m, a observação estendeu-se ao infra-vermelho próximo e também à espectroscopia tanto no visível quanto no NIR.

Os TNOs estão suficientemente longe do Sol para ter retido gelos de materiais voláteis como metano, água, e dióxido de carbono, além de materiais não voláteis, como silicatos. Estes corpos devem ter sofrido pouca alteração térmica e química em sua história, quando comparados com os asteróides do cinturão principal. É por isso que o estudo dessa população pode trazer informações importantes sobre os processos que agiram durante os primórdios do Sistema Solar.

O primeiro estudo sistemático sobre os TNOs foi realizado por Luu e Jewitt (1996a) com observações *BVRI* de quatorze objetos. Notar que a população conhecida na época era de trinta e seis TNOs. Estes autores encontraram uma grande dispersão de cores entre a população. Este resultado foi bastante surpreendente já que acreditava-se que o cinturão seria povoado por objetos em órbitas quase circulares e sujeitas a baixa evolução colisional, devendo ter, portanto, um pequeno espalhamento em sua distribuição de cores. Isto levou os autores a proporem uma combinação de mecanismos que poderiam gerar uma distribuição contínua de cores, que denominaram de “*collisional resurfacing*”.

O *collisional resurfacing* é uma competição entre o intemperismo espacial, as colisões mútuas e a atividade, seja do tipo cometária que crio-vulcânica. O primeiro é ocasionado pelo bombardeio de partículas carregadas, raios cósmicos, partículas levadas pelo vento solar, etc... e faz com que os gelos sobre a superfície possam ser alterados, quebrando as ligaduras moleculares. No caso particular do hidrogênio ele é rapidamente perdido, deixando como resultado uma mistura de materiais refratários, escuros e vermelhos, formando o que se conhece como crosta de irradiação. Agindo durante o tempo de vida do Sistema Solar, o bombardeio pode, primeiro, diminuir o albedo do TNO e, em seguida, gerar espectros neutros (Gil-Hutton 2002). Por outro lado, a evolução colisional da população faz com que a crosta de irradiação seja quebrada por colisões, trazendo material fresco (gelos) à superfície. Esse material mais fresco, é mais azul e brilhante do que o material irradiado. A atividade cometária provoca também um rejuvenescimento da superfície (Thébaud e Doressoundiram 2003), e o crio-vulcanismo seria o responsável por algumas estruturas encontradas em espectros, como gelo de água em estrutura cristalina (Jewitt e Luu 2004). Notar que os dois últimos efeitos provocam um azulamento da superfície.

Se os processos acima agirem em escalas de tempo características similares, o resultado seria um contínuo de cores, desde o neutro, para superfícies que foram muito impactadas ou apresentaram atividade, até muito vermelho, para superfícies que sofreram poucos impactos (Jewitt e Luu 1996a). Em outros termos, as superfícies de cor neutra seriam “jovens” enquanto as avermelhadas seriam “velhas” com a possível degenerescência de superfícies muito

velhas que podem ser escuras e com espectros neutro (Gil-Hutton 2002).

Os resultados mais recentes indicam uma distribuição contínua nas cores dos TNOs, desde objetos neutros (cores similares ao Sol) até muito vermelhos. Quando o número de objetos com cores conhecidas não era muito grande, foi proposta uma bi-modalidade na distribuição (Tegler e Romanishin 1998), mais tarde restrita apenas à população clássica (Tegler et al. 2003). Atualmente tudo indica que esta bi-modalidade não existe.

A base de dados na população de TNOs tem aumentado muito nos últimos anos. Com o maior número de objetos começaram a aparecer algumas estruturas que poderiam não ser uma mera flutuação estatística. Em particular as distribuições cor versus inclinação e cor versus distância perihélica parecem ter uma origem cosmogônica (e.g. Tegler e Romanishin 2000, Doressoundiram et al. 2002, Tegler et al. 2003, Peixinho et al. 2004). Como pode ser visto na figura 4.2 (esquerda), a distribuição  $(B - R)$  vs. inclinação indica a presença de duas populações: uma com cores avermelhadas e de baixa inclinação, possivelmente com crostas que sofreram um alto grau de processamento por intemperismo espacial, e outra com uma ampla distribuição de cores e inclinação maiores do que  $5^\circ$ , possivelmente indicando um alto grau de evolução colisional. Na figura 4.2 (direita) é dada a distribuição  $(B - R)$  vs. distância perihélica, onde os objetos com  $q < 39$  UA têm uma ampla distribuição de cores (figura 4.2–direita).

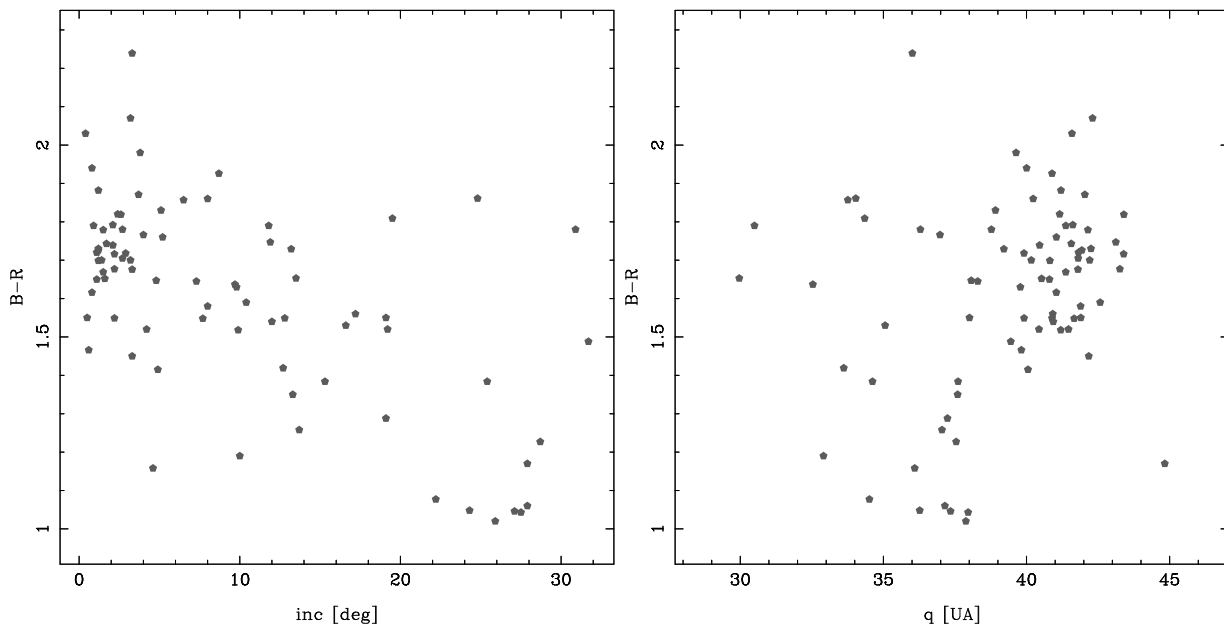


Figura 4.2: Distribuição das cores  $(B - R)$  versus inclinação, esquerda, e distância perihélica, direita, dos objetos da população clássica.

Os processos que agem sobre a superfície dos TNOs modificam sua estrutura em todas as escalas. Várias moléculas que formam gelos no Sistema Solar exterior como, por exemplo, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O ou CO têm suas bandas fundamentais (e harmônicos) na região do espectro infra-vermelho próximo, entre 1 e 5  $\mu\text{m}$ . Algumas estruturas observadas nos objetos com gelos podem ser identificadas comparando com espectros obtidos em laboratório das substâncias em estado puro. Porém, este tipo de abordagem não é muito precisa já que as superfícies dos TNOs não devem ser compostas de gelos em estado puro. Estas podem ser constituídas por diversos materiais, misturados em diferentes níveis: tanto podem ter regiões de um único material, quanto uma mistura a nível molecular. Sua caracterização, portanto, é feita utilizando modelos, lembrando que um espectro é uma combinação não linear de diversos espalhamentos produzidos na superfície pelas diferentes contribuições de distintos materiais (Brown e Cruikshank 1997). Geralmente as estruturas de absorção de gelos são devidas à transições vibracionais das moléculas nas redes, *lattices*, que é a forma macroscópica dos gelos. Transições rotacionais usualmente não acontecem já que as moléculas numa lattice não são livres de rodar, com poucas exceções.

Diversos fenômenos devem ser levados em conta na análise em detalhe de um espectro. Por exemplo: as transições de uma lattice não são as mesmas do que as da molécula isolada, os isótopos mais leves levarão à mudanças tanto no comprimento de onda quanto na largura das bandas<sup>2</sup> e, por fim, as transições de fase como, por exemplo, do H<sub>2</sub>O em forma amorfa passando para uma estrutura cristalina.

Concluindo, é possível dizer que a interpretação de um espectro não é uma tarefa simples. Contudo, as observações das superfícies do TNOs tem mostrado claras bandas de absorção que permitem uma boa indicação de sua mineralogia superficial. O primeiro TNO observado espectroscopicamente foi (15789) 1993 SC (Luu e Jewitt 1996b) o qual apresentou um espectro sem grandes estruturas e linear. Esse também foi o resultado para alguns dos primeiros objetos observados, como pode ser visto no trabalho de Barucci et al. (2004). Exceções são Plutão e Caronte. O primeiro tem claras bandas de CH<sub>4</sub> e o segundo tem uma superfície praticamente de gelo de água. Novos objetos similares a Plutão e Caronte têm começado a serem descobertos com o aumento das observações e os melhores telescópios.

As principais absorções encontradas nos espectros de TNOs na região do visível e NIR são de H<sub>2</sub>O, com bandas em aproximadamente 1.5 e 2.0  $\mu\text{m}$ . Também são encontradas bandas de CH<sub>4</sub> (1.65, 1.7 e 1.8  $\mu\text{m}$ ), CO<sub>2</sub> ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ), e existe evidência de algumas outras, tais como N<sub>2</sub>, e CH<sub>3</sub>OH. Foi também detectado gelo de água cristalino e amônia hidratado em (50000) Quaoar (Jewitt e Luu 2004). As bandas são em 1.65  $\mu\text{m}$ , H<sub>2</sub>O gelo cristalino, e próximo

---

<sup>2</sup>A frequência fundamental,  $\propto \lambda^{-1}$ , depende do inverso da massa reduzida da molécula.



de  $2.2 \mu\text{m}$ , amônio hidratado. A existência de gelo cristalino de água, implica que deve ter havido um evento de aquecimento em (50000) Quaoar, permitindo a transição de fase do gelo amorfo para gelo cristalino. Como isto deve ter ocorrido no interior do corpo e não em sua superfície, então é possível que tenha sido observada uma região de (50000) Quaoar que foi escavada recentemente por uma colisão ou por crio-vulcanismo. Seja qual for o processo que provocou a presença de gelo de água numa estrutura cristalina, este deve ter acontecido a pouco tempo já que esta estrutura é rapidamente “amorfisada” pelo intemperismo espacial.

Na tabela 4.1, adaptada de Barucci et al. (2006), estão resumidos os gelos encontrados nos diferentes TNOs. Na segunda coluna figuram as espécies e na terceira o telescópio utilizado na observação dos objetos. É interessante aqui notar que os telescópios utilizados para estas observações estão na faixa entre 4 e 10 m. Na última coluna figura a magnitude absoluta dos objetos.

Recentemente, tem-se modelado a composição superficial dos TNO com espectros entre  $0.5 - 2.5 \mu\text{m}$  (Boehnhardt et al. 2003, Dotto et al. 2003) com bons resultados. Sendo que uma superfície pode ser modelada a partir de uma mistura dos diversos gelos mencionados acima, compostos orgânicos, e silicatos. O albedo baixo dos TNO é modelado com carbono amorfo.

Tabela 4.1: Resumo de gelos encontrados em TNOs. A tabela foi adaptada de Barucci et al. (2006), exceto onde explicitamente indicado.

Objeto	Gelos	Telescópio	$H$
Tritão (Cruikshank et al. 2000)	$\text{H}_2\text{O}, \text{CH}_4, \text{CO}_2, \text{N}_2$	UKIRT	
Caronte	$\text{H}_2\text{O}$	HST	
(19308) 1999 TO <sub>66</sub>	$\text{H}_2\text{O}$	Keck	4.5
(20000) Varuna	$\text{H}_2\text{O}$	TNG	3.7
(26375) 1999 DE <sub>9</sub>	$\text{H}_2\text{O}$	Keck	4.7
(28978) Ixion	$\text{H}_2\text{O}?$	TNG	3.2
(38628) Huya	$\text{H}_2\text{O}?$	Subaru	4.7
(47171) 1999 TC <sub>36</sub>	$\text{H}_2\text{O}$	VLT	4.9
(50000) Quaoar	$\text{H}_2\text{O}, \text{NH}_3, \text{H}_2\text{O}$	Subaru	2.6
(55565) 2002 AW <sub>197</sub>	$\text{H}_2\text{O}?$	VLT	3.3
(55636) 2002 TX <sub>300</sub> (Licandro et al. 2006)	$\text{H}_2\text{O}$	TNG	3.3
(55638) 2002 VE <sub>95</sub>	$\text{H}_2\text{O}, \text{CH}_3\text{OH}$	VLT	5.3
(59358) 1999 CL <sub>158</sub> (Este trabalho)	$\text{CH}_4, \text{H}_2\text{O}?$	Gemini Norte	6.9
(90377) Sedna	$\text{CH}_4, \text{N}_2$	VLT	1.6
(90428) Orcus	$\text{H}_2\text{O}$	VLT	2.3
(134340) Plutão	$\text{CH}_4, \text{N}_2, \text{CO}$	HST	-0.7
(136108) 2003 EL <sub>61</sub>	$\text{H}_2\text{O}$	Keck	0.2
(136199) Eris	$\text{CH}_4$	Gemini Norte	-1.2
(136472) 2005 FY <sub>9</sub>	$\text{CH}_4$	WHT-TNG	-0.3

Para analisar os modelos de composição superficial o *collisional resurfacing* deve ser levado em conta. Foi comprovado em laboratório (Moore et al. 1983) que misturas de gelos,

depois de longos tempos de irradiação, podem reagir fazendo com que apareçam resíduos não voláteis vermelhos e escuros. É também importante ressaltar que a solução dos modelos não é única, mas permite colocar restrições sobre a possível composição superficial dos TNO, sendo a melhor aproximação até que sondas espaciais, como a *New Horizons*, cheguem à região trans-netuniana.

As observações e os processos mencionados acima dependem de diversos fatores. Um dos mais importantes é o tamanho dos objetos, o qual é um parâmetro complicado de ser obtido de forma direta. O tamanho pode fornecer importantes pistas sobre o grau de evolução colisional dos TNOs assim como também o tipo de gelos que se esperam encontrar em sua superfície. Por exemplo, no caso de Plutão que é suficientemente grande para manter uma tênue atmosfera de  $\text{CH}_4$  este poderia também ser encontrado na superfície na forma de gelo. Isto não aconteceria com Caronte já que sua gravidade superficial não é suficiente para reter a atmosfera.

## 4.2 Ocultação de Caronte

São poucos os TNOs para os quais se têm uma boa estimativa do tamanho. Entre estes vale mencionar (50000) Quaoar (Brown e Trujillo 2004) e (136199) Eris (Brown et al. 2006) e (134340) Plutão (Millis et al. 1993). Os dois primeiros têm sido observados com o *Hubble Space Telescope* obtendo-se diâmetros de 1260 e 2400 km para o primeiro e o segundo, respectivamente enquanto o diâmetro de (134340) Plutão foi medido numa ocultação estelar sendo este de 1180 km.

A distribuição de tamanhos pode ser estudada de forma análoga à estudada no caso dos ACOs (capítulo 3). Diferentes trabalhos estimam um índice próximo de 4 para objetos do cinturão clássico com diâmetros maiores do que 100 km. Objetos menores parecem ter um índice de 2.6 (Bernstein et al. 2004). Para uma análise mais detalhada ver Luu e Jewitt (2002) e as referências ali listadas.

Mas a função cumulativa de luminosidade e, conseqüentemente, a distribuição cumulativa de tamanhos, não é fácil de ser obtida. Isto porque os levantamentos seguem diferentes estratégias (Davies 2003): alguns procurando objetos grandes ou brilhantes em grandes regiões do céu, e outros objetos fracos, em regiões menores do céu. Portanto, um resultado definitivo ainda esta longe de ser obtido.

Com o intuito de medir o diâmetro de Caronte, o maior satélite de Plutão, foi observada

a ocultação de uma estrela, em 11 de Julho de 2005. Uma ocultação acontece quando um objeto do Sistema Solar atravessa a linha de visada entre o observador e uma estrela. Medindo a curva de luz da estrela antes, durante e depois do evento é possível obter com uma boa precisão o tamanho e a forma do objeto (Millis et al. 1989). Isto porque as estrelas estão suficientemente longe da Terra de forma que a luz que chega até o observador vem em feixes paralelos. Portanto, quando acontece uma ocultação, a seção eficaz da sombra projetada num plano perpendicular à linha da visada terá a forma e o tamanho aparente do objeto nesse momento.

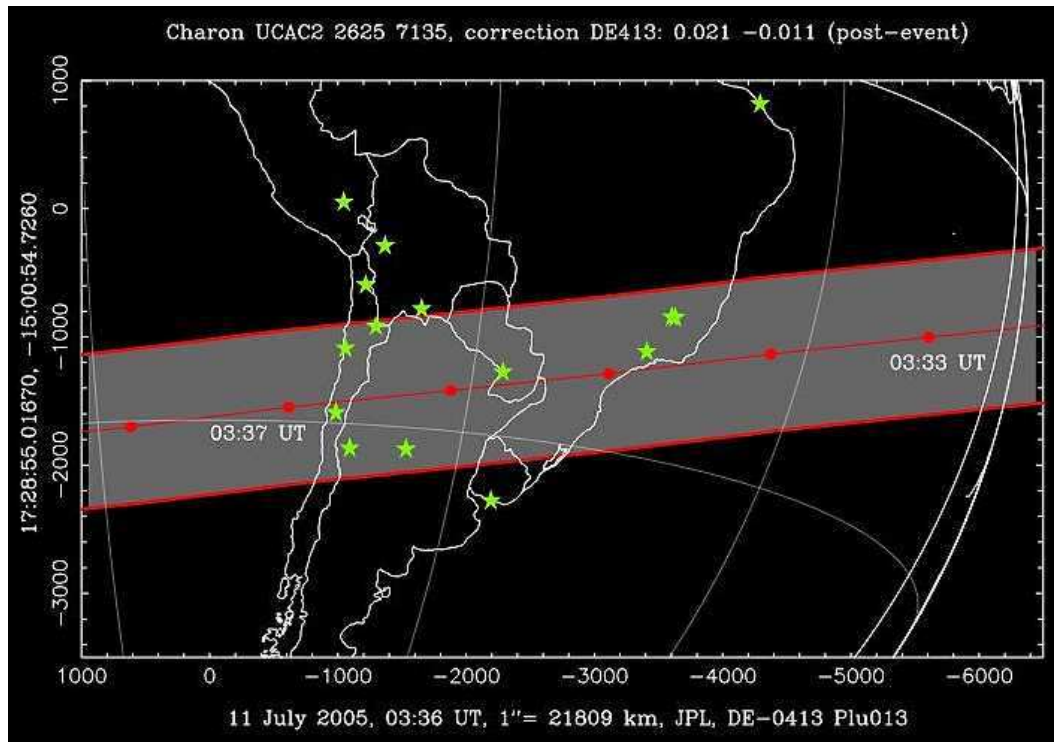


Figura 4.3: Caminho percorrido pela sombra de Caronte projetada sobre a Terra.

Uma rápida aproximação, embora não muito precisa, pode dar uma boa idéia do que acontece. Na Terra mede-se o tempo de duração da ocultação,  $\delta t$ . O objeto está a uma distância  $r$  do Sol em órbita circular, e seu movimento é bem conhecido, ou seja a velocidade linear,  $v_o$ , no momento da ocultação é bem conhecida. O tempo de duração da ocultação está diretamente relacionado com a distância percorrida pelo objeto durante o evento através da relação:

$$d = v_o \delta t. \quad (4.1)$$

Observando o evento de diferentes lugares obtém-se diversas cordas da sombra projetada do objeto sobre a Terra. Desta forma é possível mapear o limbo do objeto, obtendo não somente uma boa medida do tamanho, mas também da forma do objeto. Analisando em detalhe os

momentos do começo e final do evento, é também possível ver estruturas devidas à presença de uma atmosfera, em particular devida à refração.

O evento da ocultação de Caronte em 2005 foi previsto para ser observado de uma boa parte da América do Sul, incluindo a Argentina, a Bolívia, o Brasil, o Chile, o Uruguai e o Paraguai. No Brasil foram utilizados simultaneamente os telescópios de 1.6 e 0.6 m do Observatório do Pico dos Dias. Devido a diversos problemas, em geral más condições climáticas, a ocultação foi somente observada em San Pedro de Atacama - Chile, em Paranal - Chile e em El Leoncito - Argentina. Na figura 4.3 pode ser visto o caminho da sombra de Caronte projetada sobre a Terra, as estrelas em verde sendo os telescópios na região que participaram do projeto. As cordas observadas nos três telescópios de onde foi possível realizar a observação podem ser vistas no artigo a seguir.

As cordas não divergem muito da forma esférica para o plano de Caronte observado durante a ocultação. O raio computado de Caronte é  $r_C = (603.6 \pm 1.4)$  km. Assumindo-se uma simetria esférica, o volume é

$$V = \frac{4}{3}\pi r_C^3. \quad (4.2)$$

A massa do sistema Plutão-Caronte tem sido estimada como

$$M = M_P + M_C = (1.463 \pm 0.003) \times 10^{22} \text{ kg}, \quad (4.3)$$

onde  $M_P$  e  $M_C$  são as massas de Plutão e Caronte. O quociente de massas entre os objetos é

$$\frac{M_C}{M_P} = 0.121 \pm 0.006. \quad (4.4)$$

Combinando as duas equações temos:

$$\begin{aligned} M_P &= \frac{M_C}{0.121} \\ \Rightarrow M_C \left(1 + \frac{1}{0.121}\right) &= 1.463 \text{ kg} \\ \Rightarrow M_C &= (1.58 \pm 0.07) \times 10^{21} \text{ kg}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Juntando as equações 4.2 e 4.5, obtém-se a densidade  $\rho_C = 1.71 \pm 0.08 \text{ g cm}^{-3}$ . Notar que a maior parte do erro em  $\rho_C$  provém da estimativa da massa, já que o erro na determinação do raio é pequeno.

Antes da estrela ficar completamente ocultada, a luz desta vai atravessar, quando existir, a atmosfera do objeto. Quando isto acontece, a luz da estrela é refratada podendo, portanto, aparecer estruturas nas curvas de luz no começo e no final do evento. Desta forma,

a partir da curva de luz é possível se ter informação, ou impor limites, à presença de uma atmosfera no objeto através de modelagem (e.g., Brosch 1995). Na modelagem devem ser feitas suposições sobre o perfil de temperatura e a composição da atmosfera. No caso das observações realizadas em El Leoncito e Paranal não se teve evidência conclusiva sobre a presença de uma atmosfera. Entretanto, foi possível estabelecer valores máximos da pressão para dois casos simples. Primeiro: considerando a atmosfera composta de  $N_2$  e isotérmica, então a pressão máxima seria de 110 nanobar. Segundo: para uma atmosfera com gradiente de temperatura e composta de  $CH_4$ , então a pressão máxima seria de 15 nanobar. O último resultado está de acordo com a ausência de  $CH_4$  no espectro de Caronte, já que o metano não pode se solidificar nestas condições.

# Artigo

## CHARON'S SIZE AND AN UPPER LIMIT ON ITS ATMOSPHERE FROM A STELLAR OCCULTATION

*B. Sicardy, A. Bellucci, E. Gendron, F. Lacombe, S. Lacour, J. Lecacheux, E. Lellouch, S. Renner, S. Pau, F. Roques, T. Widemann, F. Colas, F. Vachier, R. Vieira Martins, N. Ageorges, O. Hainaut, O. Marco, W. Beisker, E. Hummel, C. Feinstein, H. Levato, A. Maury, E. Frappa, B. Gaillard, M. Lavayssière, M. Di Sora, F. Mallia, G. Masi, R. Behrend, F. Carrier, O. Mousis, P. Rousselot, A. Alvarez-Candal, D. Lazzaro, C. Veiga, A.H. Andrei, M. Assafin, D.N. da Silva Neto, C. Jacques, E. Pimentel, D. Weaver, J.-F. Lecampion, F. Doncel, T. Momiyama e G. Tancredi*

**Nature 439, 52-54 (2006)**

## LETTERS

## Charon's size and an upper limit on its atmosphere from a stellar occultation

B. Sicardy<sup>1,2</sup>, A. Bellucci<sup>1</sup>, E. Gendron<sup>1</sup>, F. Lacombe<sup>1</sup>, S. Lacour<sup>1</sup>, J. Lecacheux<sup>1</sup>, E. Lellouch<sup>1</sup>, S. Renner<sup>1</sup>, S. Pau<sup>1</sup>, F. Roques<sup>1</sup>, T. Widemann<sup>1</sup>, F. Colas<sup>3</sup>, F. Vachier<sup>3</sup>, R. Vieira Martins<sup>3,15</sup>, N. Ageorges<sup>4</sup>, O. Hainaut<sup>4</sup>, O. Marco<sup>4</sup>, W. Beisker<sup>5</sup>, E. Hummel<sup>5</sup>, C. Feinstein<sup>6</sup>, H. Levato<sup>7</sup>, A. Maury<sup>8</sup>, E. Frappa<sup>9</sup>, B. Gaillard<sup>10</sup>, M. Lavayssière<sup>10</sup>, M. Di Sora<sup>11</sup>, F. Mallia<sup>11</sup>, G. Masi<sup>11,12</sup>, R. Behrend<sup>13</sup>, F. Carrier<sup>13</sup>, O. Mousis<sup>14</sup>, P. Rousselot<sup>14</sup>, A. Alvarez-Candal<sup>15</sup>, D. Lazzaro<sup>15</sup>, C. Veiga<sup>15</sup>, A. H. Andrei<sup>15,16</sup>, M. Assafin<sup>16</sup>, D. N. da Silva Neto<sup>16</sup>, C. Jacques<sup>17</sup>, E. Pimentel<sup>17</sup>, D. Weaver<sup>18</sup>, J.-F. Lecampion<sup>19</sup>, F. Doncel<sup>20</sup>, T. Momiyama<sup>20</sup> & G. Tancredi<sup>21</sup>

Pluto and its satellite, Charon (discovered in 1978; ref. 1), appear to form a double planet, rather than a hierarchical planet/satellite couple. Charon is about half Pluto's size and about one-eighth its mass. The precise radii of Pluto and Charon have remained uncertain, leading to large uncertainties on their densities<sup>2</sup>. Although stellar occultations by Charon are in principle a powerful way of measuring its size, they are rare, as the satellite subtends less than 0.3 microradians (0.06 arcsec) on the sky. One occultation (in 1980) yielded a lower limit of 600 km for the satellite's radius<sup>3</sup>, which was later refined to 601.5 km (ref. 4). Here we report observations from a multi-station stellar occultation by Charon, which we use to derive a radius,  $R_C = 603.6 \pm 1.4$  km ( $1\sigma$ ), and a density of  $\rho = 1.71 \pm 0.08$  g cm<sup>-3</sup>. This occultation also provides upper limits of 110 and 15 ( $3\sigma$ ) nanobar for an atmosphere around Charon, assuming respectively a pure nitrogen or pure methane atmosphere.

Charon occulted the 15th magnitude star UCAC2 26257135 on 11 July 2005, as initially predicted by D. Herald (personal communication). Charon's occultation shadow swept South America, where some of the largest telescopes in the world were available. Table 1 provides the timing of the occultation at three stations, yielding kilometre-level accuracy on the length of the occultation segments (or 'chords') at each station, using Charon's shadow velocity. We performed circular fits to the chord extremities (the three red segments in Fig. 1), the three free parameters being the two coordinates of Charon's centre and its radius. The chord extremities were weighted according to the uncertainties in the occultation times, converted into radial uncertainties, perpendicular to Charon's limb. The best fit yields a standard radial deviation of 1.1 km, and a  $\chi^2$  value per degree of freedom of 0.85 (Table 2), indicating a satisfactory fit. The corresponding radius of Charon is  $R_C = 603.6 \pm 1.4$  km (formal  $1\sigma$  error), assuming that the limb is circular, that is, that there are only three free parameters to adjust.

Our data do not reveal significant departures from circularity. Although elliptical fits do improve the residuals, they also reduce the number of degrees of freedom of the fit, by adding the oblateness and

ellipse orientation as free parameters. This eventually worsens the  $\chi^2$  per degree of freedom (Table 2), but also increases the formal error bar on  $R_C$  from 1.4 to 5 km. We obtain a  $1\sigma$  upper limit of  $8 \times 10^{-3}$  for the limb oblateness, fifty times larger than the value expected for a slow 6.4-day rotator in hydrostatic equilibrium. Furthermore, local topographic features might alter our determination of  $R_C$  by a few kilometres. Larger features (height >10 km) are not expected to occur, as they should relax over geologic timescales owing to the structural weakness of methane and nitrogen ices<sup>5</sup>. Also, our measurements apply to Charon's shape projected in the instantaneous plane of the sky, with no access to other planes. All considered, however, the global uncertainty on  $R_C$  should be smaller than 5 km. Finally, in the presence of a tenuous atmosphere, the stellar rays would be refracted towards the Earth, resulting in a shadow slightly reduced compared to Charon's body (see below).

Our result comes after two decades of extensive discussions on Charon's radius<sup>6</sup>. The values derived from the mutual events—occultations and eclipses of Pluto by Charon and vice versa—observed in the 1980s range from  $R_C = 590 \pm 5$  km, to  $592 \pm 13$  km,  $611 \pm 30$  km and  $627 \pm 21$  km (refs 7, 8, 9 and 10, respectively,  $1\sigma$  error bars), assuming a semimajor axis of 19,599 km for Charon. They are thus all within  $1.2\sigma$  of our value (except for the first value, at  $2.7\sigma$ ). Their differences mainly reflect the use of different data sets, and in some cases, of different modelling (albedo features or limb darkening).

A recent, improved orbit for Charon includes observations with the Hubble Space Telescope<sup>2,11,12</sup>, besides older measurements made since 1978. The physical parameters used for this orbit are, among others (R. A. Jacobson, personal communication): total mass of the system  $M = (1.463 \pm 0.0033) \times 10^{22}$  kg, mass ratio Charon/Pluto  $f = 0.121 \pm 0.006$ , semimajor axis  $a = 19,599.0 \pm 15$  km. This provides Charon's mass  $m_C = (1.58 \pm 0.07) \times 10^{21}$  kg, where most of the error bar comes from the uncertainty on  $f$ . Combining this mass with our value of  $R_C$  yields Charon's density  $\rho_C = 1.71 \pm 0.08$  g cm<sup>-3</sup>, where most of the error bar comes from the uncertainty on Charon's mass, as its volume is now accurately

<sup>1</sup>Observatoire de Paris, LESIA, 92195 Meudon cedex, France. <sup>2</sup>Université Pierre et Marie Curie, 75252 Paris cedex 5, France. <sup>3</sup>Observatoire de Paris, IMCCE, 75014 Paris, France. <sup>4</sup>European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile. <sup>5</sup>International Occultation Timing Association, European Section, 30459 Hannover, Germany. <sup>6</sup>Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Observatorio Astronómico & Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET, Paseo del Bosque 1900 La Plata, Argentina. <sup>7</sup>Complejo Astronómico, El Leoncito, CP J5402DSP, San Juan, Argentina. <sup>8</sup>Gene Shoemaker Observatory, Casilla 21, San Pedro de Atacama, Chile. <sup>9</sup>Planétarium de Saint-Etienne, 42100 Saint-Etienne, France. <sup>10</sup>Association des Utilisateurs de Détecteurs Electroniques (AUDE), France, c/o F. Colas, 45, Av. Reille, 75014 Paris, France. <sup>11</sup>Campo Catino Austral Observatory, Casilla 21, San Pedro de Atacama, Chile. <sup>12</sup>Università di Tor Vergata di Roma, Via della Ricerca Scientifica n.1, 00133, Rome, Italy. <sup>13</sup>Observatoire de Genève, CH-1290 Sauverny, Switzerland. <sup>14</sup>Observatoire de Besançon, BP1615, 25010 Besançon cedex, France. <sup>15</sup>Observatório Nacional, 20921-400, Rio de Janeiro, Brazil. <sup>16</sup>Observatório do Valongo/UFRJ, CEP 20080-090, Rio de Janeiro, Brazil. <sup>17</sup>Observatório CEAMIG-REA, CEP 31545-120, Belo Horizonte, MG, Brazil. <sup>18</sup>Observatório Astronómico Christus, Universidade de Fortaleza, rua João Carvalho, 630, CEP 60140-140 Fortaleza, Brazil. <sup>19</sup>Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers, 33270 Floirac, France. <sup>20</sup>Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Asunción 2169, Paraguay. <sup>21</sup>Observatorio Astronómico Los Molinos, Facultad de Ciencias, 11400 Montevideo, Uruguay.

**Table 1 | Circumstances of observations for the 11 July 2005 Charon occultation**

Site*	Telescope, cycle time, effective wavelength	Latitude, longitude, altitude	Disappearance†, re-appearance‡ (h:min:s, UT, 11 July 2005)	Shadow velocity (km s <sup>-1</sup> )
San Pedro de Atacama	'Campo Catino Austral Telescope' (0.5 m), 0.716 s, 0.65 μm	68° 10' 48.2" W, 22° 57' 08.4" S, 2,410 m	03:36:20.98 ± 0.18, 03:36:28.30 ± 0.30	21.347, 21.347
Paranal	'Yepun' VLT (8.2 m), 0.2 s, 2.2 μm	70° 24' 07.9" W, 24° 37' 31.0" S, 2,635 m	03:36:18.09 ± 0.04, 03:36:55.40 ± 0.05	21.345, 21.345
El Leoncito	'Jorge Sahade Telescope' (2.15 m), 1 s, 0.7 μm	69° 17' 44.9" W, 31° 47' 55.6" S, 2,492 m	03:36:15.03 ± 0.16, 03:37:02.98 ± 0.08	21.317, 21.317

\* We attempted observations of the Charon occultation from Argentina, Bolivia, Brazil, Chile, Paraguay and Uruguay. Owing to weather conditions or technical problems, not all the stations recorded the event. The present paper is based on data gathered at San Pedro de Atacama (Chile), at Cerro Paranal (Chile) with the Very Large Telescope (VLT) of the European Southern Observatory, and at El Leoncito (Argentina), listed here. Whereas observations at both San Pedro and El Leoncito were made with fast broadband visible CCD, the Paranal observations were achieved with the NACO adaptive optics camera using a K<sub>s</sub> band filter (2.2 μm). In the latter case, we were able to resolve the Pluto/Charon pair, with the two objects separated by 0.89 arcsec during the occultation. Beyond the three stations listed above, the occultation was also observed from La Silla (Chile) with the 1.2-m swiss telescope in drift scan mode, but at irregular speed, making the use of the light curve impossible in this paper. We furthermore obtained data from Asunción (Paraguay) with a 0.45-m telescope and a broadband CCD detector. Owing to their large cycle time (7 s), however, these data are not included in this analysis. Images were finally acquired at the CEAMIG-REA 0.3-m telescope in Belo Horizonte (Brazil), under partly cloudy conditions and with poor signal-to-noise ratio, making this data set unusable for the present analysis.

† The disappearance and reappearance times are obtained by fitting an abrupt edge shadow to the light curves, after convolving the shadow by Fresnel diffraction, stellar diameter (0.42 km projected at Charon) and finite integration time of the instrument. The error bars on the timings are 1σ level (68.3% confidence level) provided by those fits.

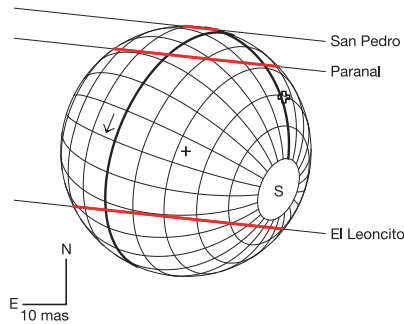
determined. This is true as long as the uncertainty on  $R_C$  remains smaller than 10 km, a safe margin, as discussed earlier.

Comparison with Pluto's density is problematical, however, as the planet radius is not so accurately determined. Owing to refraction by Pluto's atmosphere, occultation determination of Pluto's radius,  $R_P$ , still depends on atmospheric models<sup>13</sup>. An upper limit of  $R_P = 1,195 \pm 5$  km is given by occultations<sup>14</sup>, while a lower limit of  $R_P = 1,151 \pm 6$  km is provided by mutual events<sup>6</sup>. Combining these results with Pluto's mass, derived from the quantities above, yields Pluto's density in the range 1.8–2.1 g cm<sup>-3</sup> (ref. 2), where most

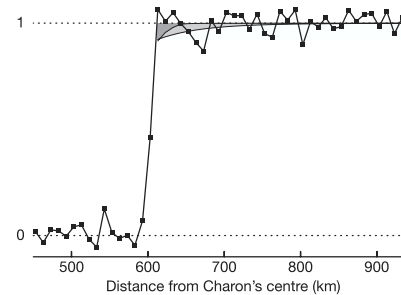
of the uncertainty now comes from Pluto's radius  $R_P$ , not from its mass. However, our results tighten the difference between Pluto's density and Charon's, as the latter was previously estimated<sup>2</sup> to lie in the interval 1.4–1.8 g cm<sup>-3</sup>.

These ranges for Pluto's and Charon's densities are in good agreement with current structural models<sup>15</sup>, which produce baseline densities of 1.85 g cm<sup>-3</sup> and 1.75 g cm<sup>-3</sup> for Pluto and Charon, respectively. They indicate a slightly higher rock versus ice fraction on Pluto (0.65) than on Charon (0.55–0.60). Our improved density for Charon, however, cannot distinguish differentiated and undifferentiated states of the satellite. In the framework of the giant impact model for the origin of Pluto and Charon, similar densities for the two bodies favour the scenario in which Charon is formed intact, as opposed to being accreted from a disk orbiting Pluto<sup>16</sup>.

Note that there is now a possibility of improving these numbers by re-analysing the mutual events of the 1980s, using the value of Charon's radius derived here, plus the improved orbital parameters quoted above, in order to get a more accurate value for  $R_P$ . This



**Figure 1 | Measuring Charon's radius.** Charon's aspect on 11 July 2005, with celestial north up and east left, using the values in Table 2. The scale in milli-arcsec (mas) is shown, with one mas corresponding to 21.809 km projected at Charon. The thicker meridian is the origin of longitudes on Charon, that is, the meridian always facing Pluto, as the satellite is locked in a synchronous orbit. The thicker parallel is the equator. Charon's south pole (S) follows the IAU definition, the arrow indicating the satellite rotation. The star trajectories relative to Charon, as observed from San Pedro, Paranal and El Leoncito, are shown as black lines, the red parts corresponding to the segments where the star was occulted by Charon. A circular fit to these chords yields a radius of  $603.6 \pm 1.4$  km (1σ) for Charon. The thick cross marks the expected location of Charon's centre, using the DE413/PLU013 Charon ephemeris, and the ICRF/J2000 star position given in Table 2. The thin cross is the centre of the circular fit, showing that Charon's DE413/PLU01 position must be corrected by  $\Delta\alpha\cos(\delta) = +22 \pm 11$  mas (towards the east) and  $\Delta\delta = -12 \pm 11$  mas (towards the south), where the error bars come from the uncertainties on the star position. This offset is mostly attributable to an error on Pluto's barycentric DE413 ephemeris, rather than to an offset of Charon's PLU013 ephemeris around Pluto. In fact, adaptive optics images taken with the NACO/VLT camera at Paranal show that Charon is at only 4 mas from its calculated position relative to Pluto, an effect that could be entirely due to photocentre displacements caused by albedo features on Pluto and/or Charon.



**Figure 2 | Limit on Charon's atmosphere.** The stellar flux from Leoncito and Paranal before and after the occultation has been rebinned in intervals of 10 km in radial distance from Charon's centre. The two data sets have then been averaged with weights taking into account their respective noise levels, resulting in the light curve shown here (black squares connected by a line). The values have been normalized between zero (no stellar flux) and unity (full stellar flux), as indicated by the dotted lines. Two examples of atmospheric models are shown superimposed on the data. Light grey model: expected drop of signal with an isothermal N<sub>2</sub> atmosphere at  $T = 56$  K, with a pressure of  $p_s = 110$  nbar at Charon's surface. Dark grey model: effect of a CH<sub>4</sub> atmosphere with  $T = 56$  K and  $p_s = 15$  nbar at the surface, with  $T$  increasing to 100 K near 20 km above the surface, thus mimicking Pluto's atmosphere temperature profile. These models illustrate upper limits of detection (at 3σ level) that we can obtain on a putative atmosphere for Charon.



**Table 2 | Fits to the occultation chords**

Site	$f^*$ (km)	$g^*$ (km)	Latitude <sup>†</sup> of suboccultation point (deg.)	Radial residual (km)		
				Circular fit, $\epsilon = 0$ fixed	Elliptical fit, $P$ fixed	Elliptical fit, $P$ free
San Pedro, disappearance	+327.1	+325.0	06.9 N	+0.26	+0.40	+0.31
San Pedro, re-appearance	+482.6	+341.6	19.1 N	-0.84	-0.75	-0.92
Paranal, disappearance	+28.7	+147.6	20.5 S	-0.14	-0.22	-0.08
Paranal, re-appearance	+820.6	+232.5	44.2 N	+0.28	+0.07	+0.11
El Leoncito, disappearance	-2.8	-636.7	52.7 S	+2.45	+1.93	+0.26
El Leoncito, re-appearance	+1,013.5	-527.6	33.2 N	-0.60	-0.25	-0.07
Free parameters				Best-fit values		
Charon's radius, $R_C$ (km)				603.6	603.1	603.4
Offset <sup>‡</sup> in right ascension, $f_c$ (km)				472.7	472.4	+471.9
Offset <sup>‡</sup> in declination, $g_c$ (km)				-261.0	-260.8	+261.8
Oblateness, $\epsilon$				0, fixed	$-1.5 \times 10^{-3}$	$-2 \times 10^{-3}$
North pole position angle, $P$ (deg.)				67.6, fixed	67.6, fixed	+33.3
$\chi^2$ per degree of freedom <sup>§</sup>				0.85	1.10	1.67

\* The timings of Table 1 provide the star position relative to Charon's expected centre, using the DE413/PLU013 Charon ephemeris (<http://ssd.jpl.nasa.gov>). This position is projected in the plane of the sky, in km, where  $f$  is the relative position in right ascension, positive if the star is east of Charon's centre, and  $g$  is the relative position in declination, positive if the star is north of Charon's centre. We used the following ICRF/J2000 star position:  $\alpha = 17\text{ h }28\text{ min }55.0167\text{ s}$  and  $\delta = -15^\circ 00' 54.726''$ , with typical uncertainties of 11 mas, measured at the 60-cm reflector of Pico dos Dias (Laboratório Nacional de Astrofísica, Brazil), and at the meridian refractor of Bordeaux Observatory (France).

<sup>†</sup> The latitudes of the suboccultation points on Charon are derived using a north pole position angle of  $P = 67.6^\circ$  with respect to the J2000 celestial north, and a sub-Earth latitude of  $B = -34.2^\circ$ .

<sup>‡</sup> This offset is the position of Charon's centre obtained from the fit (thin cross in Fig. 1), relative to Charon's centre expected from the adopted star position and the DE413/PLU013 ephemeris (thick cross in Fig. 1).

<sup>§</sup> The number of degrees of freedom is the number of data points (here  $N = 6$ ) minus the number of free parameters:  $M = 3$ ,  $M = 4$  or  $M = 5$ , depending on whether the fit is circular, elliptical with  $P$  fixed, or elliptical with  $P$  free, respectively. The quantity minimized in the fits is  $\chi^2 = \sum_{i=1}^N (r_{i,\text{obs}} - r_{i,\text{calc}})^2 / \sigma_i^2$ , where  $r_{i,\text{obs}}$  (resp.  $r_{i,\text{calc}}$ ) is the distance of the observed (resp. calculated)  $i$ th point to the shadow centre, and  $\sigma_i$  is the  $1\sigma$  uncertainty on  $r_{i,\text{obs}}$ .

would have important consequences for better constraining not only Pluto's density, but also the Pluto atmosphere models, through a reassessment of occultation observations.

Our data also set an upper limit for a putative atmosphere for Charon. By combining the stellar fluxes observed at the Paranal and El Leoncito observatories, we derive a synthetic light curve, as shown in Fig. 2. The effect of an atmosphere depends on the surface pressure, the nature of the gas and the temperature profile. We assumed two cases. One is that of an isothermal nitrogen ( $\text{N}_2$ ) atmosphere at  $T_s = 56\text{ K}$ , the recently estimated mean dayside Charon surface temperature<sup>17</sup>. The other is a pure methane ( $\text{CH}_4$ ) atmosphere, with a temperature increasing from 56 K at the surface to 100 K above 20 km, due to solar heating, as is the case for Pluto's atmosphere<sup>14</sup>. The two cases indicate upper limits of 110 and 15 nbar ( $3\sigma$ ), respectively, with corresponding upper limits of 4.1 and 1.3 cm amagat for the vertical column densities. Limits obtained from the 1980 Charon stellar occultation were about two and ten times larger for  $\text{N}_2$  and  $\text{CH}_4$ , respectively<sup>4</sup>. Note that in the limiting cases presented here, refraction of stellar rays by the atmosphere would cause a reduction of Charon's shadow radius by about 10 km, when compared to the actual radius,  $R_C$ . Consequently, if an atmosphere is detected at those levels in the future, such effects should be considered when deriving  $R_C$ .

The very low upper limit for an atmosphere around Charon is not surprising, given estimates of escape rates<sup>14</sup>. The upper limit we derive for a pure methane atmosphere is also consistent with the absence of a  $\text{CH}_4$  ice signature in its near-infrared spectrum<sup>18</sup>. In fact, a 15 nbar  $\text{CH}_4$  atmosphere is in equilibrium with  $\text{CH}_4$  ice at 41 K, much less than the 56 K quoted above. Methane ice could still be present in restricted, colder, regions of the surface. For  $\text{N}_2$ , a 110 nbar atmosphere would imply an even lower equilibrium temperature ( $T < 31\text{ K}$ ), requiring that  $\text{N}_2$  ice be confined at best to high northern latitudes and/or to permanently shadowed regions of the satellite. The same is true for other candidates, like CO, which would require temperatures as low as 35 K.

Received 2 September; accepted 17 October 2005.

- Christy, J. W. & Harrington, R. S. The satellite of Pluto. *Astron. J.* **83**, 1005–1008 (1978).

- Olkin, C. B., Wasserman, L. H. & Franz, O. G. The mass ratio of Charon to Pluto from Hubble Space telescope astrometry with the fine guidance sensors. *Icarus* **164**, 254–259 (2003).
- Walker, A. R. An occultation by Charon. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192**, 47P–50P (1980).
- Elliot, J. L. & Young, L. A. Limits on the radius and a possible atmosphere of Charon from its 1980 stellar occultation. *Icarus* **89**, 244–254 (1991).
- Stern, S. A. The Pluto-Charon system. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 185–233 (1992).
- Tholen, D. J. & Buie, M. W. in *Pluto and Charon* (eds Stern, S. A. & Tholen, D. J.) 193–219 (Univ. Arizona Press, Tucson, 1997).
- Reinsch, K., Burwitz, V. & Festou, M. C. Albedo maps of Pluto and improved physical parameters of the Pluto-Charon system. *Icarus* **108**, 209–218 (1994).
- Tholen, D. J. & Buie, M. W. Further analysis of the Pluto-Charon mutual event observations. *Bull. Am. Astron. Soc.* **22**, 1129 (1990).
- Buratti, B. J. et al. Modeling Pluto-Charon mutual events. II. CCD observations with the 60 in. telescope at Palomar Mountain. *Astron. J.* **110**, 1405–1419 (1995).
- Young, E. F. & Binzel, R. P. A new determination of radii and limb parameters for Pluto and Charon from mutual events lightcurves. *Icarus* **108**, 219–224 (1994).
- Null, G. W. & Owen, W. M. Jr Charon/Pluto mass ratio obtained with HST CCD observations in 1991 and 1993. *Astron. J.* **111**, 1368–1381 (1996).
- Tholen, D. J. & Buie, M. W. The orbit of Charon. I. New Hubble Space Telescope observations. *Icarus* **125**, 245–260 (1997).
- Stansberry, J. A., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., Yelle, R. V. & Hunten, D. M. Mirages and the nature of Pluto's atmosphere. *Icarus* **111**, 503–513 (1994).
- Yelle, R. V. & Elliot, J. L. in *Pluto and Charon* (eds Stern, S. A. & Tholen, D. J.) 347–390 (Univ. Arizona Press, Tucson, 1997).
- McKinnon, W. B., Simonelli, S. P. & Schubert, G. in *Pluto and Charon* (eds Stern, S. A. & Tholen, D. J.) 295–343 (Univ. Arizona Press, Tucson, 1997).
- Canup, R. M. A giant impact origin of Pluto-Charon. *Science* **307**, 546–550 (2005).
- Gurwell, M. A. & Butler, B. J. Sub-arcsec scale imaging of the Pluto/Charon binary system at 1.4 mm. *Bull. Am. Astron. Soc.* **37**, 743 (2005).
- Dumas, C., Terrile, R. J., Brown, R. H., Schneider, G. & Smith, B. A. Hubble Space Telescope NICMOS spectroscopy of Charon's leading and trailing hemispheres. *Astron. J.* **121**, 1163–1170 (2001).

**Acknowledgements** We thank the Conseil Scientifique of the Paris Observatory and the Programme National de Planétologie for supporting part of the observations of this event in South America.

**Author Information** Reprints and permissions information is available at [npg.nature.com/reprintsandpermissions](http://npg.nature.com/reprintsandpermissions). The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to B.S. ([bruno.sicardy@obspm.fr](mailto:bruno.sicardy@obspm.fr)).

### 4.3 Trans-netunianos instáveis

Analisando a densidade de TNOs, nota-se uma queda entre 40 e 43 UA em relação à região entre 43 e até 48 UA (figura 4.4). Esta queda poderia ser explicada mediante o efeito de

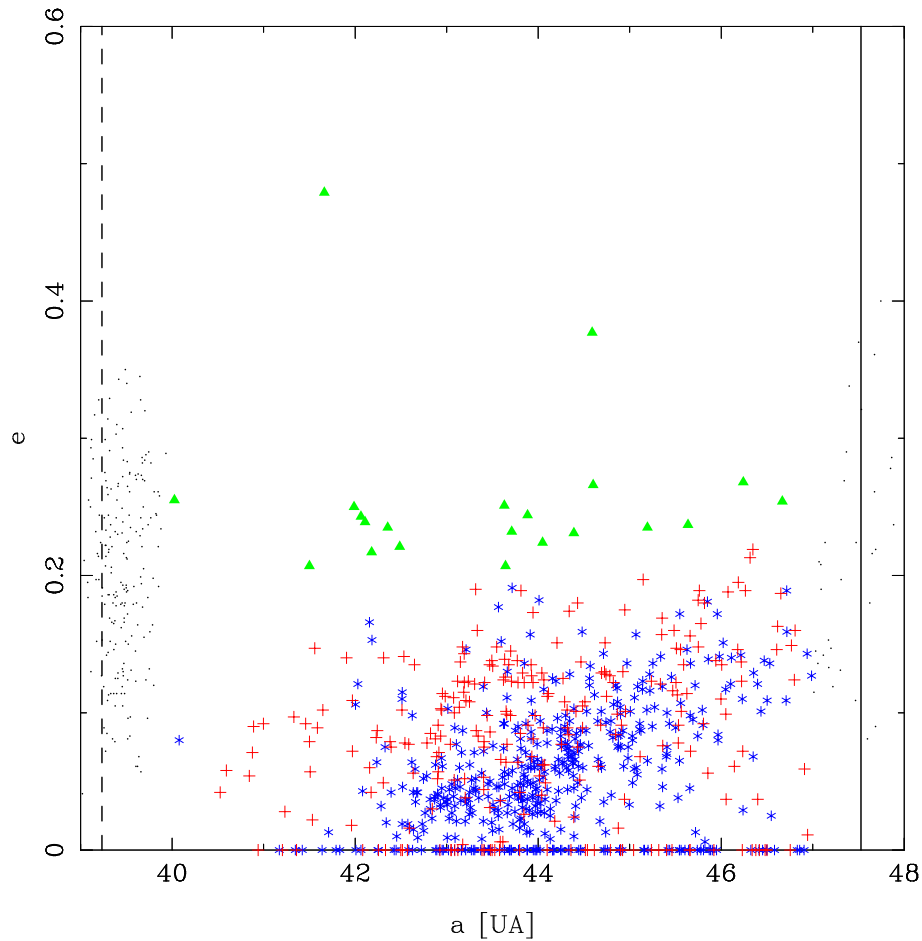


Figura 4.4: Região entre 39 e 48 UA, notar a diferente densidade de objetos entre a região 40 – 43 UA e 43 – 48 UA. Os símbolos azuis representam objetos clássicos frios enquanto os vermelhos representam os quentes. Os objetos ressonantes são representado por pontos pretos e os objetos dispersados aparecem em cor verde. As ressonâncias 3:2 e 1:2 estão representadas com linha tracejada e linha cheia, respectivamente.

ressonâncias agindo nessa região o que provocaria um aumento na excentricidade dos objetos podendo levar a encontros próximos com Netuno. Este último então enviaria estes objetos para fora do Sistema Solar.

Contudo, a região não é totalmente despovoada. Tentando entender os mecanismos que provocariam a queda na densidade, Jones et al. (2006) estudaram a dinâmica da região integrado 300 partículas uniformemente distribuídos entre  $40 \leq a < 43$  UA,  $e < 0.2$  e

$I < 10^\circ$ . Note que a condição  $e < 0.2$  evita condições iniciais que levariam a encontros próximos com Netuno. Estes autores encontraram que o número de objetos reais que existem na região é maior do que o previsto pelo modelo. A hipótese proposta foi de que esses objetos estariam capturados em pequenas ilhas de estabilidade. Porém, segundo Jones et al. (2005), vários dos objetos estão em órbitas instáveis o que indicaria que algum mecanismo externo estaria *alimentando* a região. Este mecanismo poderia ser o das colisões entre TNOs.

Uma forma de testar esta possibilidade seria a de observar os TNOs nesta região e que tenham órbitas instáveis. O objetivo seria então de procurar por evidências de colisões recentes nestes objetos e a mais clara seria a de encontrar gelos no seu espectro. A hipótese de trabalho seria então de que esses gelos estariam expostos devido a alguma colisão recente que quebrou a crosta do TNO. Isto foi feito para o objeto com a órbita mais instável nessa região (59358) 1999 CL<sub>158</sub> (M. Melita, comunicação pessoal).

### 4.3.1 Observação e redução

(59358) 1999 CL<sub>158</sub>, no que segue apenas CL158, foi observado no telescópio de 8 m Gemini Norte, com o imageador e espectrógrafo no infra-vermelho próximo (NIRI), entre os dias 6 e 17 de fevereiro de 2006. A observação foi realizada com a câmera f6, usando o grisma H e uma fenda de 6 píxeis de abertura, orientada na direção do movimento aparente do objeto. O intervalo espectral nesta configuração instrumental é  $1.40 - 1.90 \mu\text{m}$ . No momento da observação a magnitude visual aparente do objeto foi de 22.3.

É importante notar de que o céu domina a emissão na banda H, mesmo com tempos de exposição curtos. É, portanto, necessário separar a observação em várias exposições menores, evitando assim a saturação do detector CCD. No caso de CL158 a observação foi separada em exposições de 150 segundos. Mesmo assim, a emissão do céu ainda é maior do que o fluxo do objeto sendo crítica sua eliminação. Para elimina-lo, as observações foram feitas seguindo um padrão de *dithering*, ou seja, em série de dez exposições com o objeto em diferentes posições sobre a fenda, denominadas  $a, b, c, d, e, f, g, h, i, j$ . Para otimizar a observação a ordem seguida foi  $a, f, b, g, c, h, d, i, e, j$ , escolhida de forma de manter uma distância constante entre os pares de imagens  $a$  e  $f$ ,  $b$  e  $g$ , etc, o que foi de grande ajuda na hora de eliminar a emissão do céu.

Tabela 4.2: Distribuição das observações por dia.

Dia (fevereiro 2006)	Número de observações
06	20
15	20
16	40
17	34

Em total 114 observações de 150 s cada uma foram efetuadas nos 4 dias, e sua distribuição pode ser vista na tabela 4.2. Entretanto, não todas as imagens foram utilizáveis. Sistemáticamente a primeira exposição de cada sessão de 20 teve que ser descartada por motivos técnicos. Outras imagens foram descartadas por falhas. O número final de imagens utilizadas foi 91, isso acarretando que o objeto somente foi observado durante 3 h 47 m 30 s, quando o tempo total estimado tinha sido de 6 h 36 m.

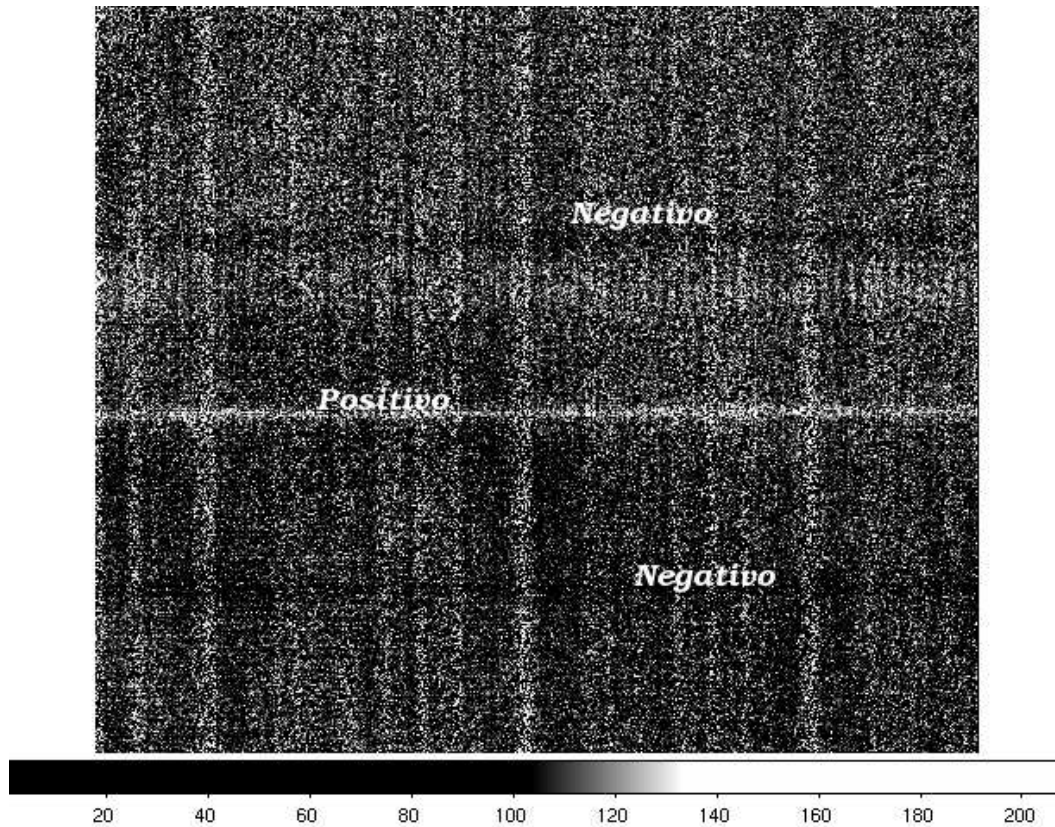


Figura 4.5: Espectro combinado de CL158. No centro da imagem aparece o espectro formado pela soma das 91 imagens. Em ambos os lados do espectro positivo aparecem os negativos do espectro do objeto.

Na redução foi seguido o procedimento padrão para imagens espectroscópicas do NIRI. Foi utilizado o software de tratamento de imagens IRAF, particularmente as tarefas externas *gemini*. Em resumo, os passos da redução são cálculo de FLAT-FIELD usando *nsflat*, correção pela contribuição do céu e pelo FLAT-FIELD usando *nsreduce*. A subtração do céu foi feita tomando as imagens em pares que fossem o mais próximo possível no tempo, para evitar grandes variações na massa de ar, e com a maior separação possível entre as posições sobre a fenda, para identificar com maior facilidade os espectros. Por exemplo, as

duas primeiras exposições são  $a$  e  $f$ , então as imagens corrigidas tanto de FLAT-FIELD quanto pela contribuição do céu são

$$\begin{aligned} a' &= \frac{a-f}{\text{FLAT-FIELD}} \\ f' &= \frac{f-a}{\text{FLAT-FIELD}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

onde as imagens marcadas com ' são as corrigidas. O passo seguinte foi combinar, com o correspondente offset, as 91 imagens. Isto foi feito com a tarefa `imcombine`, gerando a imagem de saída dada na figura 4.5. No meio desta figura tem-se a imagem positiva e a negativa em ambos os lados desta para cima e para baixo. Em seguida, foi feita a extração do espectro e sua calibração em comprimento de onda.

Procedeu-se então à divisão pelo espectro de uma estrela análoga solar, observada próxima ao objeto e reduzida da mesma maneira. Duas estrelas do tipo G2V foram observadas como parte das calibrações do programa: 35377, da lista de estrelas do observatório Gemini, e SA 102-1081 (Landolt 1992). Uma comparação entre os espectros das estrelas mostrou que estas não diferem muito entre si. Optou-se pela segunda para fazer a divisão, por esta ter um sinal-ruído maior. O tempo total de integração da estrela foi de 9 s.

O espectro final de CL158 pode ser visto na figura 4.6. Note que o espectro não é normalizado e que alguns canais têm valores do fluxo negativo. Isto é oriundo da extração do céu, provavelmente, devido a sua não uniformidade. Como pode ser visto na figura, o sinal-ruído do espectro é baixo. Visando melhorá-lo um pouco, este foi mediado num fator 16, atribuindo-se a cada *bin* o valor médio do fluxo neste. Isto implica num aumento de um fator 4 no S/N e o espectro final é dado na figura 4.7.

### 4.3.2 Análise

O espectro de CL158 apresenta algumas estruturas. A maior parte destas estão associadas à fortes absorções da atmosfera, por exemplo, além de  $1.8 \mu\text{m}$  e antes de  $1.5 \mu\text{m}$  (McCord e Clark 1979). Entretanto, na região entre  $1.5 - 1.8 \mu\text{m}$  a atmosfera é transparente e as estruturas encontradas nessa região devem ser reais.

Uma das estruturas está aproximadamente em  $1.55 \mu\text{m}$  e poderia estar relacionada com bandas de gelo de água, mas a detecção não é clara. Na figura 4.8–esquerda é feita uma comparação entre o espectro de CL158 e de outros objetos nos quais foi detectado gelo de água. Como pode ser visto, não se têm evidências sobre a sua presença em CL158.

A estrutura mais interessante que aparece no espectro é aquela centrada em aproximadamente  $1.7 \mu\text{m}$ . Como mencionado acima, o gelo de  $\text{CH}_4$  apresenta três bandas de absorção nessa região do espectro em  $1.65$ ,  $1.70$  e  $1.79 \mu\text{m}$ , aproximadamente. Na figura 4.8–direita

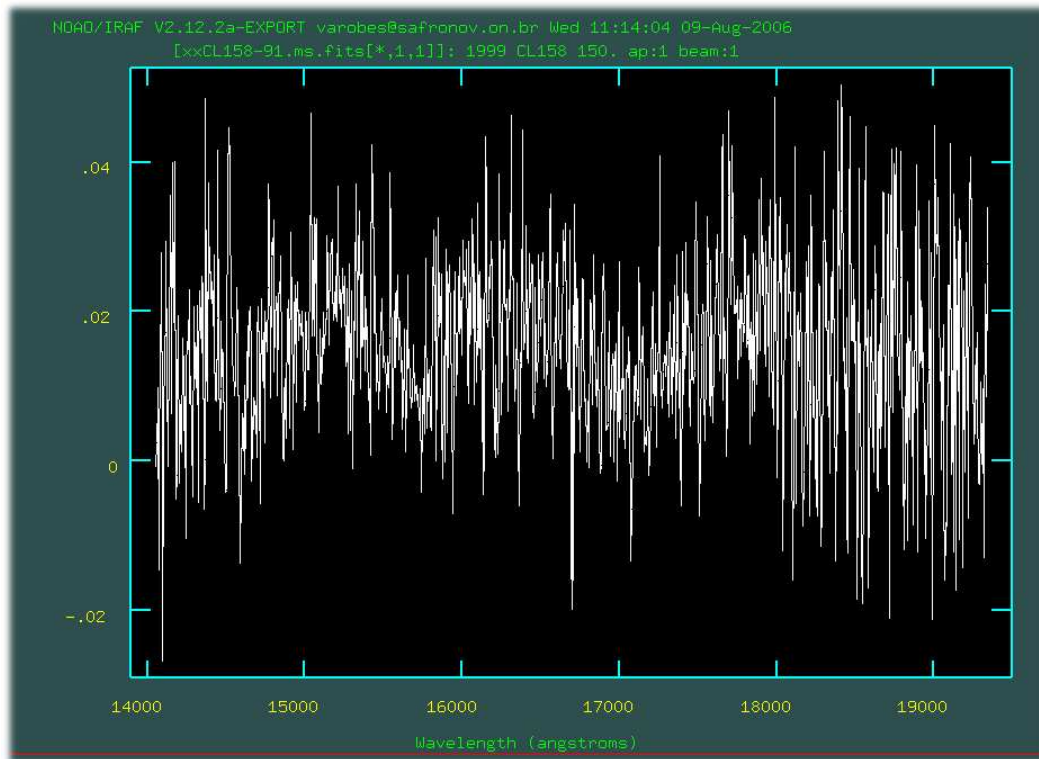


Figura 4.6: Espectro extraído e dividido pela análoga solar, não normalizado.

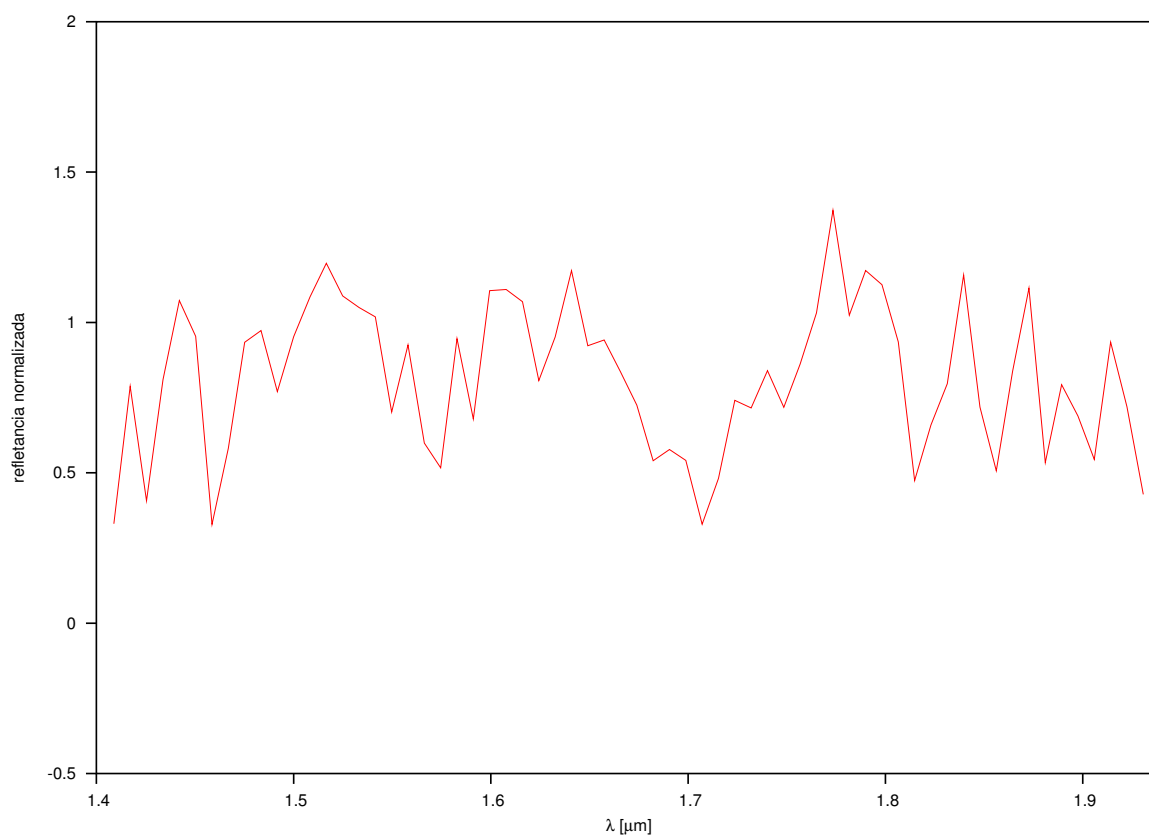


Figura 4.7: Espectro final, com um *rebineado* de 16:1.

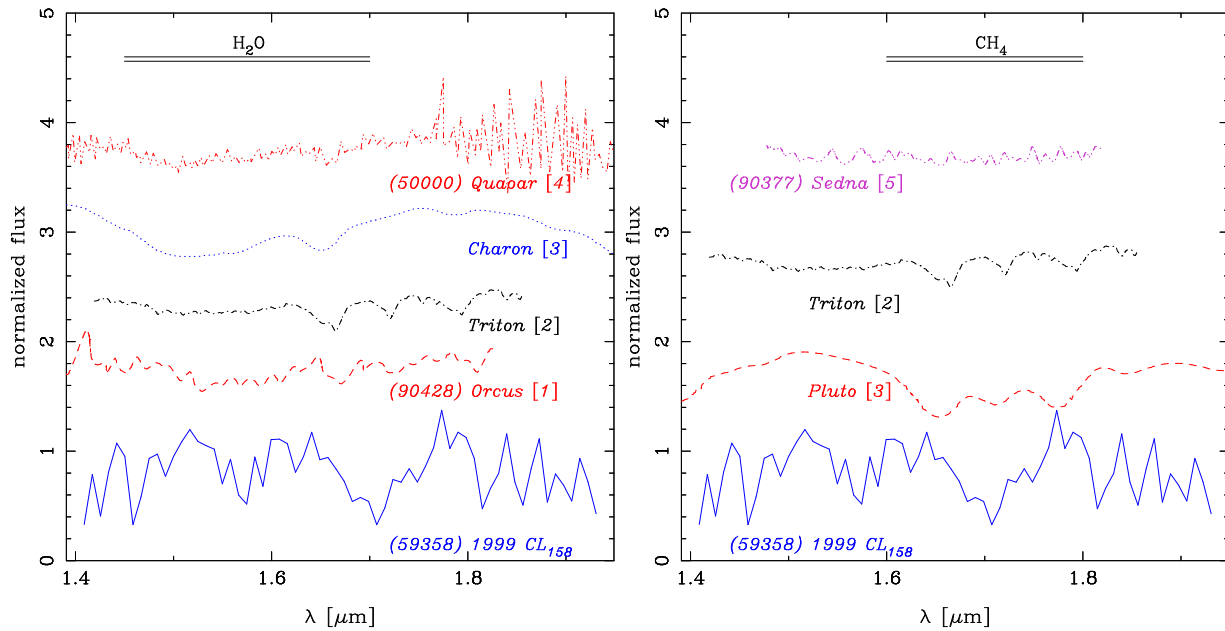


Figura 4.8: Comparação entre o espectro de CL158 e outros objetos com detecção de gelo da água (esquerda) e metano (direita). Referências: de Bergh et al. (2005) [1], Cruikshank et al. (2000) [2] Dumas et al. (2001) [3], Jewitt e Luu (2004) [4], Barucci et al. (2005) [5].

é mostrado o espectro de CL158 junto com o de objetos nos quais foi detectada a presença de CH<sub>4</sub>. Embora no espectro de CL158 não seja possível distinguir as três bandas separadas devido a a baixa resolução e/ou sinal-ruído, a queda com respeito ao contínuo existe. Esta coincide muito bem com a região do CH<sub>4</sub> sendo, portanto, uma forte evidência de sua presença.

Informação adicional pode ser obtida das observações fotométricas existentes de CL158. Como explicado acima, pelo modelos de *resurfacing* espera-se que uma superfície jovem seja neutra ou azul. Na figura 4.9 são desenhadas as cores ( $V - R$ ) e ( $R - I$ ) dos TNOs dados na base de dados MBOSS<sup>3</sup> (Hainaut e Delsanti 2002) inclusive CL158. Como pode ser visto, as cores de CL158 são neutras. Juntando isto ao fato da detecção do CH<sub>4</sub> parece bem provável que CL158 tenha sofrido um impacto recente, o que fez com os gelos do interior tenham ficado expostos.

### 4.3.3 Discussão

Os resultados indicam que CL158 parece ter gelo de CH<sub>4</sub> em sua superfície. Isto é um forte indício de uma superfície jovem já que a ligação entre o hidrogênio e o carbono é

<sup>3</sup><http://www.sc.eso.org/~ohainaut/MBOSS/>

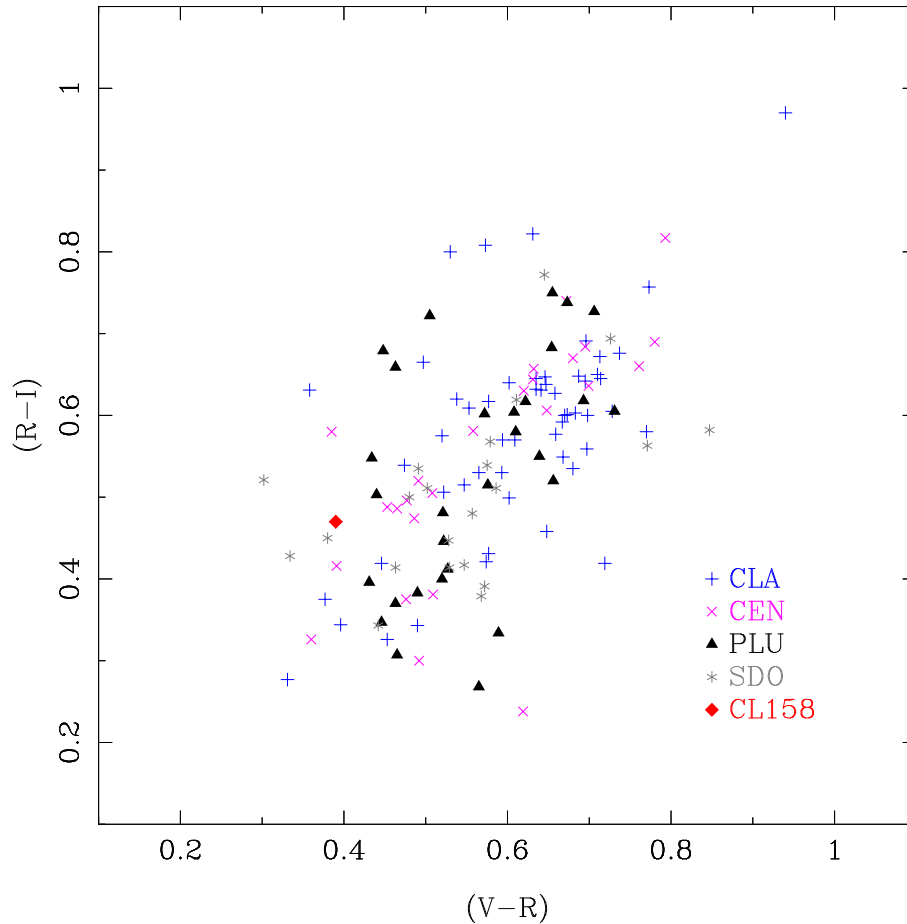


Figura 4.9: Comparação de cores entre as populações de TNOs. Em azul aparecem os objetos de população clássica, em lilás os Centauros, em preto os plutinos, em cinza os objetos dispersados e, em vermelho, CL158.

facilmente quebrada pelo intemperismo espacial (Strazzulla e Johnson 1991). O hidrogênio então abandona rapidamente a superfície deixando um resíduo rico em carbono e pobre em hidrogênio (Strazzulla et al. 2003), ou seja, uma superfície opaca representada por um espectro sem estruturas.

O fato de ter sido encontrada evidência de metano na superfície de CL158 apóia a hipótese de que ele tenha sofrido uma colisão recente que seria a responsável por tê-lo injetado em sua atual órbita instável. As cores no visível de CL158 são um suporte extra à esta hipótese, já que seriam esperadas cores neutras ou azuis numa superfície jovem. As escalas de tempo do intemperismo espacial não são muito bem conhecidas, mas acredita-se que seja possível formar uma fina crosta de cerca de 100 Å de material irradiado em  $10^4$  anos (Strazzulla et al. 2003), e de até um metro em aproximadamente  $10^8$  anos (Jewitt 2006). Como foi detectado  $\text{CH}_4$ , é possível dizer que, se houve colisão, esta aconteceu em tempos menores do que  $10^8$  anos.



Devido à baixa resolução de espectro, entretanto, não é possível sua modelagem mineralógica. Porém, tendo em conta as cores no visível e os resultados aqui apresentados, seria de grande ajuda ter espectros no visível do objeto, já que o metano apresenta bandas também nessa faixa do espectro. Assim também observações no visível e NIR de objetos dinamicamente similares a CL158 podem fornecer importante informação para entender a evolução colisional do cinturão TNO.

# Capítulo 5

## Perspectivas futuras

Neste trabalho foram estudadas diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar, desde a região interna do cinturão principal até os objetos em órbitas além da de Netuno. Em geral, os estudos realizados levaram a novos questionamentos e, conseqüentemente, à necessidade de sua continuação/aprimoramento. De fato alguns projetos já estão em andamento.

Com respeito a região interna do cinturão principal, foi visto que as famílias e grupos dinâmicos são cruzados por numerosas ressonâncias que podem acarretar a migração de objetos. Um dos problemas que deverá ser estudado é o dos objetos do tipo V fora da família de Vesta e sua possível origem. Também foi identificada na região o que poderia ser a primeira família resultante da fragmentação de um corpo diferenciado: Baptistina. É importante lembrar de que todas as famílias espectroscopicamente estudadas até o momento apresentaram uma razoável homogeneidade (Cellino et al. 2003). Por outro lado, os meteoritos ferrosos catalogados aqui na Terra indicam a fragmentação de, pelo menos, 10 corpos diferenciados distintos. Logo, uma pergunta recorrente na área é porque não são encontradas famílias diferenciadas, ou seja, apresentando fragmentos vindos das diferentes camadas do corpo progenitor. A família de Baptistina parece apresentar esta mistura de composições, apesar dos poucos objetos com taxonomia conhecida.

Com o objetivo de caracterizar espectroscopicamente esta família temos 2 noites alocadas no Telescópio Nazionale Galileo (Ilhas Canárias, Espanha) em fins de outubro. A partir da análise espectroscópica de cerca de 50 objetos membros da família esperamos poder confirmar a natureza diferenciada, ou homogênea, do corpo progenitor.

A problemática dos asteróides em órbitas cometárias também será abordada com outras

técnicas observacionais. Está em andamento um programa de obtenção de curvas de luz visando o cálculo dos períodos rotacionais. As observações de cerca de 20 objetos já foram realizadas nos telescópios de 0.8 m do observatório do Teide (Ilhas Canárias, Espanha) e de 2.15 m do complexo El Leoncito (San Juan, Argentina) e estão em fase de redução e análise. Resultados preliminares sugerem que os ACOs tenham rotações, em média, mais lentas do que os asteróides que não estão em órbitas cometárias. Contudo, uma análise mais detalhada é necessária para confirmar estes primeiros resultados.

Finalmente, deverá ser continuado o estudo observacional dos objetos trans-netunianos em órbitas instáveis. Observações de alguns destes objetos estão previstas ainda neste semestre em tempo alocado no telescópio SOAR (Chile). Numa primeira etapa deverão somente ser usados cores BVR, isto devido ao baixo brilho dos objetos. Espera-se que entre os objetos com as órbitas mais instáveis as cores tenham tendência a serem mais azuis-neutras. Por outro lado, os objetos em órbitas mais estáveis poderiam ter uma maior distribuição de cores, de azuis até vermelhos.

Desta forma, espera-se que estes trabalhos venham a aumentar o conhecimento que se tem das diversas populações de pequenos corpos do Sistema Solar.



[www.clarin.com](http://www.clarin.com)

...espero que me falten menos "porque sí"... :-)

# Bibliografia

- Alvarez-Candal, A., Duffard, R., Angeli, C.A., Lazzaro, D., Fernández, S., 2004. *Icarus* 172, 388.
- Alvarez-Candal, A., Roig, F., 2005. The role of the resonance “stickiness” in the dynamical evolution of Jupiter family comets, em *Dynamics of Populations of Planetary Systems - Proceedings of IAUC 197* (Knežević, Z., Milani A. eds., Cambridge University Press), p. 205.
- Alvarez-Candal, A., Licandro, J., 2006. *A&A* 458, 1007.
- Alvarez-Candal, A., Duffard, R., Lazzaro, D., Michtchenko, T., 2006. *A&A* 459, 969.
- Barucci, M.A., Doressoundiram, A., Cruikshank, D.P., 2004. Surface characteristics of Transneptunian objects and Centaurs from photometry and spectroscopy, em *Comets II* (Festou, M.C., Keller, H.U., Weaver H.A. eds., University of Arizona Press), p. 647.
- Barucci, M.A., Cruikshank, D.P., Dotto, E., Merlin, F., Poulet, F., Dalle Ore, C., Fornasier, S., de Bergh, C., 2005. *A&A* 439, L1.
- Barucci, M.A., Merlin, F., Dotto, E., Doressoundiram, A., de Bergh, C., 2006. *A&A* 445, 725.
- Bell, J.F., Davis, D.R., Hartmann, W.K., Gaffey, M.J., 1989. The big picture, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 921.
- Bernstein, G.M., Trilling, D.E., Allen, R.L., Brown, M.E., Holman, M., Malhotra, R., 2004. *AJ* 128, 1364.
- Binzel, R.P., 1988. *Icarus*, 73, 303.
- Binzel, R.P., Farinella, P., Zappalà, V., Cellino, A., 1989. Asteroids rotation rates – Distribution and statistics, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 298.

- Binzel, R.P., Xu, S., 1993. *Science* 260, 186.
- Binzel, R.P., Lupishko, D.F., 2006. Properties of the Near-Earth object population: the ACM 2005 overview, em *Asteroids, Comets, and Meteors - IAUS 229* (Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Fernández, J. eds., Cambridge University Press) p. 207.
- Boehnhardt, H., Sekanina, Z., Fiedler, A., Rauer, H., Schulz, R., Tozzi, G., 1998. Impact-Induced Activity of the Asteroid-Comet P/1996N2 Elst-Pizarro: Yes or No?, em *Highlights of Astronomy Vol. 11A* (Andersen, J. ed, Kluwer Academic Publishers), p. 233.
- Boehnhardt, H., Barucci, M.A., Delsanti, A., de Bergh, C., Doressoundiram, A., Romon, J., Dotto, E., Tozzi, G., Lazzarin, M., Fornasier, S., Peixinho, N., Hainaut, O., Davies, J., Rousselot, P., Barrera, L., Birkle, K., Meech, K., Ortiz, J.L., Sekiguchi, T., Watanabe, J.-I., Thoman, N., West, R., 2003. *Earth, Moon and Planets* 92, 145.
- Bottke, W.F., Morbidelli, A., Jedicke, R., Petit, J.-M., Levison, H.F., Michel, P., Metcalfe, T.S., 2002. *Icarus* 156, 399.
- Bowell, E., Chapman, C.R., Gradie, J.C., Morrison, D., 1978. *Icarus* 35, 313.
- Bowell, E., West, R.M., Heyer, H.-H., Quebatte, J., Cunningham, L.E., Bus, S.J., Harris, A.W., Millis, R.L., Marsden, B.G., 1992. Circular da IAU 5585.
- Brosch, N., 1995. *MNRAS* 276, 571.
- Brower, D., Clemence, G.M., 1961. *Methods of Celestial Mechanics* (Academic Press).
- Brown, R.H., Cruikshank, D.P., 1997. *AREPS* 25, 243.
- Brown, M.E., Trujillo, C., 2004. *AJ* 127, 2413.
- Brown, M.E., Trujillo, C., Rabinowitz, D., 2004. *ApJ* 617, 645.
- Brown, M.E., Schaller, E.L., Roe, H.G., Rabinowitz, D.L., Trujillo, C.A., 2006. *ApJ* 643, L61.
- Brunetto, R., Strazzulla, G., 2005. *Icarus* 179, 265.
- Burns, J.A., Tedesco, E.F., 1979. Asteroids lightcurves: results for rotations and shapes, em *Asteroids* (Gehrels, T. ed., University of Arizona Press), p. 494.
- Bus, S.J., 1999. Compositional structure in the asteroid belt: results of a spectroscopic survey, Tese de doutorado (Massachusetts Institute of Technology).

- Bus, S.J., Binzel, R.P., 2002a. *Icarus* 158, 106.
- Bus, S.J., Binzel, R.P., 2002b. *Icarus* 158, 146.
- Carruba, V., Michtchenko, T.A., Roig, F., Ferraz-Mello, S., Nesvorný, D., 2005. *Icarus* 441, 819.
- Carvano, J.M., 2002. Taxonomia e mineralogia de asteróides, Tese de doutorado (Observatório Nacional).
- Carvano, J.M., Mothé-Diniz, T., Lazzaro, D., 2003. *Icarus* 161, 356.
- Cellino, A., Zappalà, V., Doressoundiram, A., di Martino, M., Bendjoya, Ph., Dotto, E., Migliorini, F., 2001. *Icarus* 152, 225.
- Cellino, A., Bus, S.J., Doressoundiram, A., Lazzaro, D., 2003. Spectroscopic properties of asteroid families, em *Asteroids III* (Bottke, W., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel, R.P. eds., University of Arizona Press) p. 633.
- Chapman, C.R., Morrison, D., Zellner, B., 1975. *Icarus* 25, 104.
- Christy, J.W., Harrington, R.S., 1978. *AJ* 83, 1005.
- Cruikshank, D.P., Schmitt, B., Roush, T.L., Owen, T.C., Quirico, E., Geballe, T.R., de Bergh, C., Bartholomew, M.J., Dalle Ore, C.M., Douté, S., Meier, R., 2000. *Icarus* 147, 309.
- Dahlgren, M., Lagerkvist, C.-I., Fitzsimmons, A., Williams, I.P., Gordon, M., 1997. *A&A* 323, 606.
- Davies, J.K., 2003. *C. R. Physique* 4, 733.
- de Bergh, C., Delsanti, A., Tozzi, G.P., Dotto, E., Doressoundiram, A., Barucci, M.A., 2005. *A&A* 437, 1115.
- Di Sisto, R.P., Brunini, A., Dirani, L.D., Orellana, R.B., 2005. *Icarus* 174, 81.
- Dohnanyi, J.S., 1971. Fragmentation and distribution of asteroids, em *Physical Studies of Minor Planets*, Proceedings of IAU Colloq. 12 (Gehrels, T. ed., National Aeronautics and Space Administration SP 267) p. 263.
- Doressoundiram, A., Peixinho, N., de Bergh, C., Fornasier, S., Thébault, P., Barucci, M.A., Veillet, C., 2002. *AJ* 124, 2279.

- Dotto, E., Barucci, M.A., de Bergh, C., 2003. *C. R. Physique* 4, 775.
- Dumas, C., Terrile, R.J., Brown, R.H., Schneider, G., Smith, B.A., 2001. *AJ* 121, 1163.
- Duncan, M., Quinn, T., Tremaine, S., 1988. *ApJ* 328, L69.
- Duncan M.J., Levison, H.F., 1997. *Science* 276, 1670.
- Elst, E.W., Pizarro, O., Pollas, C., Ticha, J., Tichy, M., Moravec, Z., Offutt, W., Marsden, B.G., 1996. Circular da IAU 6456.
- Edgeworth, K.E., 1949. *MNRAS* 109, 600.
- Farinella, P., Paolicchi, P., Zappalà, V., 1982. *Icarus* 52, 409.
- Fernández, J., 1980. *MNRAS* 192, 481.
- Fernández, J., Ip, W.-H., 1984. *Icarus* 58, 109.
- Fernández, J., Gallardo, T., Brunini, A., 2002. *Icarus* 159, 358.
- Fernández, Y., Jewitt, D., Sheppard, S., 2005. *AJ* 130, 308.
- Festou, M.C., Rickman, H., West, R.M., 1993. Comets, em *The Astronomy and Astrophysics Review* 4, n 4 (Woltjer L. ed., Springer).
- Gaffey, M.J., Bell, J.F., Cruikshank, D.P., 1989. Reflectance spectroscopy and asteroid surface mineralogy, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 98.
- Gil-Hutton, R., 2002. *Plan. Space. Sci.* 50, 57.
- Gomes, R.S., 2003. *Icarus* 161, 404.
- Gomes, R., Levison, H.F., Tsiganis, K., Morbidelli, A., 2005. *Nature* 435, 466.
- Gradie, J.C., Tedesco, E.F., 1982. *Science* 216, 1405.
- Gradie, J.C., Chapman, C.R., Tedesco, E.F., 1989. Distribution of taxonomic classes and the compositional structure of the asteroid belt, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p 316.
- Gustafson, B.A.S., 1989. *A&A* 225, 533.



- Gutiérrez, P.J., Ortiz, J.L., Rodrigo, R., López-Moreno, J.J., Jorda, L. (2002) *Earth, Moon and Planets* 90, 239.
- Hainaut, O.R., Delsanti, A.C., 2002. *A&A* 389, 641.
- Harris A.W., Burns, J.A., 1979. *Icarus* 40, 115.
- Harris, A.W., Young, J.W., Bowell, E., Martin, L.J., Millis, R.L., Poutanen, M., Scaltriti, F., Zappalà, V., Schober, H.J., Debehongne, H., Zeigler, K.W., 1989. *Icarus* 77, 171.
- Harris, A.W., Pravec, P., 2006. Rotational properties of asteroids, comets and TNOs, em *Asteroids, Comets, and Meteors - IAUS 229* (Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Fernández, J. eds., Cambridge University Press) p. 439.
- Hirayama, K., 1918. *AJ* 31, 185.
- Hsieh, H.H., Jewitt, D., Fernández, Y., 2004. *AJ* 127, 2997.
- Hsieh, H.H., Jewitt, D., 2005. *ApJ* 624, 1093.
- Hsieh, H.H., Jewitt, D., 2006. *Science* 312, 561.
- Jewitt, D., Luu, J., 1990. *AJ* 100, 933.
- Jewitt, D., Luu, J., 1993. *Nature* 362, 730.
- Jewitt, D.C., 2002. *AJ* 123, 1039.
- Jewitt, D., Luu, J., 2004. *Nature* 432, 731.
- Jewitt, D.C., 2005. *AJ* 129, 530.
- Jewitt, D., 2006. *Saas Fee Winter School 2005*.
- Jewitt, D., Hsieh, H., 2006. *AJ* 132, 1624.
- Jones, D.C., Williams, I.P., Melita, M.D., 2006. *Earth, Moon and Planets*, no prelo.
- Kresák, Ľ., 1979. Dynamical interrelations among cometas and asteroids, em *Asteroids* (Gehrels, T. ed., University of Arizona Press), p. 289.
- Kuiper, G.P., 1951. O the Origin of the Solar System, em *Astrophysics* (Hynek, J.A. ed., McGraw-Hill), p. 357.
- Lagerkvist, C.-I., Fitzsimmons, A., Magnusson, P., Willimams, I., 1993. *MNRAS* 260, 679.

- Lagerkvist, C.-I., Moroz, L., Nathues, A., Erikson, A., Lahulla, F., Karlsson, O., Dahlgren, M., 2005. *A&A* 432, 349.
- Landolt, A.U., 1992. *AJ* 104, 340.
- Lazzaro, D., Angeli, C.A., Carvano, J.M., Mothé-Diniz, T., Duffard, R., Florczak, M., 2004. *Icarus* 172, 179.
- Leonard, F.C., 1930. *Leaflet Astron. Soc. Pacific* No. 30, 121.
- Levison, H.F., Duncan, M.J., 1994. *Icarus* 104, 18.
- Levison, H.F., Duncan, M.J., 1997. *Icarus* 127, 13.
- Levison, H., Shoemaker, E.M., Shoemaker, C.S., 1997. *Nature* 385, 42.
- Levison H.F., Morbidelli, A., 2003. *Nature* 426, 419.
- Levison, H.F., Terrell, D., Wiegert, P.A., Dones, L., Duncan, M.J., 2006. *Icarus* 182, 161.
- Licandro, J., Campins, H., Hergenrother, C., Lara, L.M., 2002. *A&A* 398, L45.
- Licandro, J., di Fabrizio, L., Pinilla-Alonso, N., de León, J., Oliva, E., 2006. *A&A* 457, 329.
- Luu, J., 1994. *PASP* 106, 425.
- Luu, J., Jewitt, D., 1996a. *AJ* 112, 2310.
- Luu, J., Jewitt, D., 1996b. *AJ letters* 111, L499.
- Luu, J.X., Marsden, B., Jewitt, D.C., Trujillo, C., Chen, J., 1997. *Nature* 387, 573.
- Luu, J., Jewitt, D.C., 2002. *ARA&A* 40, 63.
- Malhotra, R., 1993. *Nature* 365, 819.
- Malhotra, R., 1995. *AJ* 110, 420.
- Malyshkin, L., Tremaine, S., 1999. *Icarus* 141, 341.
- McCord, T.B., Clark, R.N., 1979. *PASP* 91, 571.
- Michtchenko, T.A., Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Roig, F., 2002. *Icarus* 158, 343.
- Milani, A., Nobili, A., 1992. *Nature* 357, 569.

- Milani, A., Nobili, A., Knežević, Z., 1997. *Icarus* 125, 13.
- Millis, R.L., Dunham, D.W., 1989. Precise measurement of asteroids sizes and shapes from occultations, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 148.
- Millis, R.L., Wasserman, L.H., Franz, O.G., Nye, R.A., Elliot, J.L., Dunham, E.W., Bosh, A.S., Young, L.A., Slivan, S.M., Gilmore, A.C., 1993. *Icarus* 105, 282.
- Moore, M.H., Donn, B., Khanna, R., A'Hearn, M.F., 1983. *Icarus* 54, 388.
- Morbidelli, A., Levison H.F., 2004. *AJ* 128, 2564.
- Morbidelli, A., Levison, H.F., Tsiganis, K., Gomes, R., 2005. *Nature* 435, 462.
- Mothé-Diniz, T., Carvano, J.M., Lazzaro, D., 2003. *Icarus* 162, 10.
- Mothé-Diniz, T., Roig, F., Carvano, J.M., 2005. *Icarus* 174, 45.
- Murison, M.A., Lecar, M., Franklin, F.A., 1994. *AJ* 108, 2323.
- Murray, C.D., Dermott, S.F., 1999. *Solar System Dynamics* (Cambridge Univ. Press).
- Ohtsuka, K., Sekiguchi, T., Kinoshita, D., Watanabe, J., 2005. Em *Central Bureau Electronic Telegrams* (Green, D.W.E. ed) 283, 1.
- Ohtsuka, K., Sekiguchi, T., Kinoshita, D., Watanabe, J.-I., Ito, T., Arakida, H., Kasuga, T., 2006. *A&A* 450, L25.
- Oort, J., 1950. *Bull. Astron. Inst. Neth.* 11, 91.
- Peixinho, N., Boehnhardt, H., Belskaya, I., Doressoundiram, A., Barucci, M.A., Delsanti, A., 2004. *Icarus* 170, 153.
- Pravec, P., Harris, A.W., Michałowski, T., 2003. Asteroids rotations, em *Asteroids III* (Bottke, W., Cellino, Paolicchi, P., Binzel, R.P. eds., University of Arizona Press) p. 113.
- Press, W.H., Teukosky S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1992. *Numerical Recipes*, 2nd ed. (Cambridge Univ. Press).
- Richardson, D.C., Leinhardt, Z.M., Melosh, H.J., Bottke Jr., W.F., Asphaug, E., 2003. Gravitational Aggregates: Evidence and Evolution, em *Asteroids III* (Bottke, W., Cellino, Paolicchi, P., Binzel, R.P. eds., University of Arizona Press) p. 501.

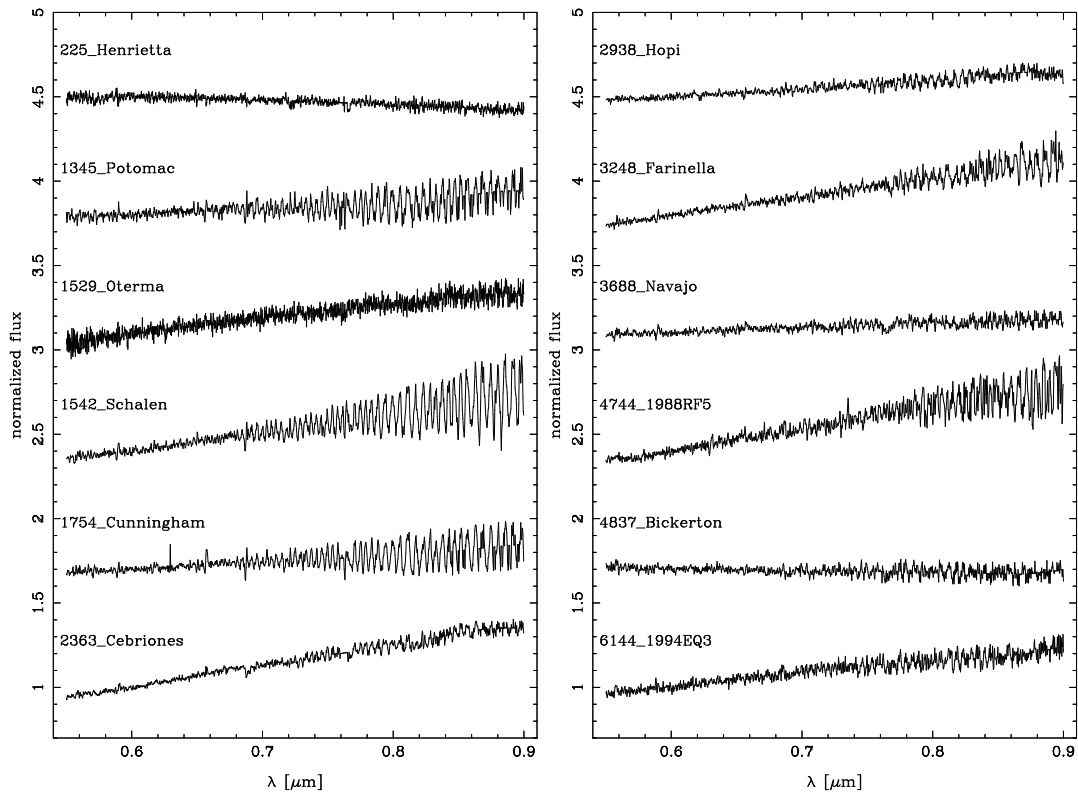
- Rickman, H., Fernández, J., Gustafson, B., 1990, *A&A* 237, 524.
- Roig, F., Nesvorný, D., Ferraz-Mello, S., 2002, *MNRAS* 335, 417.
- Sicardy, B., Bellucci, A., Gendron, E., Lacombe, F., Lacour, S., Lecacheux, J., Lellouch, E., Renner, S., Pau, S., Roques, F., Widemann, T., Colas, F., Vachier, F., Vieira Martins, R., Ageorges, N., Hainaut, O., Marco, O., Beisker, W., Hummel, E., Feinstein, C., Levato, H., Maury, A., Frappa, E., Gaillard, B., Lavayssière, M., Di Sora, M., Mallia, F., Masi, G., Behrend, R., Carrier, F., Mousis, O., Rousselot, P., Alvarez-Candal, A., Lazzaro, D., Veiga, C., Andrei, A.H., Assafin, M., da Silva Neto, D.N., Jacques, C., Pimentel, E., Weaver, D., Lecampion, J.-F., Doncel, F., Momiyama T., Tancredi, G., 2006. *Nature* 439, 52.
- Slivan, S.M., 2002, *Nature* 419, 49.
- Strazzulla, G., Johnson, R.E., 1991. Irradiation effects on comets and cometary debris, em *Comets in the post Halley epoch* (Newburn, R.L., Neugebauer, M., Rahe, J. eds, Kluwer), p. 243.
- Strazzulla, G., Cooper, J.F., Christian, E.R., Johnson, R.E., 2003. *C. R. Physique* 4, 791.
- Tancredi, G., Fernández, J., Rickman, H., Licandro, J., 2006, *Icarus* 182, 527.
- Tedesco, E.F., Veeder, G.J., 1992. Em *The IRAS Minor Planet Survey*, Tech. Rep.PL-TR-92-2049 (Tedesco, E.F., Veeder, G.J., Fowler, J.W., Chillemi, J.R. eds, Phillips Laboratory) p. 313.
- Tedesco, E.F., Noah, P.V., Noah, M., Price, S.D., 2002. *AJ* 123, 1056.
- Tegler, S.C., Romanishin, W., 1998. *Nature* 392, 49.
- Tegler, S.C., Romanishin, W., 2000. *Nature* 407, 979.
- Tegler, S.C., Romanishin, W., Consolmagno, G.J., 2003. *ApJ* 599, L49.
- Thébault, P., Doressoundiram, A., 2003. *Icarus* 162, 27.
- Tholen, D.J., 1984. Asteroid taxonomy from cluster analysis of photometry. Tese de doutorado (University of Arizona).
- Tholen, D.J., 1989. Asteroid taxonomic classifications, em *Asteroids II* (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 1139.

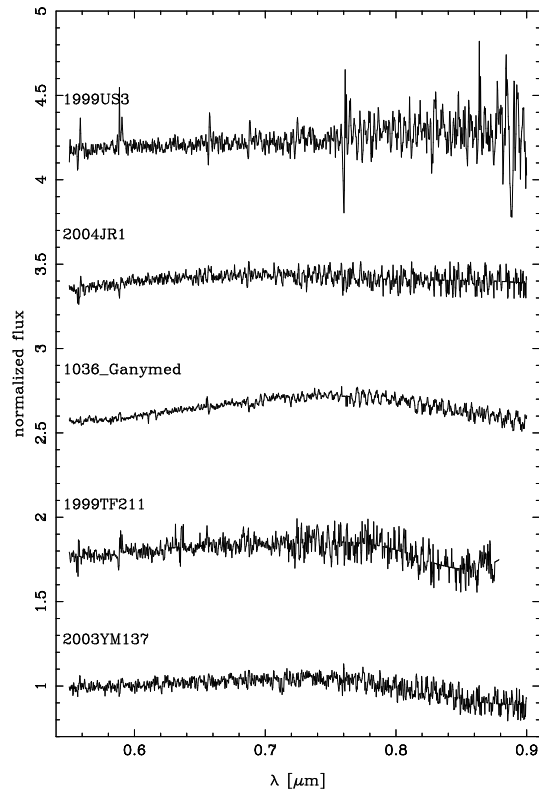
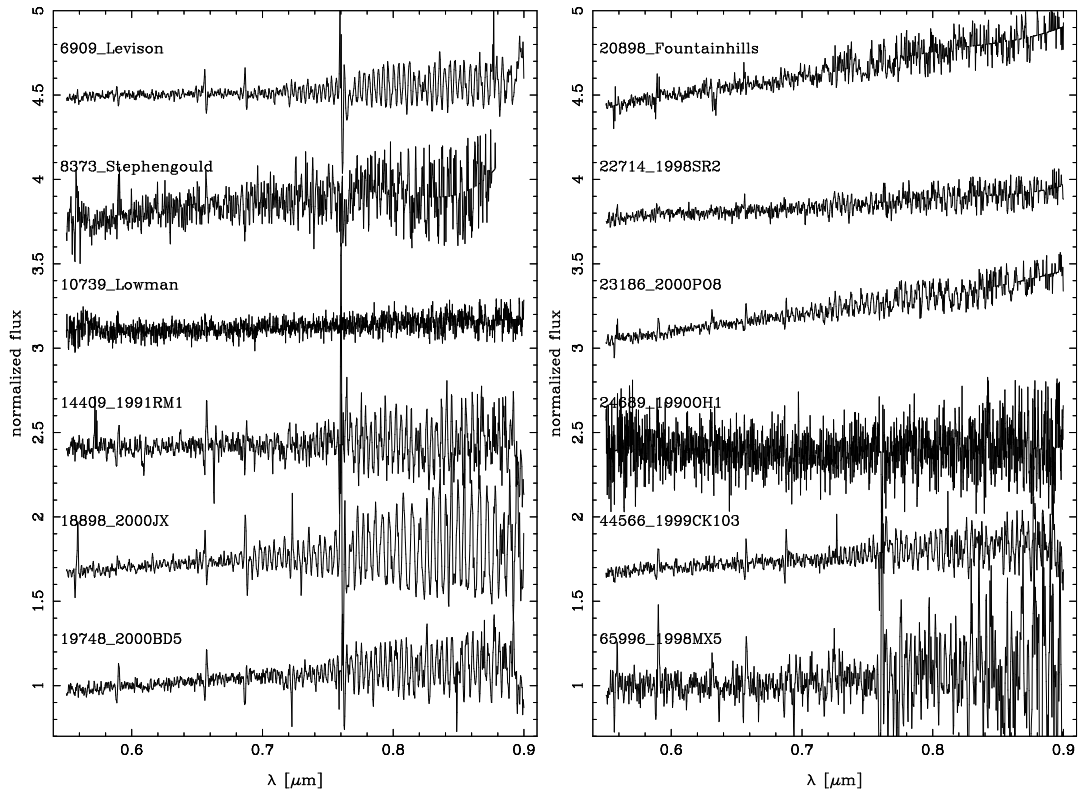
- Tholen, D.J., Barucci, M.A., 1989. Asteroid taxonomy, em Asteroids II (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 298.
- Tombaugh, C.W., 1961. The Trans-Neptunian Planet Search, em Planets and Satellites - The Solar System III (Kuiper, G.P., Middlehurst, B.M. eds., University of Chicago Press), p. 12.
- Tóth, I., 2000. *A&A* 360, 367.
- Tsiganis, K., Varvoglis, H., Hadjidemetriou, J.D., 2000. *Icarus* 146, 240.
- Tsiganis, K., Varvoglis, H., Hadjidemetriou, J.D., 2002. *Icarus* 155, 454.
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., Levison, H.F., 2005. *Nature* 435, 459.
- Valsecchi, G.B., Carusi, A., Knežević, Z., Kresák, Ľ., Williams, J.G., 1989. Identification of asteroids dynamical families, em Asteroids II (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 368.
- Vokrouhlický, D., Nesvorný, D., Bottke, W.F., 2003. *Nature* 425, 147.
- Weaver, H.A., Stern, S.A., Mutchler, M.J., Steffl, A.J., Buie, M.W., Merline, W.J., Spencer, J.R., Young E.F., Young, L.A., 2006. *Nature* 439, 943.
- Whipple, F., 1950. *ApJ* 111, 375.
- Williams, I.P., Collander-Brown, S.J., 1998. *MNRAS* 294, 127.
- Williams, J.G., 1989. Asteroid family identification and proper elements, em Asteroids II (Binzel, R.P., Gehrels, T., Matthews, M.S. eds., University of Arizona Press), p. 1034.
- Zappalà, V., Cellino, A., Farinella, P., Knežević, Z., 1990. *AJ* 100, 2030.
- Zappalà, V., Bendjoya, Ph., Cellino, A., Farinella P., Froeschlé, C., 1995. *Icarus* 116, 291.
- Zellner, B., Tholen, D.J., Tedesco, E.F., 1985. *Icarus* 61, 355.

# Apêndice A

Espectros de asteróides em órbitas cometárias e alguns  
objetos de comparação

## Espectros no visível







## Espectros no infra-vermelho próximo

