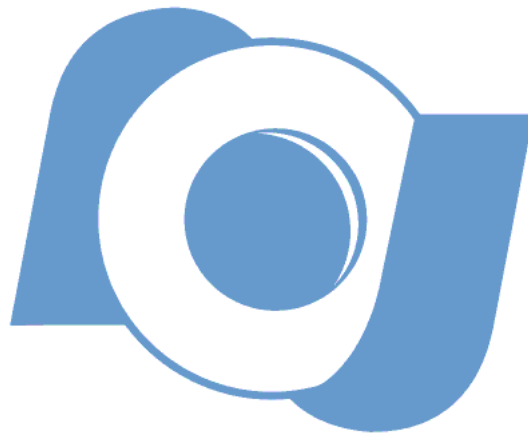


**Observatório Nacional**  
**Ministério de Ciência, Tecnologia e**  
**Inovação**  
**Programa de Pós-graduação em**  
**Astronomia**



Propriedades fotométricas da superfície  
de Pequenos Corpos

**Pedro Henrique Aragão Hasselmann**

Rio de Janeiro, 05 de Agosto de 2015

**Observatório Nacional**  
**Ministério de Ciência, Tecnologia e Inovação**  
Programa de Pós-graduação em Astronomia

Tese de Doutorado

Propriedades fotométricas da superfície  
de Pequenos Corpos do Sistema Solar

**Pedro Henrique Aragão Hasselmann**

Tese de Doutorado apresentada no  
Observatório Nacional do Rio de  
Janeiro como parte dos requisitos  
para a obtenção do grau de Doutor  
em Astronomia.

**Orientadora: Dra. Daniela Lazzaro**

**Co-orientadora: Dra. Maria Antonietta Barucci**

Rio de Janeiro, 05 de Agosto de 2015

*Therefore the Sage holds on to the One and in this way become the shepherd of the world.*

*He does not show himself off; therefore he becomes prominent.*

*He does not put himself on display; therefore he brightly shines.*

*He does not brag about himself; therefore he receives credit.*

*He does not praise his own deeds; therefore he can long endure.*

*- Lao Tzu, Te-Tao Ching*

## Agradecimentos

Poucas coisas na vida humana se constroem sozinhas, nossos frutos são resultados daquilo que aprendemos e absorvemos das pessoas que percorrem a vida conosco. Portanto, quero agradecer a cada pessoa que me influenciou, me apoiou e me ajudou ao longo destes 4 anos que culminaram nesta tese de doutorado.

à Gaia Molinari, ela me mostrou que algumas pessoas brilham forte. Entretanto, me mostrou também que a finitude da vida pode vir abrupta, nem sempre com justiça.

à matilha de 3 cães e 3 humanos à qual geralmente chamamos família.

à matilha maior que chamamos de família Hasselmann.

à meus irmãos e irmãs iserjianos: João Pedro, Vinicius Moraes, Thiago Soares, Rafael Lopes, Sidnei Barrientos, Thiago Yukio, Gustavo Areas e Gabi Antunes. A mais firme irmandade é aquela que se escolhe. E uma cervejinha jamais se nega.

ao grupo dos etéreos, formado por tantos e mantido em especial devido a perseverança dos professores Carlos Koehler, Oscar Maatsura, Beto Pimentel, Tânia Campos, José Carlos, Gil e Leandro Guedes.

às doces relações que se desenvolveram durante minha estadia de um ano na Maison de l'Argentine e l'Observatoire de Paris-Meudon. Je vous remercie, Jaime Alcami, Alice Bernard, Davide Perna, Clement Feller, Cateline Lantz, Vladmir Zharkov, Anna Zharkova, Vincent Debout, Jean-Loup Baudino, Luca Maltagliati, Ana Paula, Manu Trevigniani, Sebastián, Lea Örn, Andrea Warszatska, Daniela Lucero, Anahi Porto, Pablo Cherry, Ingrid Spleen, Luís Paulo Busca, Allan Doressoundiram et beaucoup d'autres qui ont habité et partagé la vie avec moi.

aos mosqueteiros de Paris, Marcos Rodrigues, Tim Craig, Steffan Kraberger, Ria (Miss) Sandilands, Kim Esch, Cristina Blanco, Letícia, Elías, Sonya Wu e Joanne Ling.

àquela gangue acadêmica que habita (ou habitava) o primeiro andar, em especial os meliantes Guga Rossi, Anderson Ribeiro, Rodrigo (Master) Bijani, Denise Castro, Maryory Loaiza, Eduardo Ródon, Victor Carrera, André Reis, Leonardo Vital, Gustavo Bragança, Alex Oliveira, Mário de Prá, Diogo Souto, Rodrigo Sousa, Filipe

Vieira, Walter Filho, Bitá Antunes, Ximena Silveira, Javier Sanchez, Cyntia Martinez, Sandro Souza, Carlos Paes, Leonardo Miquelucci, Vanderlei Birocolês, Flora Solon, Pillar Carvalho, Mario Martins, Marcão e Wallace Willian. Sem esquecer tantos outros que não tive a oportunidade de interagir melhor.

aos meus colaboradores no Observatoire de Meudon, Sonia Fornasier e Cedric Leyrat, cuja paciência para me ensinar e me atender eu sou bastante grato.

à todos os professores e coordenadores da pós-graduação. O instituto permite que possamos participar de congressos e escolas pelo mundo à fora, isso jamais deve ser desapreciado.

ao grupo de ciências planetárias (hoje e ontem), dos quais todos foram meus professores, colaboradores ou amigos (ou os três): Jorge Carvano, Alvaro Candal, Fernando Roig e Thaís Mothé-Diniz.

à Prof. Antonella Barucci e ao Prof. emérito Marcello Fulchignoni pela chance única de trabalhar com os magníficos dados da missão Rosetta. Uma missão histórica, diga-se de passagem.

à Prof. Daniela Lazzaro, por 10 anos como minha orientadora, ela me ofereceu oportunidades de apresentar e expandir meu trabalho e meu conhecimento.

## Resumo

As duas principais populações de pequenos corpos, asteroides e cometas, apresentam características físico-químicas distintas em suas superfícies. A maioria dos estudos da superfície destes corpos é pautada pela observação de luz integrada a partir de telescópios na Terra, sendo que, atualmente, apenas 13 objetos foram visitados e monitorados em detalhes por missões espaciais. O objetivo desta tese é estudar os dados fotométricos de pequenos corpos visando compreender suas propriedades superficiais coletivas e individuais. A fotometria permite obter imagens de alta resolução angular que fornecem informações sobre a topografia e as variações destes corpos.

Para o estudo das propriedades coletivas, utilizamos o maior catálogo fotométrico de asteroides, o *Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog 4*. Ao transformarmos as reflectâncias para o espaço de componentes principais para três amostras do catálogo, notamos dois alinhamentos contínuos na espectro-fotometria para os asteroides com a presença e sem presença da banda de absorção de silicatos. Dessa maneira, propomos um novo sistema de classificação e interpretação dos dados espectro-fotométricos de asteroides baseado em ambas continuidades.

Para o estudo individual, trabalhamos com imagens em filtros entre 270 a 989 nm obtidos pelo sistema de câmera OSIRIS a bordo da sonda espacial Rosetta. E assim estudamos dois objetos representativos das duas populações de pequenos corpos: o asteroide (21) Lutetia e o alvo prioritário da missão, o cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko.

Em (21) Lutetia, concentramo-nos na análise da região de Baetica que contém um sistema de crateras sobrepostas que apresentam as maiores variações no polo norte. Nela, estudamos a relação da espectrofotometria com os parâmetros do modelo de Hapke, que revelam diferenças nas propriedades do regolito. A análise mostra uma dicotomia entre os lados da maior cratera do sistema, possivelmente relacionadas a diferenças nos regolitos.

Para o cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko, empreendemos um estudo fotométrico global das imagens obtidas sobre o estágio de aproximação da sonda. O efeito de oposição e avermelhamento por ângulo de fase foram pela primeira vez observados em um núcleo cometário. Distinguimos variabilidade espectro-fotométrica na superfície do núcleo que foram classificadas em três grupos de acordo com a inclinação espectral e localização.

Concluimos a tese discutindo a implicação de cada um dos resultados sobre a composição, formação e transformação dos regolitos em pequenos corpos.

# Abstract

The two main Small Body populations, asteroids and comets, present different physical-chemical characteristics on their surfaces. Most of the studies of their surfaces is based on the observation of integrated light from Earth telescopes. Up to now, only 13 objects have been visited and monitored in details by space missions. Therefore, the goal of the present thesis is the study of individual and collective surface proprieties based on photometric data of Small Bodies of the Solar System. The photometry allows to obtain information on topography and variegations in high angular resolution.

Pursuing the study of collective proprieties we use the largest photometric catalog of asteroids, the Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog 4. We transform the reflectances of three samples into the principal components space and we notice two distinct continuous trends of feature and featureless asteroids. Hence, we propose a new classification system for spectro-photometric data of asteroids based on both continuities.

For the individual study, we work with images ranging from 270 to 989 nm obtained by the OSIRIS system on-board Rosetta for two representative objects of Small Bodies population: the asteroid (21) Lutetia and the mission target, the comet 67P/Churyumov–Gerasimenko.

For (21) Lutetia, we focus on the Baetica region. The region bears a cluster of superimposed craters that shows most of the variegations in the North pole. There, we study the correlations between spectro-photometry and the Hapke parameters of the regolith. The analysis



reveals a dichotomy between the crater walls, possibly related to small differences on their regolith.

For comet 67P/Churyumov–Gerasimenko, we undertook a global photometric study of the images obtained during the rendez-vous stage. The opposition effect and phase reddening are, for the first time, observed in a cometary nucleus. We are able to discern spectro-photometric variability in the surface of the nucleus and classify it into three groups according to spectral slope and location.

We finally conclude discussing the implications of the obtained result for the composition, formation and transformation of the regolith in the surface of the Small Bodies of the Solar System.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Pequenos Corpos . . . . .	1
1.1.1	Asteroides . . . . .	5
1.1.2	Cometas . . . . .	11
1.2	Objetivos e Motivação . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Determinação remota</b>	<b>22</b>
2.1	Curva de fase e Comportamento de disco . . . . .	25
2.2	Correção Fotométrica . . . . .	30
2.2.1	Leis de espalhamento difusivo simples . . . . .	32
2.2.2	Funções de fase . . . . .	36
2.3	Modelo de Hapke . . . . .	40
2.3.1	Interpretação dos parâmetros . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Dados</b>	<b>48</b>
3.1	Sloan Digital Sky Survey II . . . . .	48
3.1.1	SDSS MOVING OBJECT CATALOG . . . . .	49
3.1.1.1	Refletâncias . . . . .	51
3.1.1.2	Amostragem . . . . .	53
3.2	Missão espacial Rosetta (ESA) . . . . .	54
3.2.1	Instrumentos . . . . .	57
3.2.2	Câmera OSIRIS - (21) Lutetia . . . . .	61
3.2.3	Câmera OSIRIS - 67P/Churyumov–Gerasimenko . . . . .	63
3.2.4	Obtenção dos ângulos de iluminação . . . . .	63
3.2.4.1	Registro das imagens . . . . .	73

<b>4</b>	<b>Propriedades espectro-fotométricas coletivas</b>	<b>75</b>
4.1	Continuidade espectral . . . . .	75
4.2	Análise de Componentes Principais . . . . .	81
4.3	Continuidade espectro-fotométrica no visível . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Superfície de Lutetia</b>	<b>97</b>
5.1	(21) Lutetia . . . . .	97
5.1.1	<i>Rendez-vous</i> com Rosetta . . . . .	100
5.2	Análise fotométrica da região de Baética . . . . .	104
5.2.1	Espectro-fotometria . . . . .	107
5.2.2	Análise com modelo de Hapke . . . . .	111
5.2.3	Comparação com amostras, outros pequenos corpos e outras medidas . . . . .	115
<b>6</b>	<b>Superfície de 67P/Churyumov–Gerasimenko</b>	<b>155</b>
6.1	67P/Churyumov–Gerasimenko . . . . .	155
6.1.1	A superfície de 67P/C-G pela missão Rosetta . . . . .	160
6.2	Análise fotométrica global . . . . .	164
6.2.1	Análise de disco integrado . . . . .	164
6.2.2	Análise de disco resolvido . . . . .	166
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>192</b>

# Lista de Figuras

- 1.1 **Distribuição de pequenos corpos do Sistema Solar Interno no plano da excentricidade por semieixo maior ( $a < 5.2$  UA). Em laranja encontram-se os asteroides do Cinturão Principal (2,5–3.3 UA), do grupo dinâmicos de Hungaria (1.9 UA), de Cybele (3.4 UA), de Hilda (4 UA) e os Troianos (5.2 UA). Os cometas da família de Júpiter são representados em azul e os asteroides ativos em vermelhos. As linhas vermelhas representam as órbitas cujo semieixo maior iguala-se ao periélio de Marte e Júpiter. Fonte: Jewitt (2012). . . . . 4**
- 1.2 **A distribuição estimada de massa de asteroides do Sistema Solar Interno. Asteroides com espectro com absorções de silicatos (S) predominam abaixo de 2.7 UA. Os asteroides sem estas absorções (C, P e D), associados a composição carbonácea ou com presença de orgânicos, é predominante para semieixo maior acima de 2.8 UA. Fonte: *DeMeo and Carry* (2013). . . . . 5**
- 1.3 **(a) A cratera Psyche em (433) Eros, observada pela sonda NEAR-Shoemaker (Gaffey, 2010). (b) O espectro de refletância das regiões escuras e claras, e a comparação entre elas. O material escuro é mais avermelhado que o material claro no infravermelho próximo ( $> 1.0$  microns) e possui reflectancia absoluta 50% menor. Fonte: *Clark et al.* (2001). 8**

- 1.4 A dependência da (a) inclinação da curva de fase com albedo e (b) do aumento de intensidade devido ao efeito de oposição com a cor U-B. Existem fortes correlações entre a composição e forma da curva de fase. fonte: Belskaya & Schevchenko (2000). . . . . 10
- 1.5 (a) Esquema da superfície de um núcleo de acordo com o modelo de agregados cometesimais (*Sears et al., 1999*). A atividade aconteceria nas ranhuras porosas, rica em gases e voláteis. (b) Estágios de evolução da superfície cometária. Superfície de silicatos e carbono coberta por gelos. Os passos são descritos na seção. (c) Esquema da estratificação na simulação de superfície cometária. Resultado do experimento KOSI. . . . . 13
- 1.6 Função da porosidade do manto de poeira em relação ao tamanho médio dos grãos. dados do experimento KOSI 9 (*Sears et al., 1999*). . . . . 14
- 1.7 (a) Esboço de *Colangeli et al. (1992)*. (b) Poços de sublimação em 67P/Churyumov–Gerasimenko pela Rosetta. (c) Esquema do processo de formação dos poços (*Vincent et al., 2015*). Uma região de calor quiescente sob a superfície sublima e expande violentamente os material voláteis, produzindo uma cavidade e provocando colapso do material acima. Os poços possuem 100-200 metros de profundidade. (d) Panorama de 9P/Tempel pela Deep Impact. (e) 81P/Wild pela Stardust . Todos estes corpos apresentam poços e mantos suaves e áreas de gelos expostos. . . . . 16

- 1.8 (a) Comportamento de disco entre os terrenos classificados como suaves ("smooth") e rugosos ("mottled"). O terreno rugoso apresentam um comportamento lambertiano, independente do ângulo de emergência. (b) As curvas de fase dos terrenos mais brilhantes e mais escuros. (c) Sobreposição da razão de cor 750/550 nm e uma imagem em alta resolução. As zonas de nível mais acentuado representam os espectros mais neutros. Fonte: *Buratti et al. (2004)* e *Li et al. (2007b)*. . . . . 18
- 2.1 Imagens resolvidas de regolitos que compõem a superfície de corpos do Sistema Solar. (a) Itokawa, (b) Lua, (c) Eros e (d) 67P/C-G. Fontes: Hayabusa, Apollo 11, NEAR-Shoemaker e Rosetta. . . . . 24
- 2.2 Os ângulos e vetores de iluminação que descrevem uma superfície.  $(x, y, Z)$  são a coordenada cartesiana centrada na normal  $\vec{N}$ , perpendicular à superfície.  $i$  é ângulo de incidência da radiação solar.  $\varepsilon$  é ângulo de emergência da radiação espalhada ao observador.  $\varphi$  é o azimute entre os planos de incidência e de emergência com a perpendicular do solo.  $\alpha$  é o ângulo de fase entre os vetores de incidência e emergência. Estes ângulos se relacionam através da expressão:  $\cos(\alpha) = \cos(i) \cos(\varepsilon) + \sin(i) \sin(\varepsilon) \sin(\varphi)$ . Fonte: *Shkuratov et al. (2011)*. . . . . 26
- 2.3 Exemplos de curva de fase, SHOE e CBOE. (a) Curva de fase de (21) Lutetia mostrando o pico de oposição não-linear e a dispersão devido ao comportamento de disco. (b) O funcionamento do SHOE e o efeito em uma cobertura de árvores. (c) Esquema em óptica clássica do mecanismo de retroespalhamento coerente.  $\hat{n}_{inc}$  e  $\hat{n}_{sca}$  são os vetores da direção do feixe incidente e espalhado. . . . . 29

- 2.4 **Comportamento de disco de (21) Lutetia (OSIRIS, Rosetta) por ângulo de emergência e incidência para ângulos de fase de (a) 2 graus, (b) 30 graus e (c) 80 graus. Perto da oposição o comportamento de disco é plano até cerca de  $e = i = 60$  graus. Para ângulos de iluminação intermediários, o gradiente de brilho ao longo do disco planetário é a principal razão para a variação de fator de radiância. No último caso, o aumento do brilho com o ângulo de emergência é devido ao limbo luminoso do disco planetário. A sobreposição das curvas é devido aos ângulos estarem restringido a  $+0$  a  $+90$  graus. . . . .** 31
- 2.5 **Região de Baetica em (21) Lutetia. Exemplo de correção de disco e obtenção dos albedos equigonais para uma imagem em ângulo de fase de 30 graus. (a) Imagem em albedo aparente  $A_p(i, e, \alpha)$ . (b) A mesma imagem em  $D_M(i, e, \bar{\alpha})$ . (c) A imagem corrigida ( $A_p/D(i, e, \bar{\alpha})$ ) em albedo equigonal  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$ . . . . .** 33
- 2.6 **Comportamento de disco das leis de espalhamento difusivo simples em um corpo esférico ao longo do equador de luminescência, onde  $|i \pm e| = \alpha$ . Exceto a função de akimov, todas as outras são apresentadas em função do ângulo de emergência. Cada curva deslocada representa um teste para ângulos de fase de 5, 15, 30, 50 e 80 graus, variando os coeficientes de disco de 0 a 1, em intervalos de 0.1. . . . .** 37
- 2.7 **Variação dos coeficientes das funções de fase. As curvas variam de 0 até 100 graus de ângulo de fase. (a) Função de fase de Akimov. De baixo para cima:  $m$ ,  $\mu_1$  e  $\mu_2$ . (b) Função de fase de Shkuratov:  $k$ ,  $d/L$  e  $L/\lambda$ . (c) Função de fase de Velikodsky:  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  e  $\mu_1$  para  $A_1 = 0.02$ ,  $A_2 = 0.1$  e  $A_3 = 0.05$ . . . . .** 39

2.8 Um cilindro preenchido com material homogêneo do ponto  $s$  abaixo da superfície à  $s + \delta s$  sobre a superfície na direção  $\Omega$ . Qualquer atenuação ou mudança na intensidade é somente devido à absorção, emissão ou espalhamento.  $\Delta I_E$  é a redução da intensidade devido à absorção ou espalhamento em outra direção.  $\Delta I_S$  é a fração externa espalhada para dentro do cilindro.  $\Delta I_F$  é o aumento da intensidade devido à emissão. Fonte: *Hapke (1993)*. . . . . 40

2.9 Comportamento individual das funções que compõem o modelo de Hapke. Cada parâmetros são descrito de baixo para cima. As quantidades são adimensionais e deslocadas para melhor visualização. Da esquerda para direita:  $B_{SH}$ :  $B_{s0}$  varia de 0 a 1.0,  $h_s$  varia de 0 a 0.6.  $B_{CB}$ :  $B_{c0}$  varia de 0 a 1.0,  $h_s$  varia de 0 a 0.2.  $P_{HG}$ :  $g_{sca}$  varia de -0.9 a 0.9.  $H(\mu, w_0) * H(\mu_0, w_0)$ : cada grupo de curvas representa a variação de  $w_0$  de 0 a 0.6, dentro de cada grupo, o ângulo de incidência foi variado de 0 a 60 graus.  $S(i, e, \varphi)$  integrado para uma esfera:  $\bar{\theta}$  varia de 0 a 90 graus.  $K$  : expressão empírica que relaciona o fator de porosidade com  $h_s$ . . . . . 45

2.10 (a) Curva de fase de uma partícula esférica de vidro isolada. As três curvas demonstram o comportamento para a superfície do grão liso, rugoso ou com espalhadores internos (McGuire & Hapke,1995). (b) Curva de fase comparativa para regolito homogêneo (para Sherpard & Helfenstein, 2011). Na curva acentuada, o regolito encontra-se esfarelado (96% de porosidade). Na curva plana, o regolito está compactado (66% de porosidade). . . . . 46

3.1 Diagrama da eficiência quântica dos filtros do SDSS. As curvas suavizadas representam a eficiência pura, sem extinção atmosférica. A curva inferior representa a eficiência modificada pela extinção a 1.3 massas de ar. . . . . 50



- 3.2 Distribuição de todos os asteróides com elementos orbitais osculadores pelo SDSS-MOC. As cores indicam objetos com fotometria similar (*Parker et al., 2008*). . . . . 52
- 3.3 (a) O cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko em 29 de julho de 2014, em apenas 2 graus de ângulo de fase. A distância da sonda ao cometa é de 5500 quilômetros. (b) Imagem de 19 de setembro de 2014, à distância de 28.6 km, em resolução de 2.5 metros por pixel. Fonte: ESA. . . . . 55
- 3.4 Estágios orbitais da sonda Rosetta. Em setembro de 2014, a missão na fase de correções orbitais e das primeiras aproximações. Em 15 de outubro de 2014, a missão finalmente entra em uma órbita circular de semieixo maior de 10 km. Fonte: ESA. . . . . 56
- 3.5 A sonda Rosetta e seus os 11 instrumentos científicos. Fonte: ESA. . . . . 58
- 3.6 Imagens de (21) Lutetia em diferentes resoluções durante a aproximação da sonda Rosetta. A resolução varia de 10 km/pixel, na primeira imagem, a 0.06 km/pixel, na última. . . . . 65
- 3.7 Esquema ilustrativo da aproximação da sonda Rosetta ao asteroide (21) Lutetia. O gráfico mostra a variação em ângulo de fase com o tempo para a passagem da sonda em Lutetia. Fonte: *Magrin et al. (2012)*. . . . . 66
- 3.8 Ilustração de elementos de área, chamado facetas, contidos dentro de um dado pixel (i,j). A soma total dos ângulos sólidos parciais  $\Omega_{ij}$  é igual ao ângulo sólido total do pixel  $\Omega_n$ , que é constante para toda imagem e se relaciona com a escala de placa do detector. . . . . 69
- 3.9 Modelo de forma do hemisfério norte de (21) Lutetia em duas linhas de visada diferentes. (a) Visão alinhada com o polo norte. (b) Visão alinhada com o equador. . . . . 70

- 3.10 **Modelo de forma de 67P/Churyumov–Gerasimenko. (a) Visão alinhada com a região de Hapi. (b) Visão quase perpendicular com o eixo de rotação. . . . .** 72
- 3.11 **Exemplo do resultado do procedimento de registro para duas imagens diferentes. A primeira imagem é a renderizada pelo OASIS, a do centro é a imagem original, a última é a imagem transformada. A linha em amarelo representa o contorno na imagem transformada. . . . .** 73
- 4.1 **Etapas do processo de análise do dados do ECAS utilizado por Tholen (1984). (a) Distribuição da amostra de 405 asteroides no espaço da primeira e segunda componente principal. (b) Ávore minimal que descreve a menor distância total entre os asteroides. Os maiores ramos foram arbitrariamente cortados para que a amostra fosse classificada em 9 classes: C, X, S, D, T, A, V, R e Q. (c) Os asteróides no mesmo espaço de componentes principais etiquetados com as respectivas classificações. . . . .** 77
- 4.2 **Relação entre o centro da primeira banda de silicatos e a razão da área entre as bandas de  $1 \mu m$  e  $2 \mu m$  para asteroides do tipo S. Notar que existe uma continuidade na mistura de ortopiroxênios e olivinas (linha escura) e que é delocada com o acréscimo de clinopiroxênio. . . . .** 78

- 4.3 Gráfico da distribuição das componentes principais PC2, PC3 e inclinação espectral dos 1447 asteroides observados pelo SMASS II *Bus and Binzel* (2002a). (a) Distribuição das classes periféricas à classe S, os vetores representam o gradiente de profundidade da banda de 1 micron e crescimento da inclinação espectral no UV. (b) classes O, V, L, Ld, D, T, com poucos membros e que se espalham em torno da bimodalidade. (c) Distribuição das classes periféricas à classe C, os vetores representam o gradiente da absorção no UV, profundidade da absorção em 0.7 microns e linearidade do espectro. (d) Distribuição das classes periféricas à classe X, os vetores representam o grau de linearidade à curvatura do espectro. . . . . 80
- 4.4 Esquema dos dois alinhamentos com os grupos taxonômicos de *Carvano et al.* (2010) sobrepostos. As linhas tracejadas determinam a direção e região de cada alinhamento. Os espectros médios estão representados no centro de cada grupo. 84
- 5.1 Espectro de (21) Lutetia para (a) 1 – 2.5 microns (Birlan et al., 2004) e (b) 2 – 4 microns (Rivkin et al., 2011). Birlan et al. compara com um espectro de meteorito de ferro e outro de um condrito carbonáceo CV3. Rivkin et al., uma banda em 3 microns na ordem de 3-5% de profundidade comparada com o contínuo. (c) Profundidade do ramo de polarização negativa versus ângulo de inversão (Belskaya et al., 2010). O segundo maior ângulo já detectado entre asteroides, comparável à meteoritos condritos carbonáceos CV. (d) Espectro de Lutetia de 0.3 – 25 microns em comparação ao meteorito condrítico de enstatita EH3 (Vernazza et al., 2011). . . . . 99

- 5.2 Lutetia. (a) As Regiões de Lutetia com suas respectivas nomeclaturas. (b) A região de Baetica com os nomes das crateras do North Pole Crater Cluster (NPCC), junto com as variações em 0.2 graus de ângulo de fase. Gades possui cerca de 21 km de diâmetro, Corduba - 34 km, Hispalis - 14 km e Acci - 6 km. fonte: *Thomas et al. (2012)*. . . . . 102
- 5.3 Gráfico reproduzido de *Weiss et al. (2012)*. A densidade global em função dos possíveis tamanhos de núcleo metálico. Weiss et al. considera dois tipos de cenário para crosta condrítica: aquela de alta porosidade (50%) e aquela que sofreu processo de sinterização. Sinterização é o rápido processo de liquefação da superfície dos grão, provocando um aglutinamento e diminuição da porosidade. As cores representam diferentes profundidades da crosta. Os melhores cenários são de uma crosta de 2-10 km, com um núcleo de 15-25 km. . . . . 103
- 5.4 A inclinação do terreno em respeito a gravidade local. Gades e Acci são denominadas Bt2; Gaudico, Bonna, Toletum e Gerunda são denominadas Bt1. Fonte: *Marchi et al. (2012)*. 105
- 5.5 Ângulo de incidência, em radianos, para cada pixel da imagem no instante de 15:40:39.231 UT, em ângulo de fase de 30.65 graus e distância de 4755 km. . . . . 106
- 5.6 Correção de disco com lei de Minnaert para imagens do filtro NAC F82+22 nos ângulos de fase de: 1.3, 5.3, 10.5, 20.4, 31, 51.4, 64.1 e 83 graus (de cima para baixo). . . . . 108
- 5.7 Ajuste da função de fase de Akimov para o  $\bar{A}_{eq}(\alpha, \lambda)$  de cada um dos filtros obtida pela lei de Minnaert. . . . . 109
- 5.8 Resíduo médio do albedo equigonal medido e o calculado, em porcentagem, em função do ângulo de fase das imagens em cada filtro. As linhas negras marcam os ângulos de fase de 5 e 20 graus, para a qual o mapa de inclinações espectrais foi calculado e onde há maior concentração de observações. 111

- 5.9 Ajuste de uma faceta com o modelo de Hapke em função do ângulo de fase, incidência e emergência. fatores de radiância do filtro NAC F82+22. . . . . 113
- 5.10 Correlação entre o fator de assimetria  $g_{sca}$  e a porosidade/ $h_s$ . Coeficiente de spearman calculado em  $-/+0.62$ . . . . . 115
- 5.11 Cratera Antonia em (4) Vesta. (a) Mapa de elevação em quilômetros. (b) Mapa de inclinação da curva de fase. (c) Curvas de fase em dois pixels de áreas diferentes da cratera. Fonte: *Schröder et al. (2013)*. . . . . 118
- 6.1 Imagem de 67P/Churyumov–Gerasimenko obtido pela câmera WFPC2 do telescópio espacial Hubble em 11 de março de 2003. (a) O contorno mais interno representa o núcleo cometário, enquanto as outras linhas definem a coma assimétrica. Os vetores indicam a direção anti-solar (r), o norte celeste (N) e a velocidade orbital (V). (b) Forma do núcleo cometário a partir das curvas de luz de março de 2003, utilizando a técnica de *Kaasalainen and Torppa (2001a, 2001b)*. O eixo de rotação mais provável possui uma obliquidade de +50 graus em respeito à eclíptica. Fonte: *Lamy et al. (2006)*. 158
- 6.2 Quantidades medidas pela sonda Rosetta reportadas pela ESA. Fontes: *Sierks et al. (2015)*; *Capaccioni et al. (2015)*; *Thomas et al. (2015)*; *Hässig et al. (2015)*. . . . . 161
- 6.3 Nomeclatura das região de 67P/Churyumov–Gerasimenko (*Thomas et al., 2015*) sobre as imagens de 6 de agosto de 2014. O eixo de rotação também está representado. . . . . 163
- 6.4 Curvas de fase de 67P para diferentes comprimentos de onda. O fator de radiância está integrado e o ângulo de fase é o central à imagem. As linhas azuis são todas as soluções encontradas pelos 30 testes. A linha verde representa a melhor solução. Da esquerda superior à direita inferior: 325 nm, 480 nm, 535 nm, 649 nm, 700 nm, 743 nm, 882 nm, 989 nm. . . . . 167

- 6.5 **Imagens de 67P em 6 de agosto de 2014 05:19 UT. De cima para baixo, as quantidades nas imagens representam: fator de radiância, ângulo de emergência, ângulo de incidência, ângulo de fase e fator de radiância corrigido. Quando há regiões de sombra, os ângulos são substituídos por 190 graus. O último gráfico mostra a distribuição de fatores de radiância pelo ângulo de emissão. A correção fotométrica com o modelo de Hapke remove a dependência do fator com os ângulos de iluminação. . . . . 170**
- 6.6 **Ajuste do modelo de Hapke em disco resolvido do núcleo do cometa 67P. No primeiro painel, os pontos representam o resíduo total para cada imagem. No segundo painel, os pontos representam o fator de radiância compartimentado e a linha vermelha, a melhor solução. No terceiro e último painel, ajuste linear comparativo do fator de radiância medido e modelado. O coeficiente angular é 0.988, onde um ajuste perfeito seria 1.0. . . . . 171**
- 7.1 **Exemplo de iterações pelo método BFGS para encontrar o mínimo local para uma função qualquer não-quadrática e não-condicionada. A função converge em 20 iterações e após recalculá-la 70 vezes. . . . . 197**

# Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros do modelo de Hapke. . . . .	42
3.1	Parâmetros do sistema asinh utilizado pelo SDSS. . . . .	53
3.2	Características dos instrumentos à bordo da Rosetta. . . . .	59
3.3	Característica do sistema de imageamento OSIRIS. . . . .	60
3.4	Filtros do sistema OSIRIS. . . . .	62
3.5	Características das imagens de (21) Lutetia obtidas em cada filtro pelo sistema OSIRIS. Estão listadas as imagens onde o corpo já está resolvido. . . . .	64
3.6	Lista da série de imagens obtidas durante o estágio de <i>rendez-vous</i> e utilizadas em nossa análise. . . . .	67
5.1	Características de (21) Lutetia antes da visita da sonda Rosetta. Fonte: <i>Barucci et al.</i> (2005). . . . .	98
5.2	Características de (21) Lutetia a partir dos dados obtidos por Rosetta.101	
5.3	Parâmetros de Hapke globais para amostras de laboratório e pequenos corpos do Sistema Solar. Valores em parênteses permaneceram fixados durante o ajuste. . . . .	116
6.1	Características de 67P/Churyumov–Gerasimenko antes da missão Rosetta. . . . .	157

## Glossário

Termo	Definição
Albedo equigonal	Albedo removido do gradiente de reflectância devido a curvatura e topografia do corpo. Representado como $A_{eq}$ .
Albedo geométrico	Razão entre a quantidade de radiação refletida pela superfície do corpo no ângulo de fase zero e aquela de um disco plano lambertiano com a mesma seção de área. A relação entre tamanho ( $R$ , km), albedo geométrico ( $p_v$ ) e magnitude absoluta ( $H$ ) é dada pela relação (Russel, 1916; Jewitt, 1991): $p_v = \left( \frac{1.496 \times 10^8}{R} 10^{0.2(M_s - H)} \right)^2$ , onde $M_s$ é a magnitude absoluta solar.
Ângulo de inversão	Ângulo de fase em que inverte-se a polarização de positiva para negativa em uma curva de fase polarimétrica de asteroides. Fenômeno típico de superfícies compostas por partículas.
Árvore de extensão mínima	Árvore que representa a menor distância somada entre as medidas de uma amostra.
Comportamento de Disco	Gradiente de reflectância observada ao longo do perfil de um corpo devido a curvatura ou topografia.
Convecção granular	Fenômeno exibido por materiais compostos por grãos de diferentes tamanhos quando submetidos a vibrações. Os grãos de maior tamanho tendem a emergir para a superfície do material.
Curva de fase	Comportamento do albedo de um corpo em relação com o ângulo de fase.
Efeito de oposição	Fenômeno de aumento de reflexão não-linear da radiação incidente em ângulos de fase próximos de zero.
Espectro neutro	Espectro que não apresenta estruturas de absorção ou emissão em respeito ao espectro da fonte. No caso de asteroides, o espectro solar.
Intemperismo espacial	Termo que representa coletivamente os processos que modificam o albedo e o espectro de reflectância de corpos sem atmosfera no Sistema Solar.
Lambertiano	Comportamento de espalhamento ideal da radiação incidente. O termo deriva do nome do astrônomo Johann H. Lambert.
Pulverização catódica	Processo cujos átomos ou moléculas são ejetados de uma superfície quando bombardeados por partículas subatômicas de alta energia cinética ( $\gg 1$ eV).



---

Reflectância	Fração de intensidade de radiação eletromagnética incidente refletida ou espalhada por uma superfície.
--------------	--

---

Regolito	Das palavras gregas <i>reghos+lithos</i> que denominam a camada de rochas de tamanhos variados que cobrem a superfície de vários pequenos corpos do Sistema Solar.
----------	--

---

Osculador	Termo utilizado para denominar os parâmetros orbitais que não foram corrigidos de perturbações oscilatórias de curto período.
-----------	---

---

# Capítulo 1

## Introdução

*The singular multiplicity of this universe draws my deepest attention. It is a thing of ultimate beauty.*

— Frank Herbert, *God Emperor of Dune*

### 1.1 Pequenos Corpos

A população de pequenos corpos do Sistema Solar engloba diversas populações dinâmicas de corpos de massa de dezenas à milhares de vezes menores que as massas planetárias (Carry, 2012). Devido à condição de baixa auto-gravidade, os pequenos corpos apresentam uma grande variedade de formas, superfície e estrutura interna. Em 2006, a União Astronômica Internacional aprovou a Resolução B5/B6 que define as categorias de Planeta, Planeta-Anão e Pequeno Corpo do Sistema Solar. A apresentação de tal resolução foi incentivada pela descoberta de corpos transnetunianos de massas e tamanhos similares ou maiores que a de Plutão. Membros de populações como NEOs (*Near-Earth Objects*), Cinturão Principal, Troianos, Centauros, Damocloides, Plutinos, Cometas da Família de Júpiter, Cometas de Longo

Período e a maior parte dos Transnetunianos do Cinturão de Kuiper e do Disco Espalhado são englobados na definição de pequenos corpos.

Independente da definição recente, os cometas e a maioria dos Planetas eram conhecidos desde a antiguidade, diferentemente de asteroides e planetas-anões, os quais foram descobertos ao longo do século 19 por astrônomos como Giuseppe Piazzi, Heinrich Olbers, Karl Hencke e Max Wolf. Os cometas sempre causaram deslumbramento, sendo considerados prenúncios de evento transformadores ou apocalípticos. Asteroides, por outro lado, foram considerados por astrônomos do fim do século 19 como "vermes do céu", alvos de uma ciência menor, que pouco valiam a pena estudar (*Foderà Serio et al.*, 2002).

Historicamente, asteroides e cometas foram distinguidos fortemente pela morfologia e dinâmica. Cometas, ao aproximar-se do Sistema Solar Interior, apresentam nebulosidade em torno de seu núcleo e saindo deste, chamadas de coma e cauda, produzidas por poeira e gases sublimados pela radiação solar. Geralmente, os cometas são visíveis apenas ao longo de alguns dias ou poucos meses, quando estão em atividade, tendo órbitas extremamente excêntricas, parabólicas ou até hiperbólicas. Asteroides, por outro lado, são fontes pontuais ("quase-estrelas") cuja variação de brilho é majoritariamente causada pela rotação de uma forma irregular, refletindo a luz solar. Asteroides em sua maioria seguem órbitas de baixa excentricidade e se localizam no Cinturão Principal, entre as órbitas de Marte e Júpiter.

Dinamicamente, ambas as populações de corpos se distinguem quando calculado o parâmetro de Tisserand (1845-1896) em relação à Júpiter:

$$T_j = \frac{a_j}{a_n} + 2 \left[ (1 - e_n^2) \frac{a_n}{a_j} \right]^{1/2} \cos(i_n) \quad (1.1)$$

onde  $a_n$ ,  $i_n$  e  $e_n$  são o semieixo maior, inclinação e excentricidade do pequeno corpo e  $a_j = 5.2$  UA é o semieixo maior de Júpiter. O parâmetro de Tisserand é uma quantidade conservada quando um corpo de massa desprezível está sob influência de outro corpo massivo. Está intrinsecamente relacionada à energia orbital. Sendo Júpiter o planeta mais massivo do Sistema Solar, ele se torna a maior influência dinâmica depois do Sol sobre asteroides e cometas. Apesar de não ser um diagnóstico único para definir categorias entre pequenos corpos, asteroides geralmente

possuem  $T_j > 3$  enquanto cometas possuem  $T_j \ll 3$ . O parâmetro de Tisserand pode ser mais ambíguo para algumas populações transientes de pequenos corpos, como é o caso dos cometas da Família de Júpiter, aqueles com afélio compreendido em cerca de 5-6 UA, que apresentam  $2 < T_j < 3$ .

Nos últimos 30 anos, este cenário clássico de divisão entre asteroides e cometas tem sido colocado em cheque pela existência de duas categorias transientes de pequenos corpos: os cometas do Cinturão Principal (Hsieh & Jewitt, 2006) e os asteroides em órbitas cometárias (Hahn & Rickman, 1985). Os cometas do Cinturão Principal apresentam coma e cauda e uma atividade relacionada à passagem periélica, como qualquer outro cometa clássico (Jewitt, 2012). A espectroscopia indica que estes objetos possuem superfície compatível com meteoritos primitivos carbonáceos (Licandro *et al.*, 2011), e que a atividade, portanto, seria devido à exposição de material volátil (H<sub>2</sub>O e CN) possivelmente iniciada por impacto. Os asteroides em órbita cometária implicam em uma população transiente, indicando que objetos que atualmente são considerados asteroides teriam sido cometas. Estes corpos tem  $T_j < 2.9$ , em órbitas instáveis de vida dinâmica de  $\sim 10^5$  anos. Estes teriam sido parte dos cometas extintos ou dormentes, aqueles cuja a atividade cometária foi suprimida pelo manto refratário que se formou após subseqüentes sublimações (Jenniskens, 2008).

Apesar das novas categorias, a classificação entre asteroides e cometas pela morfologia e o parâmetro de Tisserand ainda é válida para a grande maioria da população de pequenos corpos. A figura 1.1 exemplifica, no plano do semieixo maior e excentricidade, as populações de pequenos corpos que habitam o Sistema Solar Interior. A maior parte da população de cometas e asteroides distingui-se pela linha de afélio igual ao periélio de Júpiter. Apenas 8 asteroides com atividade cometária são conhecidos. Perturbações gravitacionais dos planetas gigantes em Centauros, asteroides e cometas cuja órbita está contida entre Júpiter e Netuno, fazem com que a população de cometas de baixo período seja preenchida continuamente em uma escala de tempo de  $10^6 - 10^7$  anos (Horner *et al.*, 2004).

Nas seções à seguir, as características físicas e morfológicas das superfícies de

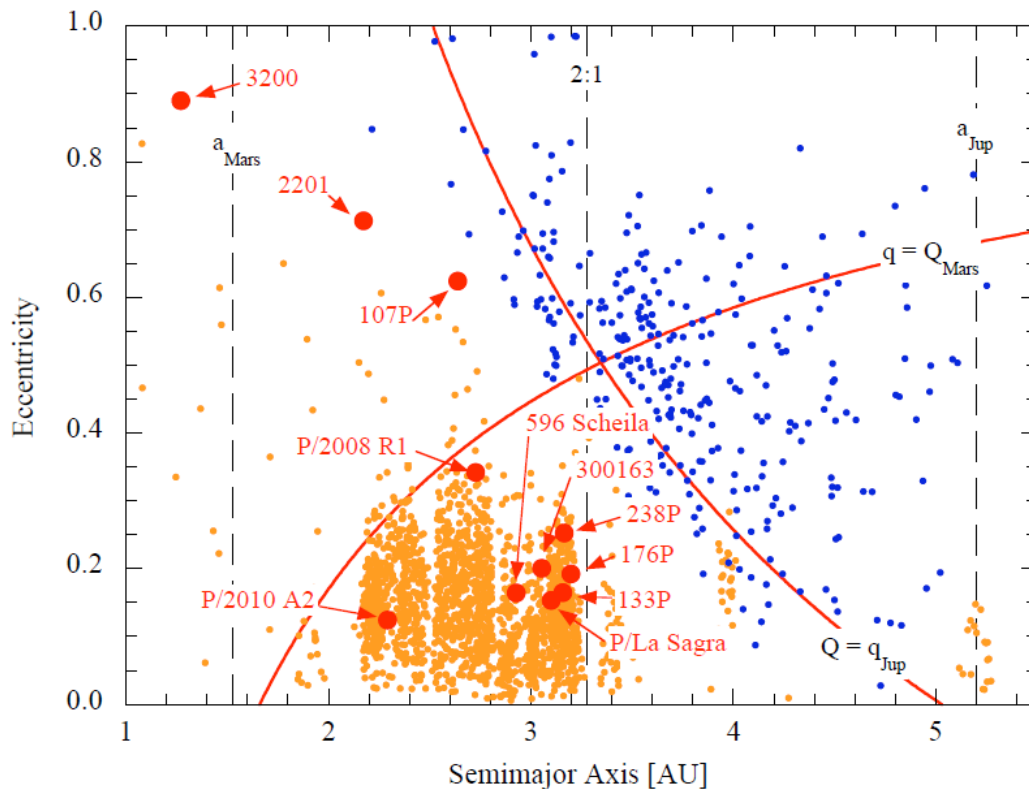


Figura 1.1: Distribuição de pequenos corpos do Sistema Solar Interno no plano da excentricidade por semieixo maior ( $a < 5.2$  UA). Em laranja encontram-se os asteroides do Cinturão Principal (2,5 – 3,3 UA), do grupo dinâmico de Hungaria (1,9 UA), de Cybele (3,4 UA), de Hilda (4 UA) e os Troianos (5,2 UA). Os cometas da família de Júpiter são representados em azul e os asteroides ativos em vermelhos. As linhas vermelhas representam as órbitas cujo semieixo maior iguala-se ao periélio de Marte e Júpiter. Fonte: Jewitt (2012).

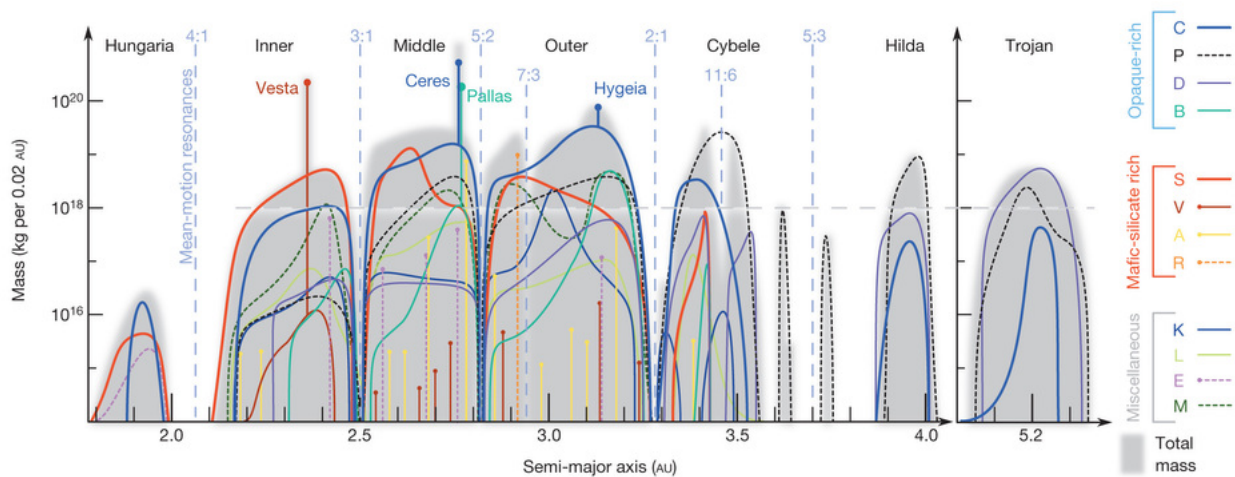


Figura 1.2: **A distribuição estimada de massa de asteroides do Sistema Solar Interno. Asteroides com espectro com absorções de silicatos (S) predominam abaixo de 2.7 UA. Os asteroides sem estas absorções (C, P e D), associados a composição carbonácea ou com presença de orgânicos, é predominante para semieixo maior acima de 2.8 UA. Fonte: DeMeo and Carry (2013).**

asteroides e cometas será abordada. Ênfase será dada aos corpos do Sistema Solar Interior e aos resultados de missões espaciais.

### 1.1.1 Asteroides

Os asteroides são uma população que permeia o Sistema Solar. No Sistema Solar interno, a maioria dos asteroides apresentam uma composição superficial em equilíbrio com a sua órbita e a quantidade de fluxo solar recebida. Ou seja, removida de espécies como  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  e  $NH_3$  que volatilizariam com o fluxo solar correspondente aquela órbita. No entanto, isso não implica que o corpo não pudesse ter possuído tais espécies no passado, como os núcleos cometários dormentes. Um caso especial é o de (24) Themis, um asteroide do Cinturão Principal externo, à 3.12 UA, onde gelos d'água foram recentemente identificados cobrindo quase toda superfície, mas sem presença de atividade cometária (Campins et al., 2010; Rivkin and Emery, 2010).

As formas não-esféricas (*Richardson et al.*, 2002; *Tanga et al.*, 2009) e a baixa densidade medida para alguns asteroides (*Carry*, 2012) apontam que a maior parte destes corpos são reacumulados auto-gravitantes de material resultante de colisões energéticas ou de planetesimais primordiais. A distribuição de taxonomia e de massa (*Mothé-Diniz et al.*, 2003; *DeMeo and Carry*, 2013) indica que a composição varia com distância heliocêntrica, com predominância de asteroides com indicação de presença de silicatos no Cinturão Interno (<2.5 UA) e asteroides carbonáceos primitivos e asteroides ricos em orgânicos no Cinturão Externo e além (>2.8 UA) (Figura 1.2).

A presença do efeito de oposição (*Gehrels*, 1956; *Belskaya and Shevchenko*, 2000), a baixa inércia térmica (*Belbó & Tanga*, 2009) e próprias imagens resolvidas (*Veverka et al.*, 2001; *Fujiwara et al.*, 2006; *Sierks et al.*, 2011) revelam que a superfície de asteroides é coberta por regolitos de espessura e distribuição variável, dependente do diâmetro e órbita. A origem do regolito é atribuída a diversos mecanismos, dentre os quais vale mencionar: (i) a decantação de partículas de baixa velocidade durante a re-acresção do corpo, (ii) a recaptura de partículas ejetadas em baixa velocidade durante craterização, (iii) a desintegração do regolito em componentes menores através da craterização centimétrica, e (iv) a fadiga térmica. A proporção de tais mecanismos na formação do regolito dependerá da órbita, tamanho e composição do corpo. Os mecanismos (i), (ii) e (iii) são considerados ubíquos à formação da maioria dos objetos do Sistema Solar (*Housen and Wilkening*, 1982; *Miyamoto et al.*, 2006; *Maruyama et al.*, 2010). O mecanismo (iv) é evocado para explicar a atividade cometária do asteroide Phaeton (*Li and Jewitt*, 2013; *Jewitt et al.*, 2013) e é possivelmente atuante em outros asteroides como NEAs (*Dombard et al.*, 2010; *Delbo et al.*, 2014). Apesar de tantas propostas apresentadas para a origem dos regolitos, estas são dificilmente observadas em pequenas escalas de tempo. E mesmo quando observadas, como no caso da breve cauda de Scheila (*Ishiguro et al.*, 2011), a curva de fase mostrou que não houve modificação significativa antes e depois do evento (*Shevchenko et al.*, 2013), indicando uma paucidade de tais mecanismos na transformação do regolito.

Apesar da óbvia correspondência que existe entre asteroides e meteoritos, o tipo mais frequente de meteoritos, os condritos ordinários, careciam de análogos

espectrais dentre os maiores asteróides do tipo S do Cinturão Principal (*Gaffey, 1991; Fanale et al., 1992; Mothé-Diniz et al., 2010*). Isso levou à proposta de um novo mecanismo que ao longo de alguns milhões de anos transformaria sistematicamente o espectro e regolito dos asteroides. Chamado de intemperismo espacial, o processo de formação de nano-esferas de ferro encontradas no solo lunar e formada possivelmente por *pulverização catódica* ou evaporação por micro-impactos foi evocado com sucesso para também explicar a modificação do espectro asteroidal (*Clark et al., 2002*). A presença deste processo foi observado pela sonda NEAR-Shoemaker, na cratera Psyche no asteroide (433) Eros, onde o material maturado e escuro acumula-se na base, expondo o material fresco e brilhante nas paredes (Figura 1.3, *Clark et al., 2001*). O intemperismo espacial por bombardeamento de íons solares pesados também é invocado para explicar a inclinação espectral negativa de alguns asteróides primitivos (*Lantz et al., 2013*). O intemperismo espacial em asteroides, portanto, parece ser muito diferente do lunar e talvez peculiar para cada tipo de composição. Gaffey (2010) observa que a transformação do albedo e da inclinação espectral em (433) Eros e (243) Ida são muito diferentes, e propõem que a causa pode estar relacionada com a distância heliocêntrica, que determina as taxas de bombardeamento por íons solares ou micro-meteoritos, e a própria composição, que determina a quantidade de ferro.

Alguns mecanismos dinâmicos que influenciam a distribuição de grãos no regolito também já foram propostos para explicar diferenças no espectro de asteroides, assim como aspectos morfológicos na superfície. Dentre estes vale mencionar a levitação eletrostática, sísmica e a renovação da superfície por efeitos de maré ou alta rotação. Este três mecanismos são mais eficientes em corpos das populações dos NEOs (*Near-Earth Objects*) ou dos cruzadores de Marte, onde a radiação solar e a frequência de encontros próximos com planetas internos são maiores:

1. A levitação eletrostática foi evocada originalmente para explicar a existência de névoa de poeira observada no limbo lunar (*Lee, 1996*). Entretanto, a observação de concentração de material fino e suave em crateras e regiões de baixo potencial gravitacional e alta taxa de iluminação solar em (433)



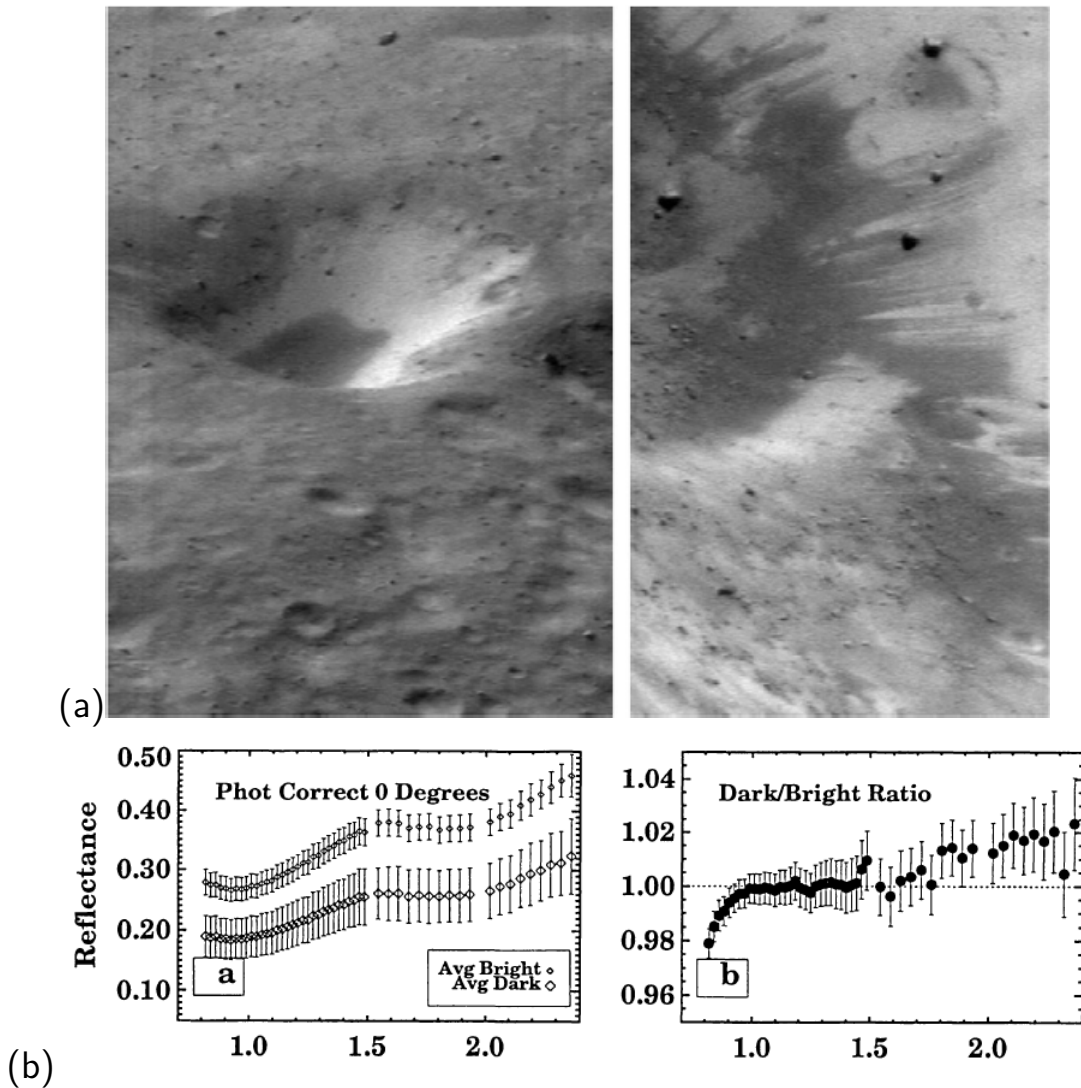


Figura 1.3: (a) A cratera Psyche em (433) Eros, observada pela sonda NEAR-Shoemaker (Gaffey, 2010). (b) O espectro de reflectância das regiões escuras e claras, e a comparação entre elas. O material escura é mais avermelhado que o material claro no infravermelho próximo ( $> 1.0$  microns) e possui reflectancia absoluta 50% menor. Fonte: *Clark et al.* (2001).

Eros e (25143) Itokawa fez com que o processo também fosse considerado em asteroides (*Hartzell et al.*, 2012). A levitação é produzida quando grão mili- ou centimétricos são carregados eletrostaticamente pela radiação solar através de photo-ionização e a repulsão é superior que a força gravitacional e forças de coesão (*Hartzell & Scheeres*, 2011). Em (433) Eros, o material suave é mais avermelhado que as regiões vizinhas, sugerindo que os grão de silicatos são segregados das nano-esféricas de ferro do intemperismo espacial (*Robinson et al.*, 2001).

2. A sísmica em asteroides é provocada quando há algum evento cataclísmico como impacto. Estudo em (433) Eros mostrou que cerca de 40% das crateras acima de 500 m parecem ter sido apagadas após o evento que criou a maior cratera no corpo (*Richardson et al.*, 2004; *Thomas and Robinson*, 2005). Esse foi um forte indício de acomodação de regolito que teria acontecido após uma grande perturbações. Outro efeito da atividade sísmica seria a convecção granular, onde as vibrações provocariam uma emersão dos maiores grão e/ou pedregulhos do regolito (*Matsumura et al.*, 2014). O efeito é utilizado para explicar o alto número de pedregulhos contados na superfície de (25143) Itokawa.
3. A renovação da superfície por efeito de maré é um mecanismo proposto para explicar o maior número de asteroides com espectro similar a condritos ordinários encontrados entre os asteroides cruzadores das órbitas dos planetas internos (*Binzel et al.*, 2010; *Nesvorný et al.*, 2010; *DeMeo et al.*, 2014). A aceleração da rotação por reemissão térmica (chamada de YORP) também é evocada para explicar o mesmo efeito. Nela, parte do regolito superior é perdida para o meio interplanetário ou removida para regiões equatoriais (*Harris et al.*, 2009), expondo a superfície sem alteração por intempérie espacial.

Além da diversidade espectral, os asteroides também apresentam diferentes curvas de fase fotométricas, que são diagnósticos de diversos fenômenos e efeitos que operam na superfície a serem discutidas no capítulo 2. Coletivamente, as propriedades da curva de fase apresentam forte dependência com o albedo e a cor do asteroide (Figura 1.4). Asteroides de baixo albedo tendem a ter curvas de fase mais pronun-

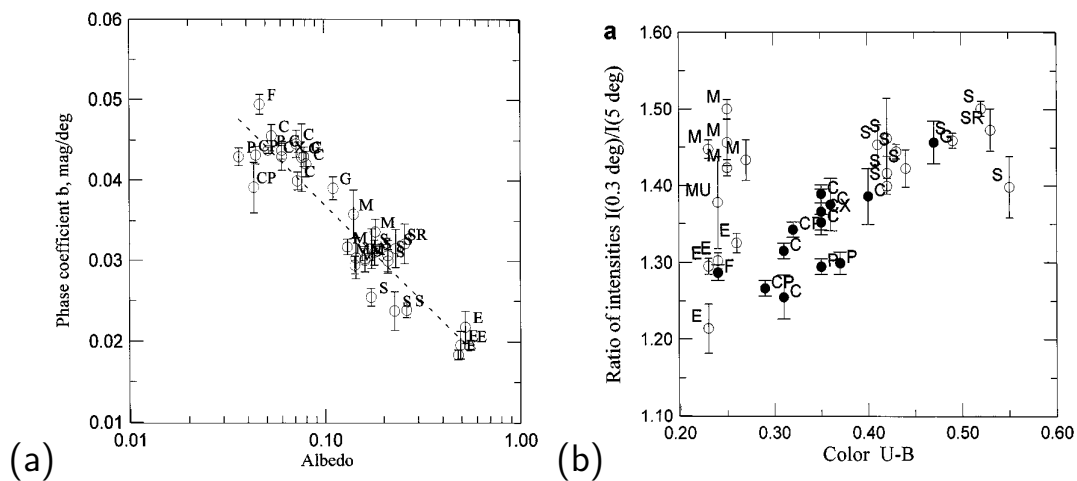


Figura 1.4: **A dependência da (a) inclinação da curva de fase com albedo e (b) do aumento de intensidade devido ao efeito de oposição com a cor U-B. Existem fortes correlações entre a composição e forma da curva de fase. fonte: Belskaya & Schevchenko (2000).**

ciadas, e vice-versa. A dependência com a cor U-B mostra que asteroides do tipo S e do tipo M possuem efeitos de oposição mais pronunciados. Tais comportamentos são interpretados como devido ao espalhamento múltiplo inter-minerais no grão ou inter-grãos (Belskaya & Schevchenko, 2000). A composição é determinante no albedo do grão e de sua transparência. Dessa maneira, a transparência leva a uma homogeneização do espalhamento interno da radiação, fazendo com que a curva de fase torne-se mais horizontal. O inverso acontece para os grão de baixo albedo, onde o espalhamento interno simples prevalece. O estudo de *Masiero et al.* (2009) com curvas de fase polarimétricas também indica que a composição é fator principal na forma da curva ao invés do tamanho dos grãos.

A superfície de asteroides é coberta por uma camada de regolito que evolui através diversos processos que agem em distâncias e em escalas de tempo diferentes. O regolito também apresenta distintas composições, sendo a fase mais facilmente identificável os minerais de silicato. As populações de asteroides, em geral, dividem-se entre aqueles que apresentam ou não bandas de absorção de silicatos em seus espectros de reflectância. Além da espectroscopia, os asteroides também apresentam diversidade em suas curvas de fase fotométricas e polarimétricas, que estão

intrinsecamente relacionadas a composição e transparência dos grãos do regolito. Apesar da correspondência existente entre asteroides e meteoritos, a comparação direta destes é afetada por mecanismos coletivamente chamados de intemperismo espacial, que modifica o espectro de reflectância e a distribuição do regolito dos asteroides.

## 1.1.2 Cometas

Cometas são corpos primitivos, contendo materiais voláteis (principalmente  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $NH_3$ ,  $CN$ ,  $CO$  e  $CO_2$ ), que quando aproximam-se do Sol apresentam sublimação e emissão de poeira, formando coma e cauda. Cometas são classificados de curto ( $< 200$  anos) e longo ( $> 200$  anos) período orbital, e tem sua origem no Sistema Solar Externo, possivelmente no cinturão de Edgeworth-Kuiper (40-50 UA, *De Sanctis et al.*, 2001), no Disco Espalhado (50-120 UA, *Trujillo et al.*, 2000) ou na Nuvem de Oort ( $>1000$  UA, *Oort*, 1950). Estes corpos são trazidos para o Sistema Solar interior através de perturbações com os planetas externos, estrelas (*Fesenkov*, 1922; *Opik*, 1932) e/ou galácticas.

O primeiro modelo de superfície e estrutura interna de um núcleo cometário foi proposto por Whipple (1950, 1951, 1955), descrevendo-o como um conglomerado de gelos e material primitivo em uma mistura miscível. Os cometas se formariam em regiões de baixa temperatura na Nebulosa Solar, mantendo uma grande quantidade de gelos e uma baixa porosidade, força de coesão e condutividade térmica (*Weissman et al.*, 2004). Whipple (1951) também foi o primeiro a propor que na superfície de um cometa, após várias passagens periélicas, formaria-se um manto de materiais refratários, sobras da sublimação dos voláteis. Este material, análogo aos meteoritos carbonáceos, seria de baixo albedo geométrico, o que de fato foi confirmado pela sonda Giotto ao medir o albedo do núcleo do cometa 1P/Halley (4%). Assim, o modelo de Whipple, apelidado "bola de neve suja", prevaleceu após a sonda Giotto, em 1986, retornar, pela primeira vez, imagens resolvidas de um núcleo cometário. Giotto revelara um corpo escuro, com topografias irregulares, escarpadas e jatos provenientes de áreas específicas da superfície.

Apesar da aceitação das linhas gerais do modelo, a presença de anisotropias

na coma, de jatos em regiões localizadas, de variações com a fração da superfície iluminada e a observação de quebras em fragmentos discretos, em eventos como as dos cometas Shoemaker-Levy 9 (*Scotti and Melosh, 1993; Asphaug and Benz, 1994*) e C/1999 S4 (*Weaver et al., 2001*), fizeram com que o modelo passasse por revisões. Um núcleo cometário seria um aglomerado gravitacional de diversos cometesimais, "os tijolos" que formaram-se na Nebulosa Solar. E que, por colisões de baixa velocidade, acresceriam-se formando o núcleo (*Möhlmann, 1995*). Os cometesimais seriam basicamente de material refratário com inclusões gasosas, uma vez que teriam passado pelo aquecimento radioativo, enquanto voláteis, gases e poeira envolveriam e permeariam os cometesimais (Figura 1.5a). O modelo cometário mudou então para "bola de poeira gelada", onde os materiais refratários constituiriam a maior parte do núcleo ao invés dos gelos.

O estudo do manto refratário, devido às poucas informações físicas disponíveis, continuou através do estudo teórico e experimental. Strazzula et al. (1991) descreveram o estágio pré-atividade, durante residência no Sistema Solar exterior, onde o núcleo sofreria pouca alteração por radiação solar. Impactos compactariam a superfície e a pulverização catódica e irradiação por íons pesados provocaria gradual perda de voláteis na superfície exposta ao meio interplanetário (Figura 1.5b). A pulverização é mais importante do que a sublimação para distâncias acima de 5 UA e seria o processo da formação dos compostos orgânicos, seja na superfície do núcleo ou nos grãos interplanetários (*Kobayashi et al., 1995*). O núcleo manteria-se neste ambiente até que fosse enviado ao Sistema Solar interior, quando então começaria a desenvolver o manto refratário.

Fanale & Salvail (1984) desenvolveram o primeiro modelo matemático unidimensional para descrever a atividade cometária e o desenvolvimento do manto considerando a ação da poeira. O modelo sugere que em poucas passagens periélicas, um núcleo desenvolve um fino manto de 1 mm de espessura por toda a superfície. Apenas cometas com periélio  $> 1.5$  UA e obliquidade no polo desenvolveriam um manto refratário irreversível de 1-3 cm de espessura. A sublimação de  $H_2O$  decai para  $10^{-4}\%$  comparado com épocas iniciais. Áreas ativas ou de gelos expostos

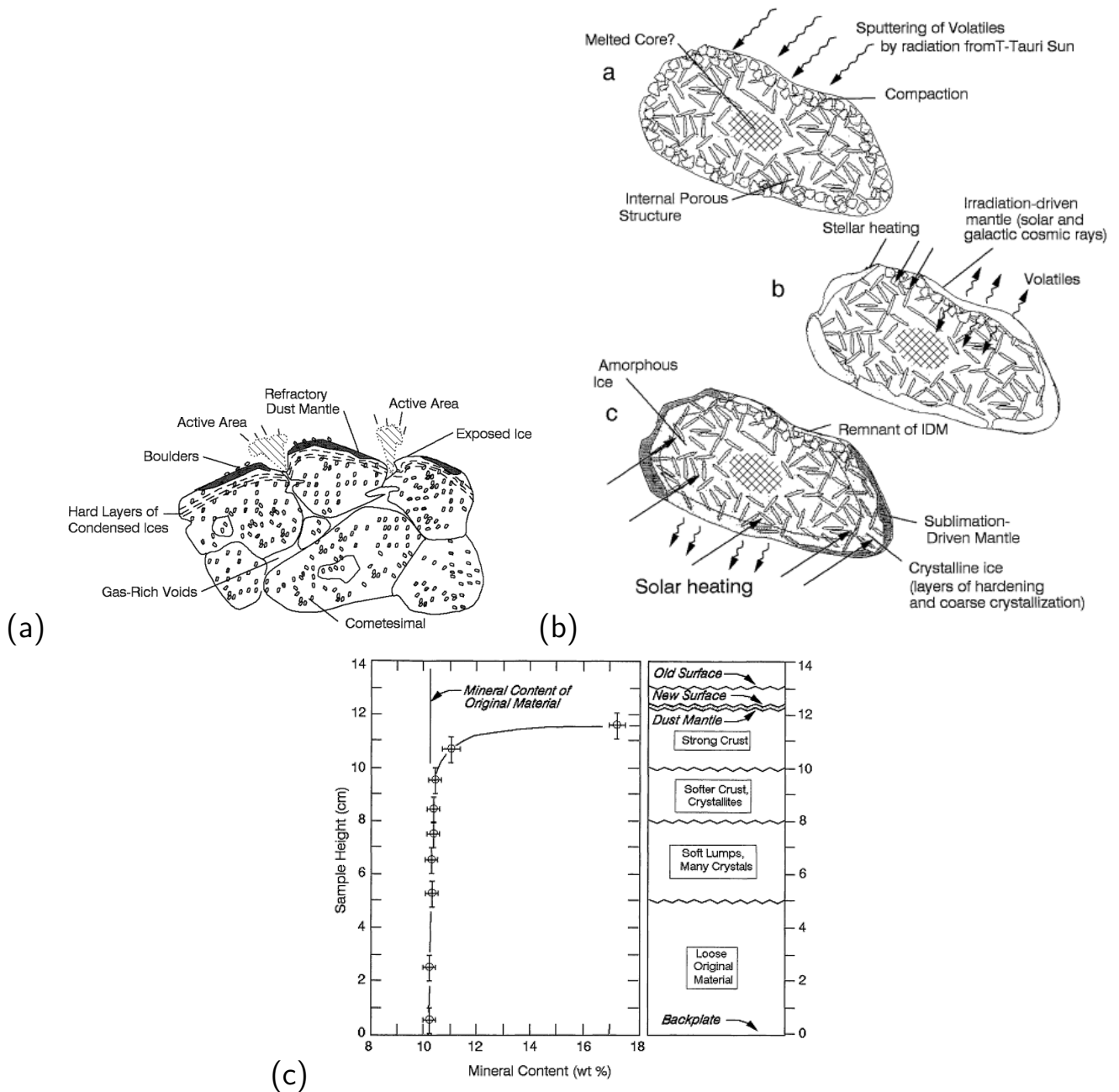


Figura 1.5: (a) Esquema da superfície de um núcleo de acordo com o modelo de agregados cometesimais (*Sears et al., 1999*). A atividade aconteceria nas ranhuras porosas, rica em gases e voláteis. (b) Estágios de evolução da superfície cometária. Superfície de silicatos e carbono coberta por gelos. Os passos são descritos na seção. (c) Esquema da estratificação na simulação de superfície cometária. Resultado do experimento KOSI.

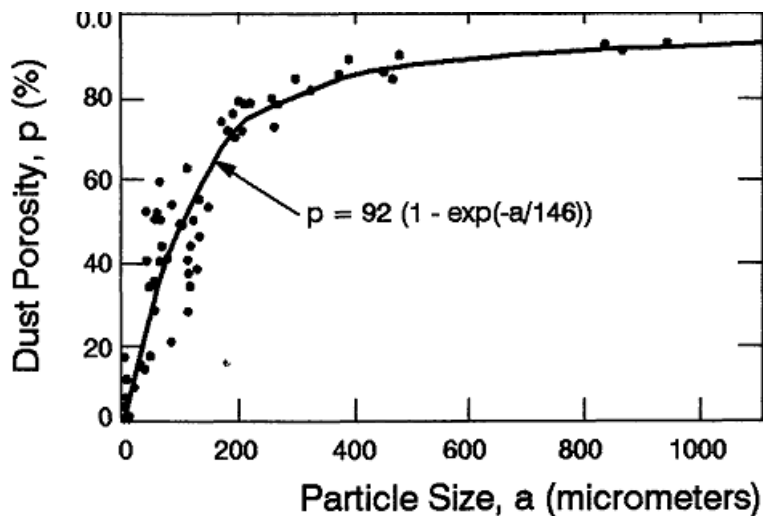


Figura 1.6: **Função da porosidade do manto de poeira em relação ao tamanho médio dos grãos.** dados do experimento KOSI 9 (*Sears et al., 1999*).

corresponderiam à  $< 10\%$  da área total.

Com objetivo de testar os modelos vingentes e preparar resultados comparativos com futuros dados de missões espaciais, a agência espacial europeia coordenou diversos experimentos de simulação de superfície cometária chamados KOSI (*Sears et al., 1999*). Água ( $H_2O$ ), amônia ( $NH_3$ ), metano ( $CH_4$ ) e grãos sólidos de olivina e carbono, em proporção de 10% de sólidos para 90% de gelos, foram bombeados em uma câmara de baixa pressão ( $10^{-6}$  Pa) e temperatura (80 K), sob insolação artificial. O que se observou foi a stratificação de diferentes misturas de materiais (Figura 1.5c). Desenvolveu-se o fino manto de poeira refratária de 1-5 mm de espessura, e abaixo uma grossa camada de gelo cristalizado. Abaixo disso, a proporção de minerais mantém-se como originalmente, e as camadas subsequentes variaram gradualmente em força de coesão e cristalização. O albedo superficial foi medido entre 10 à 20 % e a porosidade atingiu até 85%, dependendo do tamanho do grão (Figura 1.6).

Revisando as imagens da Giotto, os resultados de modelos, experimentos e observações, *Colangeli et al. (1992)* esboçou como seria o panorama de um núcleo cometário (Figura 1.7a). Este previa aspectos que seriam observados apenas cerca

de uma década depois, com as imagens em alta resolução de 9P/Tempel, 81P/Wild e 67P/Churyumov–Gerasimenko (Figura 1.7) obtidas por missões espaciais: (i) A superfície cometária preservaria parte do manto original, rico em orgânicos, criado pela irradiação e pulverização de íons pesados; (ii) O manto ainda em sublimação, uma mistura de voláteis e refratários; (iii) O manto isolante seco de silicatos e carbono, produto de diversas passagens periélicas; (iv) Distribuídos pelas regiões de maior insolação, encontrariam-se os poços criados pela sublimação violenta, relacionados aos jatos e assimetrias na coma; (v) E, localizadamente, haveriam áreas de gelos expostos.

Portanto, estudos experimentais e teóricos mostraram que a superfície do núcleo cometário deve ser globalmente coberta por um fino manto de poeira refratária de baixo albedo ( $<10\%$ ), com algumas áreas de voláteis expostos. Entretanto, a observação remota de núcleos é dificultada pelo pequeno tamanho ( $\lesssim 4$  km, *Lamy et al.*, 2004) e baixa reflectividade, sendo que não existem mais do que 44 destes objetos observados da Terra. A maior fonte de informação são dados de missões espaciais, principalmente as missões: Deep Space 1 (Borrelly), Stardust (81P/Wild), Deep Impact (9P/Tempel) e recentemente Rosetta (67P/Churyumov–Gerasimenko). Exceto 1P/Halley, todos os cometas visitados por sondas são de curto período orbital ( $< 20$  anos) e membros da família de Júpiter. Os resultados da missão Rosetta serão abordados no capítulo 6.

A espectroscopia e fotometria de cometas indicam um espectro de reflectância avermelhado, com nenhuma banda ou estruturas de absorção no visível (500-1000 nm) (*Lamy et al.*, 2004). A distribuição de cores de 44 núcleos (*Lamy and Toth*, 2009) em filtros *BVRI* observados de telescópios na Terra mostra uma unimodalidade e nenhuma correlação com tamanho ou periélio, sendo similar as de Troianos e candidatos a cometas dormentes. A inclinação espectral média é inferior as de populações transnetunianas e Centauros. *Lamy and Toth* (2009) propõem um mecanismo onde a inclinação espectral menor deve-se a dissociação térmica do material “avermelhado” (possivelmente o manto de orgânicos) em espécies menos “avermelhadas” com o aumento do aquecimento durante as passagens periélicas. Análises



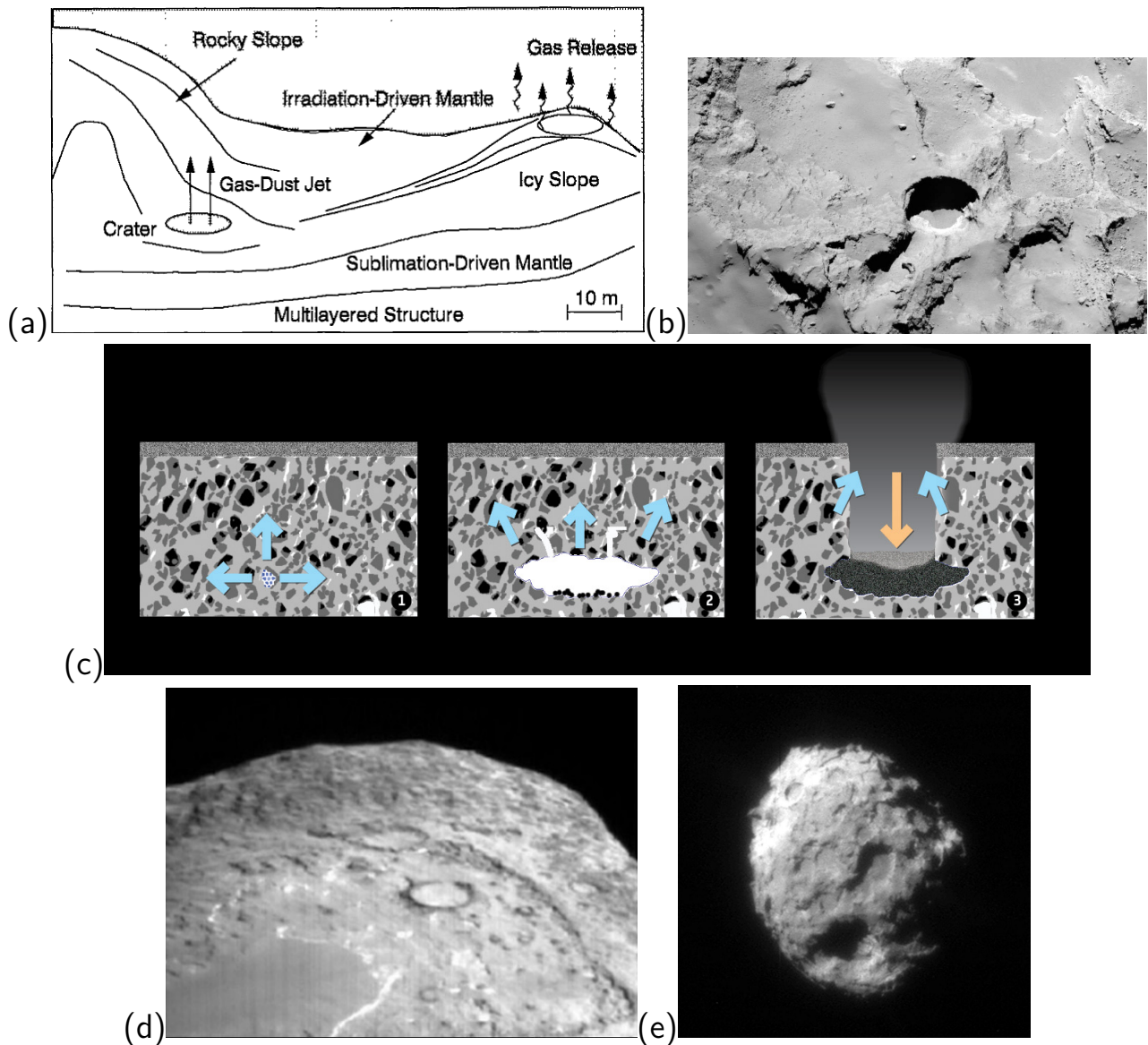


Figura 1.7: (a) Esboço de *Colangeli et al.* (1992). (b) Poços de sublimação em 67P/Churyumov–Gerasimenko pela Rosetta. (c) Esquema do processo de formação dos poços (*Vincent et al.*, 2015). Uma região de calor quiescente sob a superfície sublima e expande violentamente o material voláteis, produzindo uma cavidade e provocando colapso do material acima. Os poços possuem 100-200 metros de profundidade. (d) Panorama de 9P/Tempel pela Deep Impact. (e) 81P/Wild pela Stardust . Todos estes corpos apresentam poços e mantos suaves e áreas de gelos expostos.

de bandas de absorção por espectroscopia no infravermelho próximo (1000-3000 nm) (Soderblom et al., 2002) assim como de grãos micrométricos capturados pela missão Stardust (Sandford et al., 2006; Keller et al., 2006) comprovaram a existência de orgânicos, principalmente alifáticos, na composição dos cometas. Olivinas e silicatos amorfos também foram detectados e a composição média dos grãos é similar à de meteoritos carbonáceos primitivos. A heterogeneidade da abundância de C, N, e O entre grãos também confirma que os núcleos preservam parte de sua composição pré-cometária não processada (Sandford et al., 2006) e que esta é composta por materiais de regiões de diferentes temperaturas do Sistema Solar.

O albedo geométrico estimado de 19 cometas mostra que todos limitam-se a valores entre 2% à 7% (Lamy et al., 2004). O coeficiente de inclinação da curva de fase médio de  $0.04 \text{ mag} \cdot \text{deg}^{-1}$  indica uma curva mais inclinada que asteroides de alto albedo (Tipo E) e similar a asteroides escuros do tipo C, e P ( $0.042 \text{ mag} \cdot \text{deg}^{-1}$ , Belskaya and Shevchenko, 2000). A análise fotométrica em imagens resolvidas de 19P/Borrelly (Buratti et al., 2004) e 9P/Tempel 1 (Li et al., 2007b) indica que áreas de diferentes texturas estão relacionadas com diferentes albedos e curvas de fase (Figura 1.8). Em 19P/Borrelly, terrenos suaves possuem albedos mais altos e uma curva de fase mais acentuada do que os terrenos escuros e rugosos. Em 9P/Tempel 1, os terrenos de textura suave são mais avermelhados, enquanto os poços apresentam um espectro mais neutro. A relação entre áreas brilhantes e gelos d'água foi confirmada espectralmente por Sunshine et al. (2006), indicando existir uma relação entre topografia e propriedades como rugosidade, material e albedo.

Os resultados observacionais prévios à missão espacial Rosetta mostraram que as superfícies dos núcleos cometários apresentam grande variedades de composições. A missão Stardust comprovou que os grãos capturados da coma de poeira do cometa Wild 2 possuem olivinas, silicatos amorfos, carbono e orgânicos. Cada um desses materiais foi adicionado ao cometa por diferentes tipos de mecanismos em diferentes épocas, como confirma a heterogeneidade nas abundâncias elementais. A relação entre fotometria e topografia mostra que existem regiões contendo orgânicos (alta inclinação espectral) e regiões de mistura de grãos de silicatos e gelos d'água (baixa

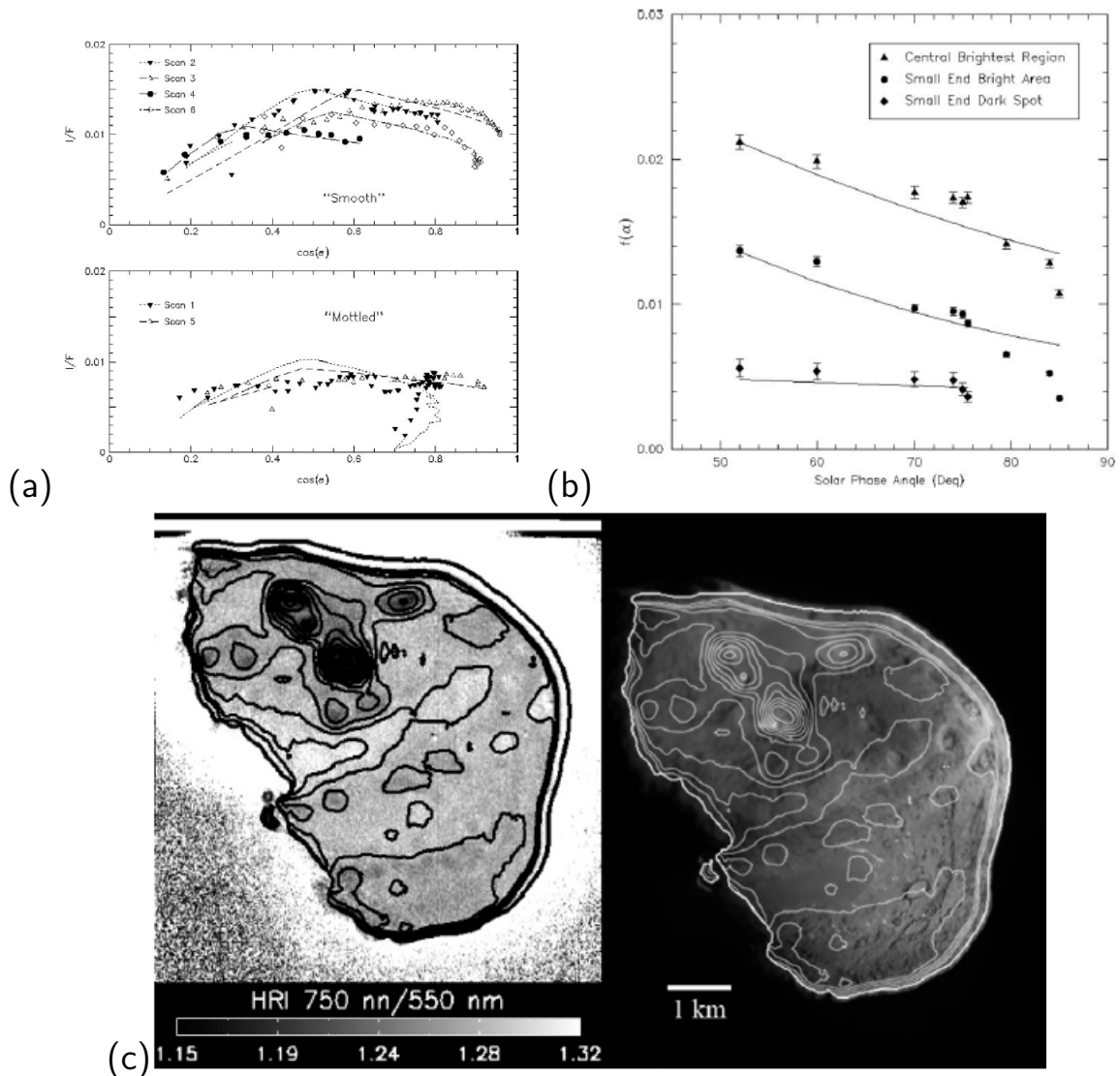


Figura 1.8: (a) Comportamento de disco entre os terrenos classificados como suaves ("smooth") e rugosos ("mottled"). O terreno rugoso apresentam um comportamento lambertiano, independente do ângulo de emergência. (b) As curvas de fase dos terrenos mais brilhantes e mais escuros. (c) Sobreposição da razão de cor 750/550 nm e uma imagem em alta resolução. As zonas de nível mais acentuado representam os espectros mais neutros. Fonte: *Buratti et al. (2004)* e *Li et al. (2007b)*.

inclinação espectral). E que, após diversas passagens periélicas, o manto exposto rico em gelos é sublimado sobrando apenas o material refratário. Quando esta camada atinge globalmente uma espessura acima de 10 cm (*Fanale and Salvail, 1984*), a atividade cometária cessa, restando então apenas um cometa dormente.

## 1.2 Objetivos e Motivação

A superfície dos pequenos corpos é resultado das condições iniciais de formação e sua evolução no Sistema Solar. Asteroides apresentam um solo coberto por regolitos e uma composição superficial geralmente livre de voláteis. Os cometas, por outro lado, estando a maior parte da sua vida no Sistema Solar exterior, apresentam espécies químicas complexas como cadeias orgânicas e materiais voláteis. Ainda assim, grãos capturados da coma de cometas mostram que materiais refratários, formados em altas temperaturas, também foram levados à regiões mais externas do Sistema Solar. Logo, a composição e morfologia destes pequenos corpos torna-se um diagnóstico das condições de temperatura, pressão e também dinâmica durante a formação e evolução do Sistema Solar.

O objetivo desta tese é, portanto, contribuir para o estudo fotométrico e espectrofotométrico da superfície de pequenos corpos em diferentes escalas de resolução. A observação coletiva da espectro-fotometria global de milhares de asteroides permite-nos inferir correlações em suas distribuições não identificadas anteriormente devido ao número reduzido ou limitações nas amostras.

As imagens resolvidas de pequenos corpos por missões espaciais, por outro lado, permite caracterizar detalhadamente as propriedades e as variações fotométricas para locais específicos.

Para esse fim, decidimos estudar os dados do sistema de câmera OSIRIS pela missão Rosetta do asteroide (21) Lutetia e do cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko. Como ainda são poucos os pequenos corpos visitados por sondas espaciais, apenas 13 objetos, cada novo estudo desenvolvido contribui significativamente com o conhecimento sobre a superfície destas populações. Portanto, sendo ambos os objetos observados em grandes detalhes, isso nos permite averiguar fenômenos locais da superfície. Para isso, aplicamos correção fotométrica para obter a espectro-fotometria

sem efeitos de iluminação e o modelo de Hapke para analisar as propriedades do solo (capítulo 2) e assim correlacioná-las.

Desta maneira, organizamos os estudos desenvolvido de seguinte forma:

- Capítulo 4: Através do maior catálogo fotométrico de asteroides no visível (0.4-0.9 microns, Sloan Digital Sky Survey) estudamos o comportamento coletivo da espectrofotometria de acordo com suas estruturas e inclinação espectral. Por décadas, asteroides foram classificados em sistemas discretos de grupos taxonômicos que pouco representam a real variabilidade observada nos espectros de asteroides. Nosso estudo verifica que existe uma real continuidade coletiva nos espectros de asteroides com e sem banda de absorção de silicatos. O trabalho resultante do estudo, *Characterizing spectral continuity in SDSS u'g'r'i'z' asteroid photometry* (2015), está publicado em *Astronomy & Astrophysics* e é dado em anexo.
- Capítulo 5: Através das imagens da câmera OSIRIS à bordo da sonda Rosetta, um estudo fotométrico detalhado da região de Baetica, no asteroide (21) Lutetia, foi conduzido para verificar e confirmar variações e diferentes propriedades fotométricas. A região apresenta um conglomerado de crateras que apresentam variações nas imagens em pequenos ângulos de fase. A caracterização fotométrica da região traz relevantes implicações para o estudo de regolitos. O trabalho resultante desta análise está submetido para publicação em *Icarus* como *Asteroid (21) Lutetia: Disk-resolved photometric analysis of Baetica region* (2015).
- Capítulo 6: A sonda Rosetta recentemente atingiu seu alvo, o cometa 67P/C-G. Utilizando as imagens da câmera OSIRIS, construímos um estudo global das propriedades fotométricas do núcleo. Caracterizamos pela primeira vez o efeito de oposição em um núcleo cometário. Obtemos uma alta porosidade superficial, em concordância com os experimentos de laboratório. Verificamos também, pela primeira vez, a existência do avermelhamento da inclinação espectral com o ângulo de fase. Através de imagens corrigidas fotometricamente, observamos três grupos de inclinação espectral na superfície do cometa. O trabalho resultante deste estudo está em anexo como *Spectrophoto-*

*metric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft (2015) e foi aceito para publicação em *Astronomy & Astrophysics*.*

Os dados analisados e como foram tratados para se obter as informações necessárias nesta tese são apresentados em detalhes no capítulo 3.

Por fim, os resultados desta tese serão discutidos coletivamente no Capítulo 7, considerando a composição e os mecanismos de formação e transformação da superfície de pequenos corpos.

## Capítulo 2

# Determinação remota das propriedades da superfície por fotometria

*I will not omit to relate another circumstance also; which is perhaps the most remarkable which has ever happened to any one. I do so in order to justify the divinity of God and of His secrets, who deigned to grant me that great favor; for ever since the time of my strange vision until now an aureole of glory (marvellous to relate) has rested on my head.*

— Benvenuto Cellini, escultor italiano, sobre o efeito de oposição

A superfície de pequenos corpos do Sistema Solar sem atmosfera é composta por uma camada de grãos interseccionados cuja distribuição de tamanhos varia de micrômetros a centímetros, e cujas propriedades ópticas estão intrinsecamente relacionadas aos minerais contidos e à sua forma. Este complexo estrato opticamente ativo é chamado coletivamente de regolito (do grego, *reghos+lithos*, literalmente camada de rochas, Figura 2.1), e que, apesar do termo, pode não ser unicamente composto por minerais. A reflexão, absorção e espalhamento da radiação solar pelo regolito produzem o espectro e albedo dos corpos observados pelos detectores na Terra ou no espaço.

No entanto, os grãos em regolitos de pequenos corpos se encontram em um ambiente de baixa gravidade, muito diferente do terrestre, o que influencia diretamente o tipo de estrutura e a distribuição de tamanhos encontrados nesses objetos. Bruce Hapke visando reproduzir o regolito lunar, observou que o fino pó de SiC sob o microscópio formava coletivamente estruturas que se assemelhavam a "castelos de fadas". Os grãos se apoiavam sob poucos pontos de contato para atingir certa estabilidade contra a gravidade, formando os tais micro "castelos". Esta própria auto-organização, fruto da resposta daquelas partículas à gravidade, possuía propriedades ópticas muito diferentes do pó de SiC composto por grãos maiores. Tal descoberta motivou-o ao desenvolvimento de um modelo analítico em que permitisse obter parâmetros físicos através comportamento óptico destas superfícies (Hapke, 1993). O modelo de Hapke será descrito na seção 2.3.

O estudo da superfície de pequenos corpos é fundamentalmente pautada por observações remotas. A maioria das observações é de natureza não-resolvida, no sentido que a forma, tamanho e topografia do corpo não são conhecidas com precisão. Em casos particulares como stereo-photoclinometria (Capanna et al., 2012), observações por RADAR (Ostro, 1989; Ostro et al., 2002) ou curvas de luz esparsas (Kaasalainen and Torppa, 2001; Kaasalainen et al., 2001), onde a topografia e tamanho podem ser parcialmente obtidos, a ambiguidade existente entre a reflectividade do regolito e a forma/tamanho/topografia pode ser minimizada. Este problema, por exemplo, se apresenta ao se estimar o tamanho/forma a partir da magnitude ou albedo geométrico. Um corpo pode ser enorme e escuro, ou pequeno e brilhante, ou possuir muitas crateras ou manchas, etc. A partir de observações remotas, em geral, a única forma de se estimar a forma de um pequeno corpo é medindo sua curva de luz sob diferentes condições de iluminação (Kaasaleinen et al., 2001a,2001b). No entanto o método funciona apenas caso o corpo não possua altas variações ou muitas concavidades, como grandes crateras. Portanto, é importante conhecer as condições de iluminação da superfície ou corpo em estudo. As condições de iluminação são descritas pelos ângulos de incidência ( $i$ ) da radiação solar e normal da superfície ( $\vec{N}$ ), de emergência ( $\varepsilon$ ) entre  $\vec{N}$  e o observador, e de



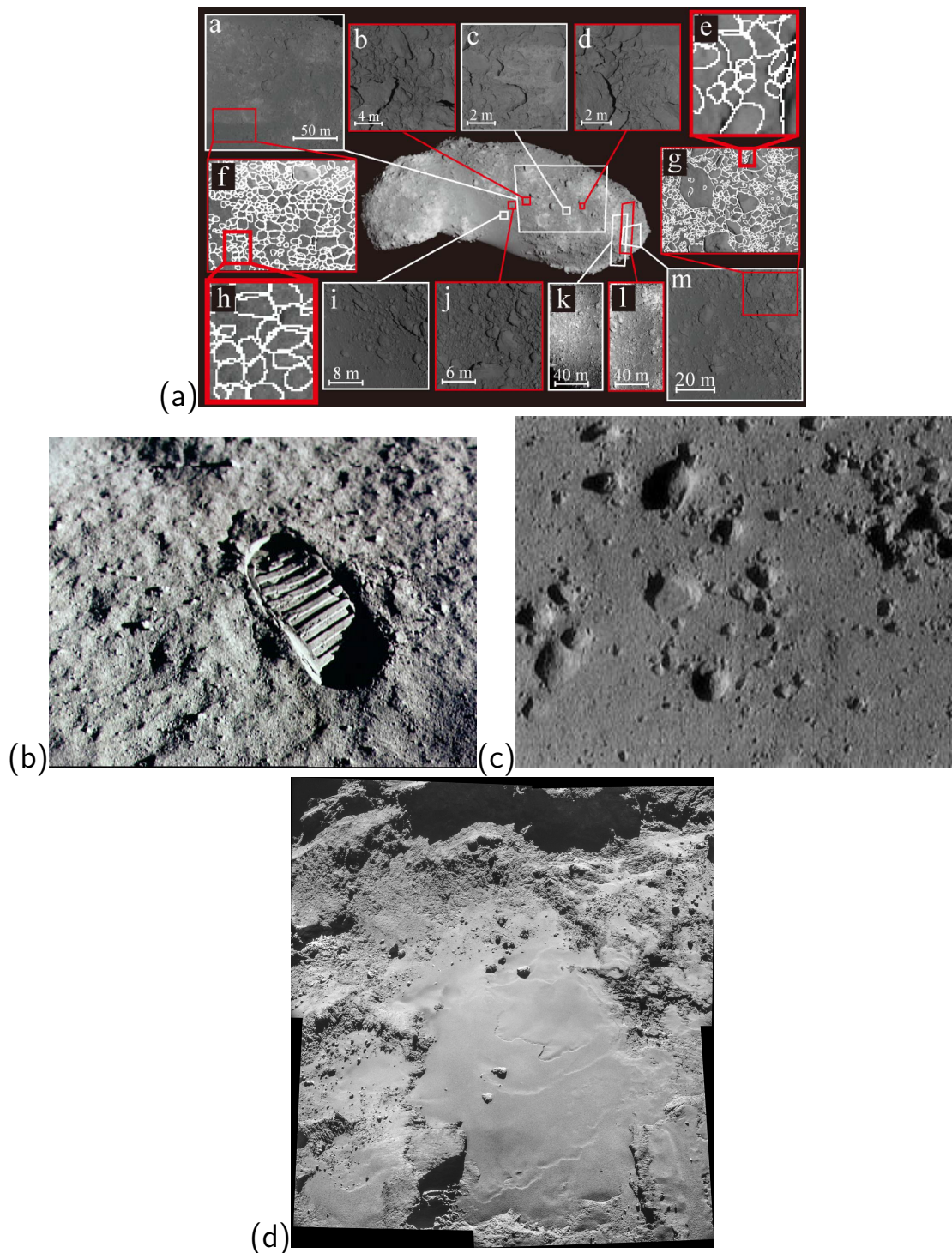


Figura 2.1: **Imagens resolvidas de regolitos que compõem a superfície de corpos do Sistema Solar. (a) Itokawa, (b) Lua, (c) Eros e (d) 67P/C-G. Fontes: Hayabusa, Apollo 11, NEAR-Shoemaker e Rosetta.**

fase ( $\alpha$ ) e o azimute ( $\varphi$ ) (Figura 2.2).

A quantidade física utilizada em observações fotométricas remotas depende se a intensidade absoluta da radiação espalhada é conhecida. Em fotometria e espectroscopia em observatórios na Terra geralmente utiliza-se a reflectância relativa e normalizada a 550 nm. Isso fornece uma compreensão do comportamento relativo do espectro da superfície como avermelhamento ou bandas de absorção, mas não permite determinar o quanto realmente é refletido. A quantidade física absoluta, por outro lado, é chamada fator de radiância ( $I/F$ ) ou albedo aparente ( $A_p$ ), dado pela a radiância espectral espalhada ( $I, W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$ ) dividida pela irradiância solar ( $F, W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}$ ) numa dada distância do corpo. O fator de radiância é proporcional à reflectância bi-direcional ( $BDR = I/\pi F$ ), o que significa que a radiação incidente e espalhada são colimadas, medidas de direções específicas, como representado na figura 2.2.

O albedo aparente em conjunto com os ângulos de iluminação permite que se estude as verdadeiras propriedades reflexivas do regolito. Nas seções 2.1 e 2.2 abordaremos os observáveis de um corpo coberto por regolito e, em seguida, como é possível, em primeira aproximação, corrigir os fatores de iluminação e extrair informações sobre as superfícies.

## 2.1 Curva de fase e Comportamento de disco

A curva de fase é a função do albedo aparente em relação ao ângulo de fase. O comportamento de disco é definido como o albedo aparente em função dos ângulos de incidência/emergência para um dado ângulo de fase. Ambas as funções são obtidas quando observa-se o mesmo corpo ou superfície sob diferentes condições de iluminação.

As curvas de fase de regolitos (Figura 2.3a) apresentam três fenômenos marcantes que definem a forma da curva de fase no regime dos pequenos aos amplos ângulos de fase:

1. O efeito de oposição foi observado em asteroides pela primeira vez por *Geh-*

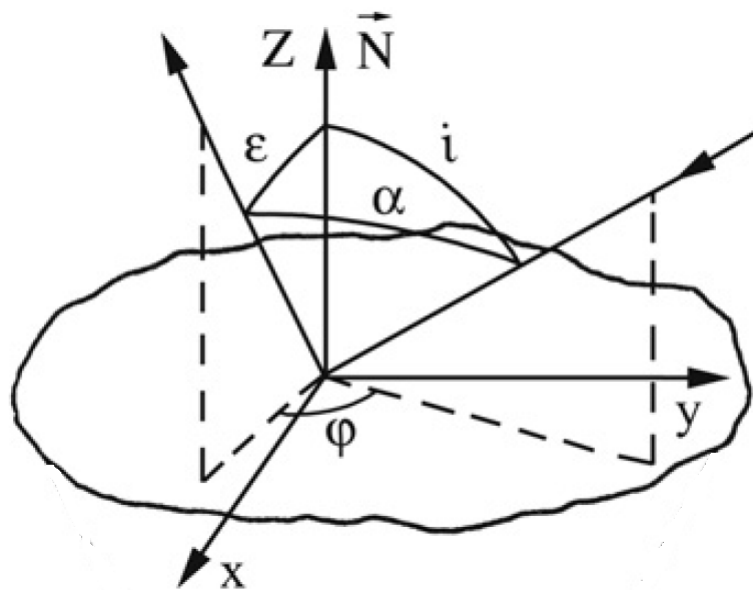


Figura 2.2: Os ângulos e vetores de iluminação que descrevem uma superfície.  $(x, y, Z)$  são a coordenada cartesiana centrada na normal  $\vec{N}$ , perpendicular à superfície.  $i$  é ângulo de incidência da radiação solar.  $\varepsilon$  é ângulo de emergência da radiação espalhada ao observador.  $\varphi$  é o azimute entre os planos de incidência e de emergência com a perpendicular do solo.  $\alpha$  é o ângulo de fase entre os vetores de incidência e emergência. Estes ângulos se relacionam através da expressão:  $\cos(\alpha) = \cos(i) \cos(\varepsilon) + \sin(i) \sin(\varepsilon) \sin(\varphi)$ . Fonte: *Shkuratov et al. (2011)*.

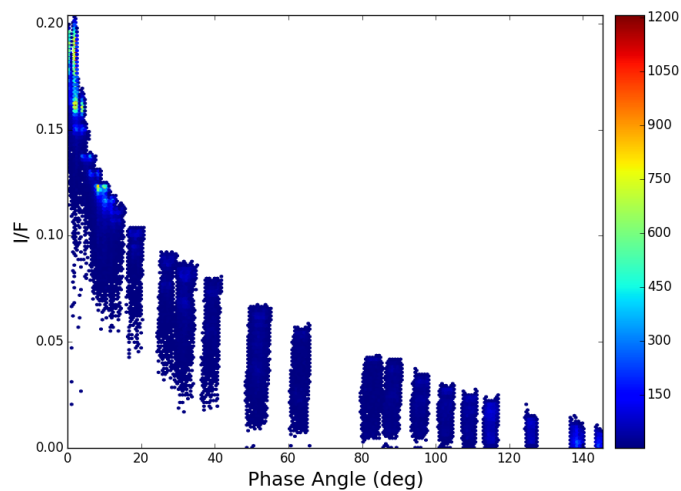
*rels* (1956), e tem sido frequentemente estudado devido à ligação com dois mecanismos ópticos em regolitos: o ocultamento por sombra (*shadow-hiding opposition effect*, SHOE, eg., *Irvine*, 1966; *Hapke*, 1981; *Shkuratov et al.*, 1999; *Morozhenko and Vidmachenko*, 2013) e o retroespalhamento coerente (*coherent-backscattering opposition effect*, CBOE, eg., *Mishchenko and Dlugach*, 1992; *Mishchenko*, 1992; *Mishchenko et al.*, 2009; *Muinonen et al.*, 2012). O SHOE é relacionado com o desaparecimento de sombras mútuas entre as partículas no regolito quando a fase zero é atingida (Figura 2.4b). O CBOE acontece quando os raios emergentes produzidos por múltiplos espalhamentos entre os grãos interferem coerentemente com o raio de incidência a partir da fonte luminosa, algo que ocorre sempre a aproximadamente fase zero (Figura 2.4c). Além do pico de oposição, ambos mecanismo são também evocados para explicar o ramo da polarização negativa em curva polarimétrica de corpos cobertos por regolito (*Shkuratov et al.*, 1994; *Muinonen*, 1994; *Shkuratov et al.*, 2002). No entanto, existem diferenças em como estes mecanismos se apresentam. Para que o SHOE aconteça é necessário que as sombras estejam definidas, portanto, as dimensões da partícula devem ser maiores que o comprimento de onda da radiação incidente, que está relacionada com a difração na borda dos grãos<sup>1</sup>. O SHOE é também um fenômeno de espalhamento simples, ou seja, a radiação é espalhada apenas uma vez e se comporta corpuscularmente. O CBOE, por outro lado, acontece em situação bem particular. Os grãos devem ser da ordem ou menor do que o comprimento de onda da radiação, ou devem ser transparente o bastante para que um múltiplo espalhamento interno ou inter-grãos seja possível. O mecanismo acontece no regime ondulatório da radiação, onde a interferência não é desprezível. Portanto, cada mecanismo tem origem em uma população específica de regolitos, que na superfície de um pequeno corpo, coabitam em diferentes proporções, tornando-se ambíguos. Observacionalmente, o pico do SHOE possui uma largura angular maior que a relativa ao CBOE,  $\lesssim 10^\circ$  e  $\lesssim 3^\circ$ , respectivamente.

---

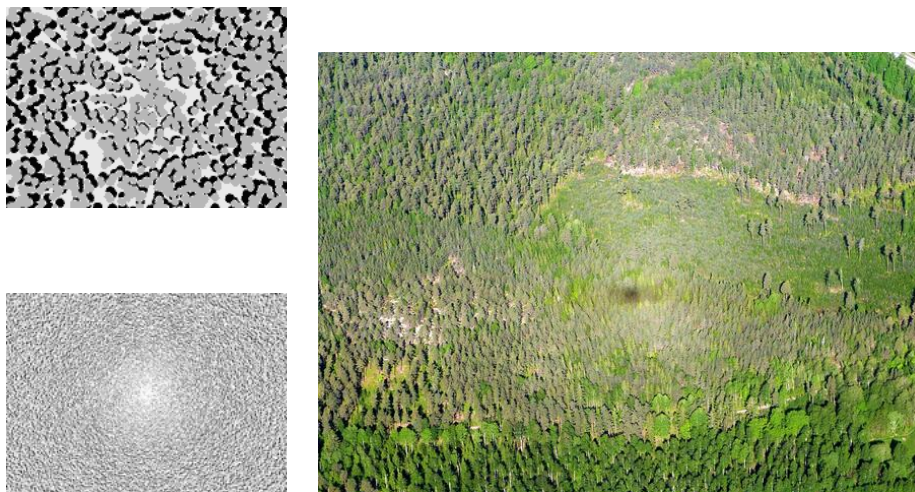
<sup>1</sup> $\Delta\theta = \lambda/4a$ , onde  $\theta$  é HWHM do pico de difração,  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $a$  é o raio da partícula. Caso  $a \gg \lambda$ , a difração desaparece.

2. A atenuação por sombras superficiais, é um efeito geométrico causado pela projeção de largas sombras devido a rugosidades superficiais, grandes pedregulhos ou topografias (escarpas, montes, cadeia de montanhas,...). O efeito torna-se marcante com o aumento do ângulo de fase, geralmente a partir de  $30 - 50^\circ$  (*Shkuratov et al.*, 2005; *Parviainen and Muinonen*, 2007). O fenômeno é intrinsecamente dependente do ângulo de incidência, que geralmente deve ser maior do que  $30^\circ$ , para que possa haver projeções de grandes sombras sobre a superfície (*Shkuratov et al.*, 2012). A dependência com os ângulos de incidência e emergência torna o efeito também importante a ser considerado no comportamento de disco.
  
3. O espalhamento múltiplo é um fenômeno intrínseco à existência de um sistema onde múltiplas partículas estão sendo incididas por radiação eletromagnética, como é o caso de um regolito. O espalhamento múltiplo é definido como toda radiação que tem sua direção desviada  $(n+1)$ -ordem de vezes, seja dentro do próprio grão ou seja inter-partículas. O fenômeno e o CBOE são inseparáveis, sendo o último uma particularidade do espalhamento múltiplo coerente à fase zero (*Mishchenko et al.*, 2011). Quando os grãos são translúcidos, as múltiplas ordens de espalhamento do campo eletromagnético torna-se um componente não desprezível na refletância da superfície. Portanto, o espalhamento múltiplo é uma função do albedo médio dos grãos que compõem o regolito (*Hapke*, 1993) e também do comprimento de onda. A contribuição do espalhamento múltiplo é geralmente maior para ângulos de fase abaixo de  $60^\circ$ , sendo o responsável por fenômenos luminosos, tais como o arco-íris e glória.

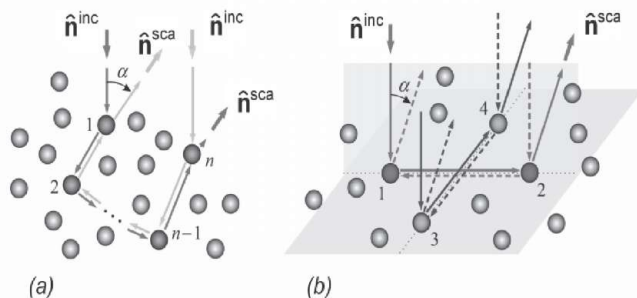
O comportamento de disco (Figura 2.4) tem seu nome devido ao gradiente de brilho do disco lunar do centro ao limbo, mas também é observado em todos os corpos sem atmosfera. Os mesmos fenômenos que atuam na curva de fase também operam no comportamento de disco. Este comportamento aumenta com o ângulo de fase, sendo geralmente a principal causa de variação no albedo a partir de ângulo de fase  $\gtrsim 3^\circ$  e incidência/emergência  $\gtrsim 50^\circ$ . A presença do comportamento a partir de ângulos de fase tão pequenos indica forte dependência com a lei de



(a)



(b)



(c)

Figura 2.3: Exemplos de curva de fase, SHOE e CBOE. (a) Curva de fase de (21) Lutetia mostrando o pico de oposição não-linear e a dispersão devido ao comportamento de disco. (b) O funcionamento do SHOE e o efeito em uma cobertura de árvores. (c) Esquema em óptica clássica do mecanismo de retroespalhamento coerente.  $\hat{n}_{inc}$  e  $\hat{n}_{sca}$  são os vetores da direção do feixe incidente e espalhado.

espalhamento simples da superfície (Figura 2.4). As leis de espalhamento difusivo simples descrevem como a primeira ordem do espalhamento da radiação por uma superfície em função dos ângulos de iluminação, independentemente dos efeitos acima descritos.

## 2.2 Correção Fotométrica

A correção fotométrica é um processo de descrição matemática da contribuição curva de fase e do comportamento de disco na reflectância (ou albedo aparente) de uma superfície. Uma descrição satisfatória destes comportamentos permite obter parâmetros referentes ao estado do regolito que compõem a superfície. Sendo assim, a correção fotométrica baseia-se na premissa de que a dependência do albedo aparente  $A_p$  com o ângulo de fase pode ser desacoplada dos ângulos de incidência, emergência e azimute (*Shkuratov et al.*, 2011):

$$A_p(i, e, \varphi, \lambda) = A_{eq}(\alpha, \lambda) \cdot D(i, e, \varphi, \bar{\alpha}) \cdot S(i, e, \varphi) \quad (2.1)$$

O albedo equigonal  $A_{eq}$  descreve somente a dependência com o ângulo de fase e normaliza todo o albedo aparente de uma imagem para apenas um valor de ângulo de fase.  $D(i, e, \varphi, \bar{\alpha})$  é o comportamento de disco para cada ângulo de fase médio  $\bar{\alpha}$ , cujo gradiente de brilho através da superfície do corpo é geralmente descrita por leis de espalhamento difusivo simples. Uma função de sombreamento  $S(i, e, \varphi)$ , que descreve a atenuação por sombras macroscópicas, também pode ser incorporada caso haja dados para ângulos de fase grandes  $\alpha \gg 90^\circ$ .

O albedo equigonal também pode ser decomposto em dois termos:

$$A_{eq}(\alpha, \lambda) = A_0(0, 0, 0, \lambda) \cdot f(\alpha) \quad (2.2)$$

onde  $A_0$  é o albedo normal, i.e., o albedo equigonal  $A_{eq}$  em fase zero. O albedo normal é o verdadeiro albedo, despido dos efeitos de fase e comportamento de disco.  $f(\alpha)$  é a função de fase, que descreve os mecanismos somente dependentes do ângulo de fase. As funções de fase são normalizadas a uma unidade.

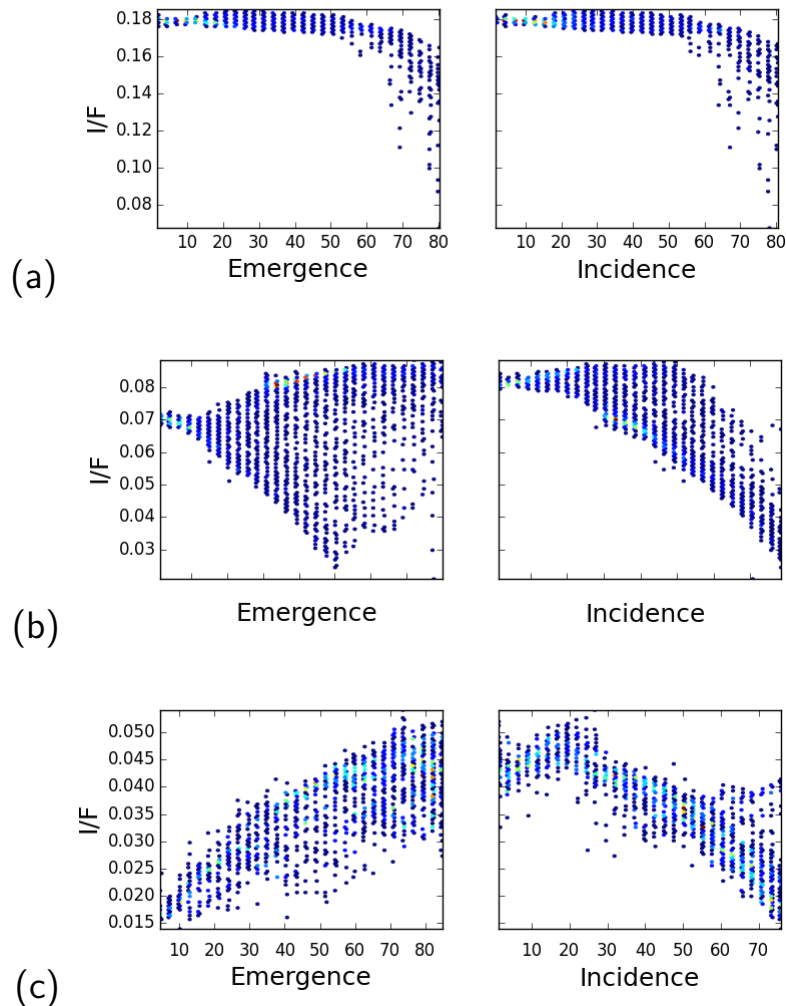


Figura 2.4: **Comportamento de disco de (21) Lutetia (OSIRIS, Rosetta) por ângulo de emergência e incidência para ângulos de fase de (a) 2 graus, (b) 30 graus e (c) 80 graus. Perto da oposição o comportamento de disco é plano até cerca de  $e = i = 60$  graus. Para ângulos de iluminação intermediários, o gradiente de brilho ao longo do disco planetário é a principal razão para a variação de fator de radiância. No último caso, o aumento do brilho com o ângulo de emergência é devido ao limbo luminoso do disco planetário. A sobreposição das curvas é devido aos ângulos estarem restringido a  $+0$  a  $+90$  graus.**



Portanto, Uma imagem fotometricamente corrigida para um dado  $\bar{\alpha}$  é dada por:

$$A_{eq}(\alpha, \lambda) = A_p(i_0, e_0, \varphi_0, \lambda) / [D(i_0, e_0, \varphi_0, \bar{\alpha}) \cdot S(i_0, e_0, \varphi_0)] \quad (2.3)$$

onde  $(i_0, e_0, \varphi_0)$  é o conjunto de ângulos de iluminação para a superfície no instante da obtenção da imagem. O albedo equigonal  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$  é equivalente ao fator de radiância na geometria espelhada ( $I/F(\alpha/2, \alpha/2, \alpha/2, \lambda)$ ) e corresponde ao albedo em um dado ângulo de fase removido do comportamento de disco. O albedo equigonal também é conhecido como fator de radiância corrigido ou reflectância corrigida. A figura 2.5 exemplifica a correção de comportamento de disco para uma imagem da região Baetica em (21) Lutetia.

## 2.2.1 Leis de espalhamento difusivo simples

As leis de espalhamento são funções teóricas ou empíricas aplicadas como correções de primeira ordem para remover o gradiente de brilho de uma superfície. É necessário conhecer os ângulos de iluminação da superfície estudada, algo simples para experimentos em laboratório, entretanto geralmente inacessível para dados remotos de pequenos corpos.

A lei de Lambert representa o caso ideal de reflexão difusiva, apresentada no trabalho *Photometria* por Johann H. Lambert em 1760, é a mais simples das leis:

$$D_L = \cos(i) \quad (2.4)$$

A lei é dada quando uma superfície possui radiância ( $W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$ ) isotrópica. Ou seja, nenhum obscurecimento de limbo seria observado neste tipo de corpo. Um comportamento lambertiano é o caso limite de regolitos de alto albedo, com alto grau de espalhamento múltiplo, ou superfícies escuras e extremamente rugosas, com alto grau de espalhamento difusivo.

A lei de Lommel-Seeliger é uma das mais conhecidas e pode ser derivada das equações de transporte radiativo (TR) considerando camadas infinitesimais que espalham isotropicamente (*Fairbairn, 2005*). A maioria dos modelos que se baseiam

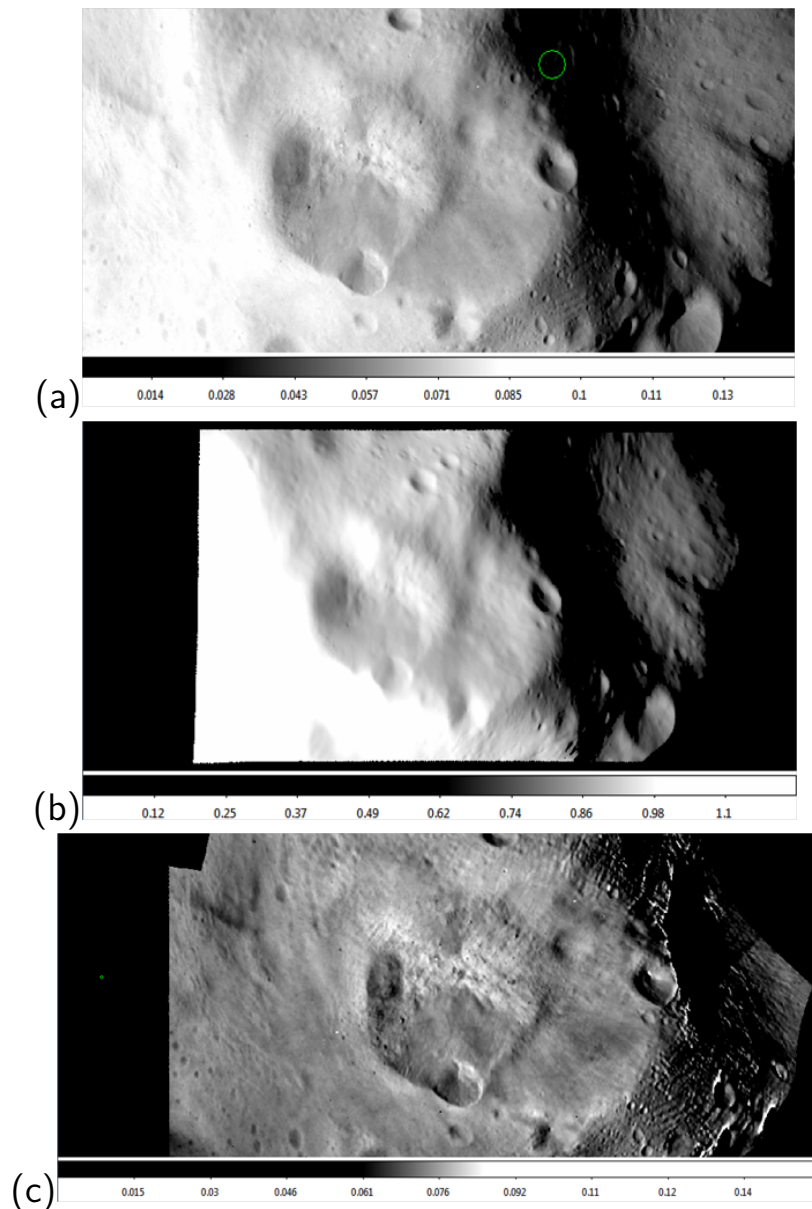


Figura 2.5: Região de Baetica em (21) Lutetia. Exemplo de correção de disco e obtenção dos albedos equigonais para uma imagem em ângulo de fase de 30 graus. (a) Imagem em albedo aparente  $A_p(i, e, \alpha)$ . (b) A mesma imagem em  $D_M(i, e, \bar{\alpha})$ . (c) A imagem corrigida ( $A_p/D(i, e, \bar{\alpha})$ ) em albedo equigonal  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$ .

em TR são expansões de Lommel-Seeliger. A lei é dada por:

$$D_{LS} = 2 \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \quad (2.5)$$

onde  $\mu = \cos(e)$  e  $\mu_0 = \cos(i)$ , tendo como limite de aplicabilidade albedos abaixo de 0.5 (Fairbairn, 2005), ou seja, superfícies suaves e de albedo escuro ou moderado.

A lei de Minnaert (1941) foi derivada para o comportamento do disco lunar de diferentes superfícies sob mesmas condições de iluminação baseada no princípio da reciprocidade de Helmholtz, pelo qual deve haver uma conservação azimutal entre o raio incidente e o emergente. A lei de Minnaert é basicamente empírica, mas aplicável à muitos outros corpos ou superfícies (e.g., Masoumzadeh et al., 2015; Li et al., 2013b; Schröder et al., 2013). A lei é escrita como:

$$D_M = \mu_0^k \mu^{k-1} \quad (2.6)$$

onde  $k$  é um coeficiente livre e representa o grau de divergência da lei de Lambert.

A lei de McEwen (1991) ou Lunar-Lambertiana é uma combinação das leis de Lommel-Seeliger e Lambert cujo objetivo é corrigir a parte da difusividade devido ao espalhamento múltiplo ou rugosidade. Portanto, a equação é dada como:

$$D_{LL} = 2c \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} + (1 - c)\mu \quad (2.7)$$

onde  $c$  é também um coeficiente livre que determina a proporção de cada lei.

Dentre as leis consideradas fundamentais, Akimov derivou duas leis para superfícies em simetria esférica. A primeira é uma generalização da lei de Minnaert (Shkuratov et al., 2011), e foi derivada empiricamente baseada em dados lunares:

$$D_{GM} = \cos \frac{\alpha}{2} \cos^v \beta \frac{\cos^{v+1}(\alpha/2 - \gamma) - \sin^{v+1} \alpha/2}{(1 - \sin^{v+1} \alpha/2) \cos \gamma} \quad (2.8)$$

$$\cos \beta = \sqrt{\frac{\sin^2(i + e) - \cos^2(\varphi/2) \sin 2e \sin 2i}{\sin^2(i + e) - \cos^2(\varphi/2) \sin 2e \sin 2i + \sin^2 e \sin^2 i \sin^2 \varphi}} \quad (2.9)$$

$$\cos \gamma = \frac{\mu_0}{\cos \beta} \quad (2.10)$$

onde  $\beta$  e  $\gamma$  são as latitudes e longitudes fotométricas, coordenadas específicas para um sistema esférico.  $v$  possui uma interpretação semelhante ao  $k$ .

A segunda lei é simplesmente conhecida como Função de Disco de Akimov e foi derivada considerando uma superfície extremamente rugosa e aleatoriamente ondulada (Akimov, 1979). Shkuratov et al. (1999) chegaram à mesma equação baseando-se em propriedades fractais e numa distribuição gaussiana de inclinações para as ondulações:

$$D_A = \cos \frac{\alpha}{2} \cos \left( \frac{\pi}{\pi - \alpha} \left( \gamma - \frac{\alpha}{2} \right) \right) \frac{\cos^{n\alpha/(\pi-\alpha)}}{\cos \gamma} \quad (2.11)$$

onde  $n$  é um coeficiente introduzido ad-hoc que se relaciona com o grau de rugosidade da superfície.

Por fim, Oren & Nayar(1993) realizaram uma generalização da lei de Lambert para superfícies rugosas preenchidas por micro-espigões. A lei de Oren-Nayar obedece à conservação de energia e ao princípio da reciprocidade, sendo dada por:

$$s = \cos \varphi \sin i \sin e \quad (2.12)$$

$$t^{-1} = \begin{cases} 0 & s \leq 0 \\ 1/\max(\mu, \mu_0) & s > 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

$$D_{ON} = \mu (A + Bt^{-1}) \quad (2.14)$$

$$A = \frac{1}{\pi + \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2}{3}\right) \sigma} \quad (2.15)$$

$$B = \frac{\sigma}{\pi + \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2}{3}\right) \sigma} \quad (2.16)$$

onde  $\sigma$  é o coeficiente livre que determina o grau de rugosidade e divergência da lei de Lambert.

Acima, apresentamos as principais leis de espalhamento difusivo simples da literatura. Todos os coeficientes são normalizados para variar entre 0 e 1. Na Figura 2.6, apresentamos o comportamento das leis de espalhamento acima para diferentes ângulos de fase e diferentes coeficientes. Exceto para função de lambert, que não depende do ângulo de emergência, com o crescimento do ângulo de fase, as leis de espalhamento apresentam dois tipos de comportamento: para  $e < i$ , a refletância diminui monotonicamente com  $e$ ; e para  $e > i$ , a refletância cresce com  $e$ , apresentando um súbito aumento de brilho no limbo. Para Oren-Nayar, o "limbo brilhante" não está presente, uma vez que a lei é uma generalização da função de lambert, que não prevê este tipo de comportamento. A grande diferença da lei de Akimov é modelar o comportamento para ângulos de incidência e emergência mais externos em um corpo esférico, que é representado pela variação do coeficiente para grandes latitudes de luminescência.

## 2.2.2 Funções de fase

As funções de fase são funções empíricas ou semi-empíricas utilizadas para descrever os fenômenos do efeito de oposição e da atenuação da refletância por sombras. A descrição da função de fase é geralmente menos rigorosa e dependendo do regime de ângulo de fase estudado, pode ser aproximada por apenas uma exponencial (Schröder *et al.*, 2013) ou uma série polinomial de sexto grau (Hicks *et al.*, 2011). No entanto, existe uma outra classe de funções de fase que buscam relacionar seus parâmetros com as propriedades físicas do regolito. Entre estas vale mencionar a função de fase de Akimov (Shkuratov, 1983) que foi derivada a partir de uma distribuição de poisson para reproduzir o padrão mosqueado de uma superfície rugosa. A equação depende de  $m$ , a amplitude do SHOE, de  $\mu_1$  e de  $\mu_2$  que são, respectivamente, a largura angular do SHOE e um coeficiente correspondente à rugosidade:

$$f_A(\alpha) = \frac{e^{-\mu_1\alpha} + me^{-\mu_2\alpha}}{1 + m} \quad (2.17)$$

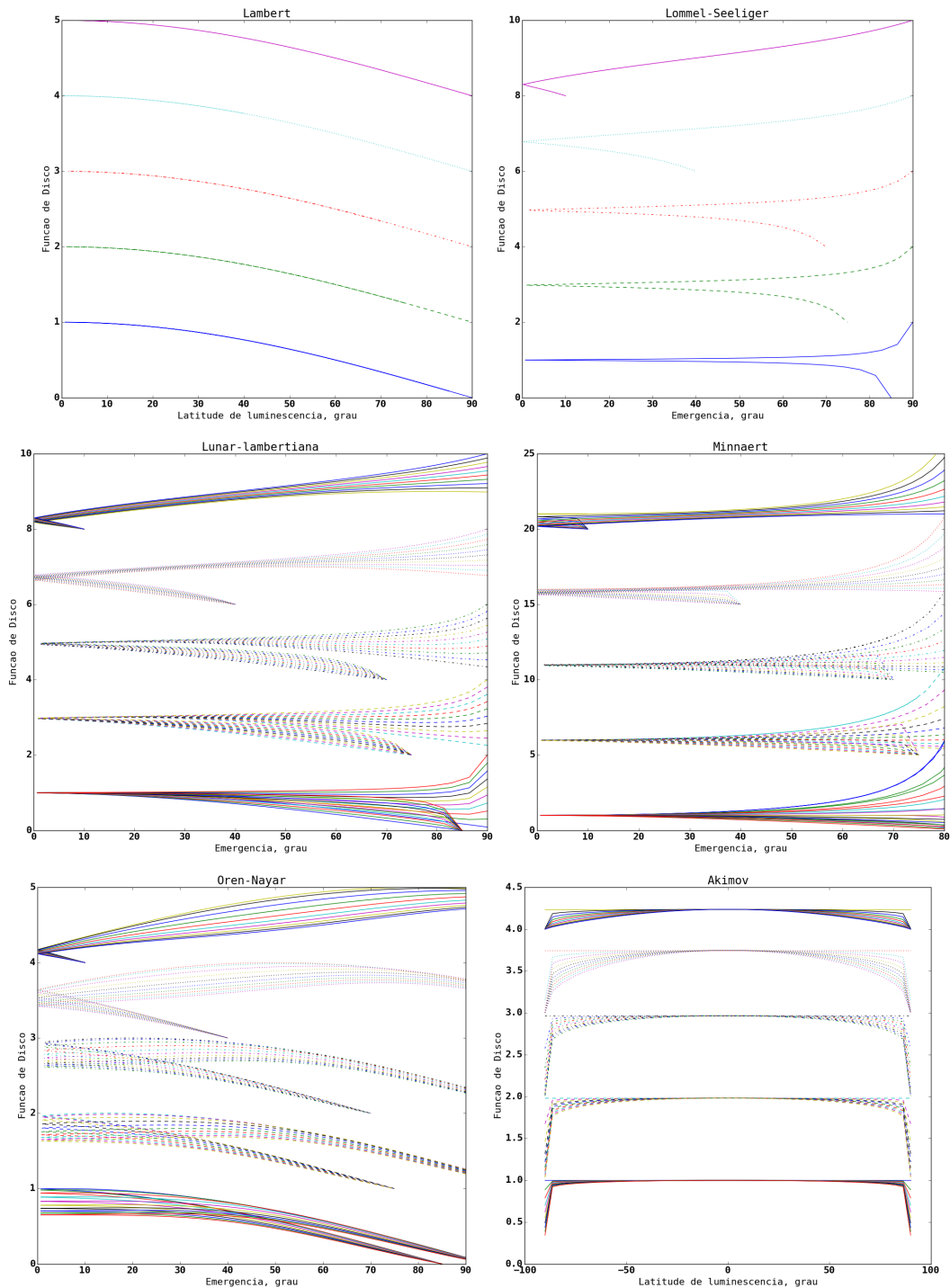


Figura 2.6: **Comportamento de disco das leis de espalhamento difusivo simples em um corpo esférico ao longo do equador de luminescência, onde  $|i \pm e| = \alpha$ . Exceto a função de akimov, todas as outras são apresentadas em função do ângulo de emergência. Cada curva deslocada representa um teste para ângulos de fase de 5, 15, 30, 50 e 80 graus, variando os coeficientes de disco de 0 a 1, em intervalos de 0.1.**

Em seguida, *Shkuratov et al.* (1999) propuseram uma expressão semi-empírica para lidar com SHOE e o espalhamento múltiplo em superfícies fractais:

$$f_{SH}(\alpha) = \frac{e^{-k\alpha}}{2 + e^{-\frac{d}{L}}} \left( 2 + \frac{e^{-\frac{d}{L}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2}\right)^2}} \right) \quad (2.18)$$

sendo  $k$ , a largura angular do SHOE,  $d$ , o tamanho médio dos grão e  $L$ , o caminho médio de difusão da radiação no meio. A função de Shkuratov visa, portanto, obter as propriedades físicas do regolito como tamanho do grão e translucidez apenas com a informação da curva de fase.

Mais recentemente, *Velikodsky et al.* (2011) propuseram uma expressão empírica para aproximar o comportamento da curva de fase lunar. A equação possui 6 parâmetros sendo dada por um somatório de três exponenciais:

$$f_V(\alpha) = A_1 e^{-\mu_1 \alpha} + A_2 e^{-\mu_2 \alpha} + A_3 e^{-\mu_3 \alpha} \quad (2.19)$$

onde  $A_1$ ,  $A_2$  e  $A_3$  são as amplitudes e  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  e  $\mu_3$ , as larguras angulares de cada mecanismo que os pares de coeficientes se propõem a parametrizar. O albedo normal é dado por  $A_N = A_1 + A_2 + A_3$ . A diferença da expressão de Velikodsky e colaboradores à outras empíricas reside no fato de existir uma interpretação para os coeficientes: o par  $(A_1, \mu_1)$  descreve o pico de oposição,  $(A_2, \mu_2)$  descreve o espalhamento múltiplo incoerente e  $(A_3, \mu_3)$ , o sombreamento devido à topografia.

O comportamento de cada função para a variação dos coeficientes é apresentado na Figura 2.7. Para a função de fase de Akimov,  $m$  influencia a forma da curva em toda a cobertura de ângulo de fase,  $\mu_1$  influencia a largura angular, em principalmente abaixo de 20 graus, enquanto  $\mu_2$  desloca a função para ângulos de fase acima de 10 graus. Na função de fase de Shkuratov, o coeficiente  $k$  define a inclinação da curva de fase, enquanto  $d/L$  e  $L/\lambda$  influenciam apenas na largura angular e na amplitude do efeito de oposição. Por fim, para a função de fase de Velikodsky,  $\mu_2$  controla o deslocamento absoluto da função,  $\mu_3$  define a inclinação da curva em ângulos de fase acima de 20 graus e  $\mu_1$  influencia a largura angular para ângulos de fase abaixo de 3 graus, sendo pouco distinguível no gráfico.

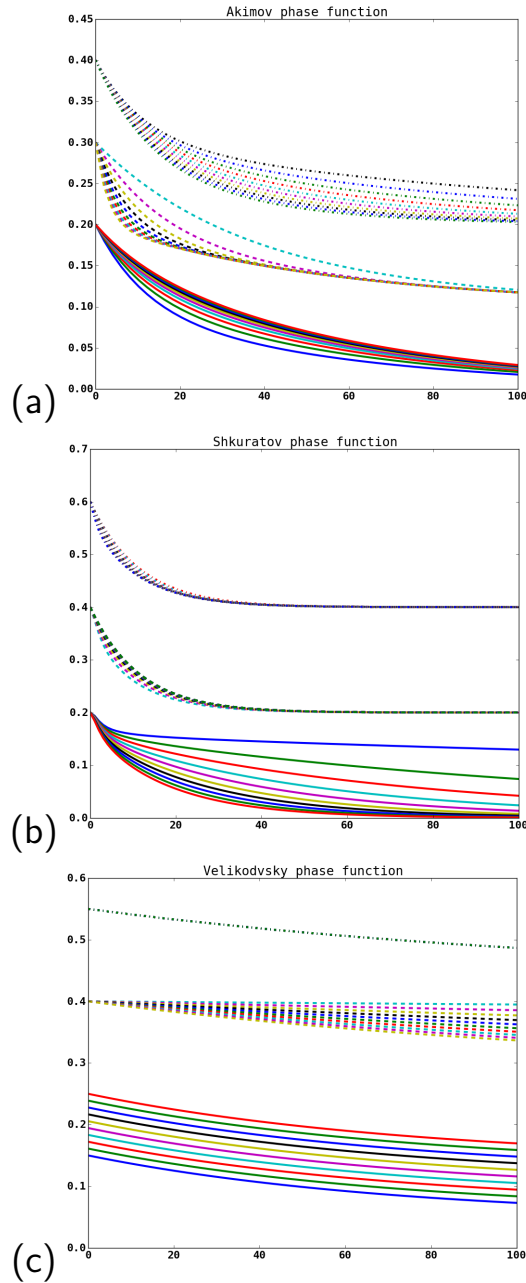


Figura 2.7: **Varição dos coeficientes das funções de fase. As curvas variam de 0 até 100 graus de ângulo de fase. (a) Função de fase de Akimov. De baixo para cima:  $m$ ,  $\mu_1$  e  $\mu_2$ . (b) Função de fase de Shkuratov:  $k$ ,  $d/L$  e  $L/\lambda$ . (c) Função de fase de Velikodvsky:  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  e  $\mu_1$  para  $A_1 = 0.02$ ,  $A_2 = 0.1$  e  $A_3 = 0.05$ .**



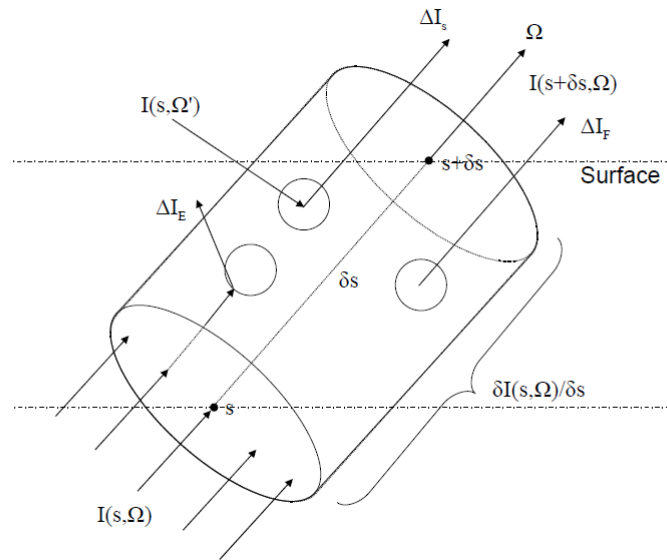


Figura 2.8: **Um cilindro preenchido com material homogêneo do ponto  $s$  abaixo da superfície à  $s + \delta s$  sobre a superfície na direção  $\Omega$ . Qualquer atenuação ou mudança na intensidade é somente devido à absorção, emissão ou espalhamento.  $\Delta I_E$  é a redução da intensidade devido à absorção ou espalhamento em outra direção.  $\Delta I_S$  é a fração externa espalhada para dentro do cilindro.  $\Delta I_F$  é o aumento da intensidade devido à emissão. Fonte: *Hapke (1993)*.**

## 2.3 Modelo de Hapke

O modelo desenvolvido por Bruce Hapke é atualmente o mais completo, propondo descrever todos os regimes e efeitos fotométricos na refletância de um regolito. O modelo tem passado por diversas atualizações desde o trabalho original (*Hapke, 1981*). A mais recente introduziu o efeito da porosidade na refletância e no espalhamento múltiplo (*Hapke, 2008*). Hapke deriva a expressão principal a partir da equação de transferência radiativa, chamada de RTE (*Hapke, 1993*). A RTE descreve a atenuação da intensidade em um meio contínuo, como esquematizado na figura 2.8, sendo geralmente aplicado à atmosferas e nuvens de gás. No entanto, Hapke justifica sua aplicabilidade a regolitos pelo fato dos grãos estarem se tocando e sendo comprimidos o bastante para que não haja difração, desta forma podem ser considerados como um meio contínuo.

Mais recentemente, Helfenstein & Shepard (2011) propuseram que o termo CBOE (Akkermans et al., 1988) afete apenas o termo de espalhamento múltiplo, justificando que o mecanismo é parte apenas deste fenômeno. Portanto, a expressão que separa a refletância por espalhamento simples do espalhamento múltiplo e agrega os mecanismos de SHOE, CBOE e sombreamento por rugosidade é dada como:

$$I/F(\mu_0, \mu, \alpha) = K \frac{w_0}{4} \left( \frac{\mu_{0e}}{\mu_e + \mu_{0e}} \right) [B_{SH}(\alpha)P(\alpha) + B_{CB}(\mu_0, \mu, \alpha)(H(\mu_0/K, w_0)H(\mu/K, w_0) - 1)]S(i, e, \varphi)$$

Onde os termos  $P(\alpha)$ ,  $B_{SH}(\alpha)$ ,  $B_{CB}(\alpha)$ ,  $H(x, w_0)$  e  $S(\mu_0, \mu, \alpha)$  são descritos abaixo e cada parâmetro livre é dado na Tabela 2.1 :

$P(\alpha)$  A função de fase de espalhamento de uma partícula isolada. No modelo é geralmente ajustada como a função Henyey-Greenstein mono-lobal

$$P_{HG1}(\alpha, g_{sca}) = \frac{1 - g_{sca}^2}{(1 + 2g_{sca} \cos \alpha + g_{sca}^2)^{3/2}}$$

ou bi-lobal

$$P_{HG2}(\alpha, b, c) = \frac{1 - c}{2} \left[ \frac{1 - b^2}{(1 + 2b \cos \alpha + b^2)^{3/2}} \right] + \frac{1 + c}{2} \left[ \frac{1 - b^2}{(1 - 2b \cos \alpha + b^2)^{3/2}} \right]$$

dependendo do tipo de partícula que compõe o regolito. De acordo com McGuire & Hapke (1995), por exemplo, grãos esféricos de ferro apresentam um comportamento mono-lobal, enquanto grãos finos e translúcidos são bi-lobais.

$B_{SH}(\alpha)$  A função do efeito de oposição devido ao ocultamento mútuo por som-

Tabela 2.1: Parâmetros do modelo de Hapke.

Parâmetro	Descrição
$w_0$	Albedo de espalhamento simples: medida da eficiência do meio em espalhar a radiação em relação à toda radiação extinguida (espalhamento+absorção).
$g_{sca}$	Fator de assimetria. Corresponde a direção na qual o regolito espalha maior parte da radiação, seja para trás (sinal negativo) ou para diante (sinal positivo) em relação a fonte.
$c, b$	Parâmetros da equação bi-lobal de Heyney-Greenstein. $c$ representa a proporção entre os lóbulos, o espalhamento se dá preferencialmente para trás ou para diante. $b$ representa a largura dos lóbulos. Uma relação empírica entre os dois termos elimina a necessidade de ajustar ambos (Hapke, 2012). $g_{sca} = -b \cdot c$ .
$K$	Fator de porosidade (Hapke, 2008). $K = \ln(1 - 1.209\phi^{2/3})/1.209\phi^{2/3}$ , onde $\phi$ é o fator de preenchimento, complemento da porosidade.
$B_{s_0}, h_s$	Amplitude e largura angular do pico de oposição devido ao ocultamento por sombras. $B_{s_0}$ corresponde diretamente à transparência das partículas e ao coeficiente de fresnel.
$B_{c_0}, h_c$	Amplitude e largura angular do pico de oposição devido ao retroespalhamento coerente. $h_c$ relaciona-se com o caminho médio da radiação no meio ( $\frac{\lambda}{2\pi l}$ ).
$\bar{\theta}$	Declive médio das rugosidades ou irregularidades macroscópicas de resolução sub-pixel.

bras:

$$B_{SH}(\alpha, B_{s_0}, h_s) = 1 + \frac{B_{s_0}/wP(0)}{1 + \tan(\alpha/2)/h_s}$$

$h_s$  está relacionado com o fator de porosidade  $K$  através da expressão empírica  $K = 1.069 + 2.109h_s + 0.577h_s^2 - 0.062h_s^2$  (Helfenstein and Shepard, 2011). A meia-largura à meia-altura (HWHM) do pico de oposição é dada por  $\Delta\alpha_{SHOE} = 2h_s$ .

$B_{CB}(\alpha)$  Função de Akkermans et al. (1988) para o efeito de oposição produzido pelo retroespalhamento coerente. A função completa, sem aproximações, como foi proposto por Shkuratov et al. (2012):

$$B_{CB}(\mu_0, \mu, \alpha, B_{c_0}, h_c) = B_{c_0} \frac{3}{8\pi} \frac{\mu_0 + \mu}{(1 + h_c\alpha\mu_0)(1 + h_c\alpha\mu)} \times \\ \times \left( 2 \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} + \frac{1 - \exp(-\frac{4}{3}h_c\alpha)}{h_c\alpha} \right)$$

O HWHM é dado por  $\Delta\alpha_{CBOE} = 0.36h_c$ .

$H(x, w_0)$  é conhecida como formula de Ambartsumian-Chandrasekhar e descreve o espalhamento múltiplo incoerente anisotrópico através de camadas infinitesimais semi-infinitas:

$$\frac{1}{H(x, w_0)} = \left( 1 - w_0x \left( \frac{1 - \sqrt{1 - w_0}}{1 + \sqrt{1 - w_0}} \right) \right) + \\ \frac{1}{2} \left( 1 - 2x \left( \frac{1 - \sqrt{1 - w_0}}{1 + \sqrt{1 - w_0}} \right) \right) \ln \frac{1 + x}{x}$$

$S(i, e, \varphi)$  A função de sombreamento por macro-rugosidades descreve a atenuação não linear do brilho devido a sombras produzidas por irregularidades sobre a superfície (Hapke, 1984, 1993). A formulação é bastante extensa e encontra-se no apêndice B.1.

A Figura 2.9 apresenta o comportamento de cada termo para cada parâmetro associado. As funções  $B_{SH}$  e  $B_{CB}$  que descrevem o efeito de oposição possuem comportamentos diferentes.  $B_{SH}$  é mais abrangente que  $B_{CB}$ , descrevendo um

efeito de oposição mais largo.  $B_{CB}$ , por outro lado, está restringido à ângulos de fase menores que 20 graus. Os lóbulos da função de Henyey-Greenstein aumentam a inclinação não-linear da curva de fase para ângulos de fase menores que 20 graus e maiores que 160 graus. O espalhamento múltiplo possui um comportamento mais sutil na curva de fase, uma vez que a função de Ambartsumian-Chandrasekhar não depende do ângulo de fase, mas dos ângulos de incidência e emergência. Quanto maior  $w_0$ , mais pronunciada é a curva para ângulos mais extremos. A função  $S$  age principalmente para ângulos de fase acima de 60-80 graus em  $\bar{\theta}$  menor que 40 graus.  $S$  descreve a queda não-linear do brilho principalmente para ângulos de fase maiores que 100 graus.

### 2.3.1 Interpretação dos parâmetros

O modelo de Hapke ao longo de suas diversas implementações tem passado por diversos testes sobre sua capacidade de fornecer parâmetros sobre a natureza do regolito. *Bowell et al.* (1989) já haviam demonstrado a intercorrelação dos parâmetros do modelo, principalmente entre  $w_0$ ,  $g_{sca}$  e  $\bar{\theta}$ , quando a curva de fase possui lacunas observacionais. Para um perfeito ajuste do modelo, espera-se que a curva seja amostrada em um intervalo menor do que  $1^\circ$  na oposição e em torno de  $5^\circ$  fora deste regime (*Kaasalainen et al.*, 2003). Fernando et al. (2013b; 2013a; 2015) em diversos trabalhos utilizando métodos Bayesianos para estimar a distribuição dos parâmetros de Hapke afirma que uma superfície deve ser observada em ângulos de fase maiores que  $90^\circ$  e ter uma cobertura acima de  $50^\circ$  para quebrar a degenerescência dos parâmetros.

Além da questão envolvendo o ajuste do modelo, autores tem realizado experimentos em diferentes amostras de superfície de maneira a relacionar suas propriedades mensuráveis, como porosidade, albedo aparente e tamanho médio dos grãos com os parâmetros fornecidos pelo modelo. Grãos menores e meios mais densamente comprimidos tendem a ser mais brilhantes, devido ao súbito aumento do espalhamento múltiplo. No entanto, Shepard & Helfenstein (2007) mostraram pouca compatibilidade entre os dados da amostra e os parâmetros calculados. Se-

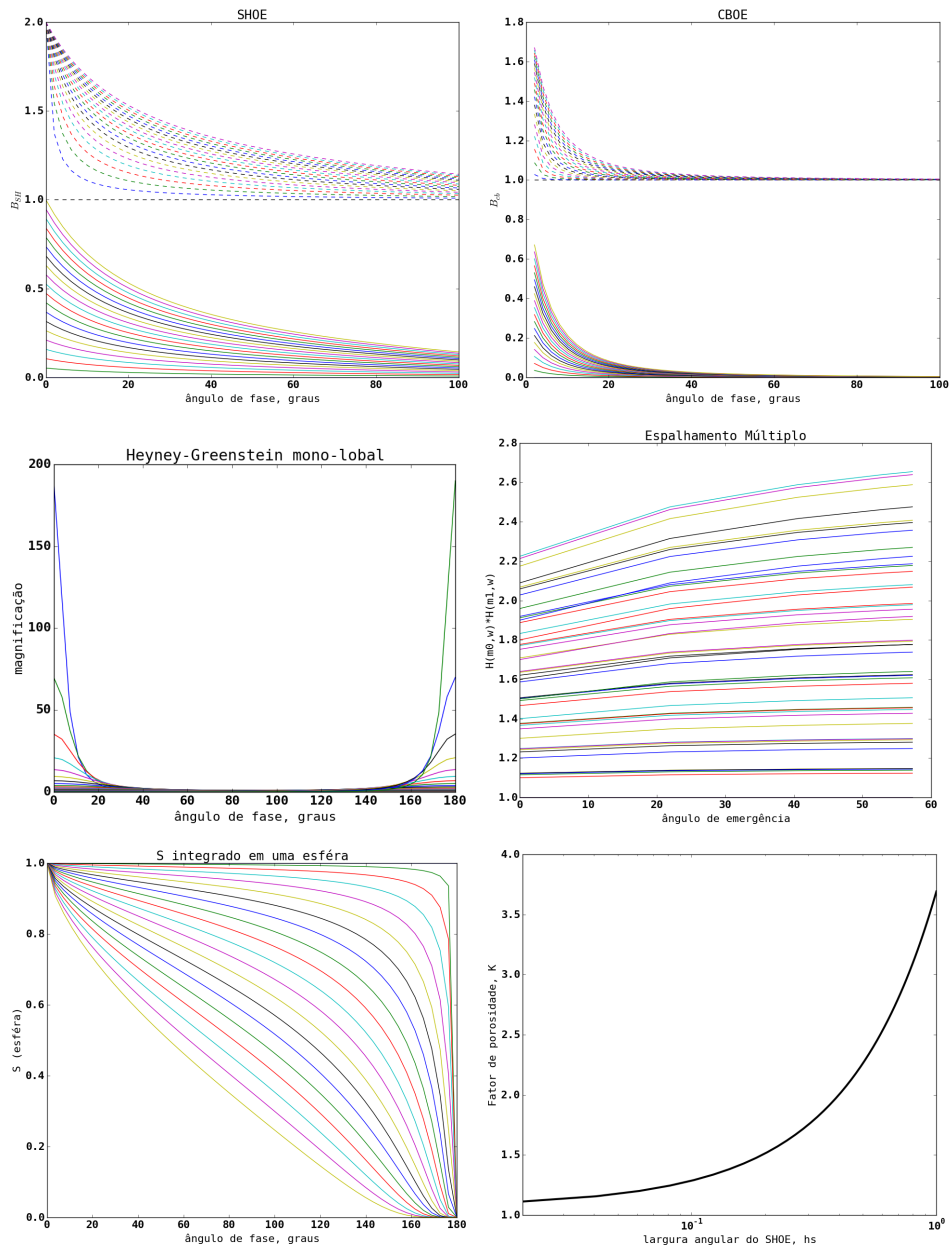


Figura 2.9: Comportamento individual das funções que compõem o modelo de Hapke. Cada parâmetros são descrito de baixo para cima. As quantidades são dimensionais e deslocadas para melhor visualização. Da esquerda para direita:  $B_{SH}$ :  $B_{s0}$  varia de 0 a 1.0,  $h_s$  varia de 0 a 0.6.  $B_{CB}$ :  $B_{c0}$  varia de 0 a 1.0,  $h_s$  varia de 0 a 0.2.  $P_{HG}$ :  $g_{sca}$  varia de -0.9 a 0.9.  $H(\mu, w) * H(\mu_0, w)$ : cada grupo de curvas representa a variação de  $w_0$  de 0 a 0.6, dentro de cada grupo, o ângulo de incidência foi variado de 0 a 60 graus.  $S(i, e, \varphi)$  integrado para uma esfera:  $\bar{\theta}$  varia de 0 a 90 graus.  $K$ : expressão empírica que relaciona o fator de porosidade com  $h_s$ .

gundo os autores, existiria uma óbvia dependência do  $w_0$  com a porosidade que o modelo de *Hapke* (2002) era incapaz de estimar. O fator de rugosidade  $\bar{\theta}$  falhava para amostras com alto  $w_0$ , onde o espalhamento múltiplo diminui consideravelmente o contraste de brilho com as sombras. Shepard & Helfenstein defenderam uma recalibração do  $\bar{\theta}$  com o  $w_0$ , ou uma melhor descrição com o espalhamento múltiplo neste caso. Além disso,  $h_s$  mostrou nenhuma correlação com a porosidade, algo inesperado, pois a porosidade controla o grau de sombras internas no regolito.

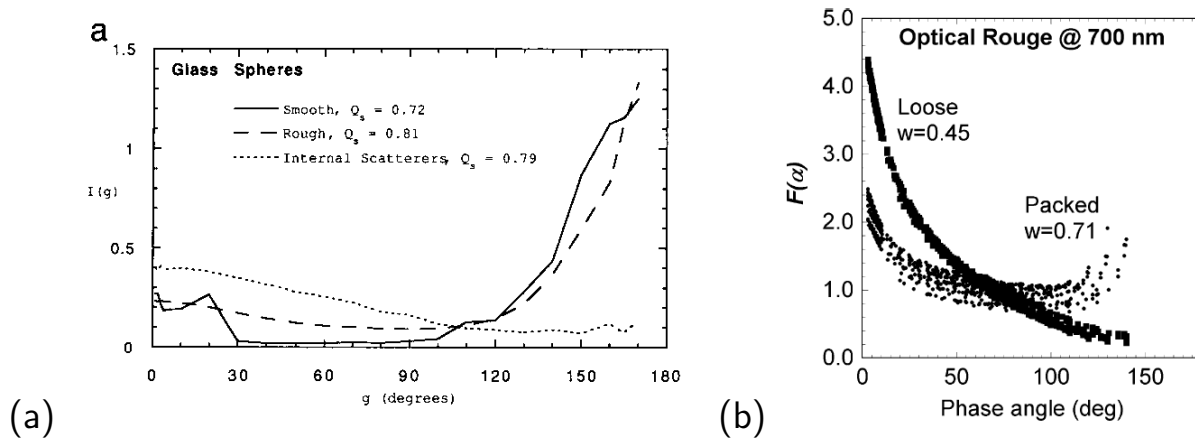


Figura 2.10: (a) Curva de fase de uma partícula esférica de vidro isolada. As três curvas demonstram o comportamento para a superfície do grão liso, rugoso ou com espalhadores internos (McGuire & Hapke, 1995). (b) Curva de fase comparativa para regolito homogêneo (para Shepard & Helfenstein, 2011). Na curva acentuada, o regolito encontra-se esfarelado (96% de porosidade). Na curva plana, o regolito está compactado (66% de porosidade).

As críticas do trabalho de Shepard & Helfenstein (2007) levaram uma nova reformulação da porosidade no tratamento do modelo (*Hapke*, 2008). Dessa maneira, Helfenstein & Shepard (2011) promoveram outro teste ao modelo que, mais uma vez, trouxeram considerações a uma nova reformulação do modelo. Tal reformulação foi incorporadas no modelo aplicado nesta tese, como apresentado nas equações acima. Os autores notaram qualitativamente uma melhor restrição nos valores de  $\bar{\theta}$  e  $w_0$  obtidos, além de uma correta estimativa da porosidade das amostras. No entanto, declaram que o modelo deve se restringir a descrever apenas

regolitos de albedo baixo ou moderado ( $w_0 \lesssim 0.4$ ), limite similar da própria lei de Lommel-Seeliger, o caso limite para superfícies escuras e suaves.

Em um outro trabalho, Sherpard & Helfenstein (2011) propõem revisar a interpretação da função  $P(\alpha)$ . De acordo com McGuire & Hapke(1995),  $P(\alpha)$  descreveria a forma e a proporção do espalhamento para trás e para diante da função de fase de uma partícula isolada (exemplo na Figura 2.10a). No entanto, segundo Sherpard & Helfenstein (2011), a maior parte do comportamento atribuído à  $P(\alpha)$  é devido a microestruturas intersticiais no regolito, que se reacomodariam conforme o material estiver mais ou menos compactado (Figura 2.10b). Estas microestruturas, como os “castelos de fada” de Hapke, ao produzir sombras internas, seriam não apenas a causa do SHOE, mas também do retroespalhamento ( $g_{sca}$  negativo). Portanto, quando os grão fossem comprimidos, a superfície se torna mais isotrópica em ângulos de fases intermediários ( $25 - 90^\circ$ ), e as sombras se cancelam, aumentando o espalhamento frontal ( $g_{sca}$  positivo) e fazendo com que apenas o CBOE seja o mecanismo principal do efeito de oposição. A exata correlação da  $P(\alpha)$  com os mecanismo de oposição continua sendo um campo de pesquisa em aberto (e.g., Déau *et al.*, 2013, onde uma revisão dos experimentos de laboratorios anteriores é apresentada).



# Capítulo 3

## Dados

*Só se nos detivermos a pensar nas pequenas coisas chegaremos a compreender as grandes.*

— José Saramago

### 3.1 Sloan Digital Sky Survey II

A segunda campanha do *Sloan Digital Sky Survey II*<sup>1</sup> (SDSS-II, 2005-2008) foi um dos maiores projetos de mapeamento do céu. Até sua sétima edição, cerca de 357 milhões de objetos foram imageados e medições espectroscópicas de 929.555 galáxias, 121.363 quasares e 464.261 estrelas foram feitas. No total, foi mapeado 35% da esfera celeste. A terceira iteração do projeto (2008-2014) dedicou-se exclusivamente ao mapeamentos de objetos extragalácticos, velocidade radial de estrelas e espectroscopia estelar.

O SDSS utiliza um telescópio Ritchey-Chrétien alto-azimutal de 2,5 metros de abertura situado no Observatório de Apache Point no Novo México, EUA. Ao telescópio é acoplada uma câmera de 120-megapixels com uma sequência de CCDs capaz de produzir uma imagem de 1,5° do céu. Possui também um par de espectrógrafos alimentados por fibras óticas que pode medir o espectro de baixa resolução de mais de 640 objetos em uma única exposição.

---

<sup>1</sup> <http://www.sdss.org>

Através dos 8 anos de operação do SDSS-II foram cobertos no norte do hemisfério galáctico 45.000 graus quadrados do céu em fotometria e 9.380 graus quadrados para espectroscopia.

A segunda campanha do SDSS abrigou três grandes projetos: (1) o *Sloan Legacy Survey*, o projeto original que visa coletar dados fotométricos e espectroscópicos de qualquer objeto fixo na esfera celeste; (2) o *SEGUE*, voltado para o estudo espectroscópico de populações de estrelas da Via láctea; e (3) o *Sloan Supernova Survey*, voltado para o estudo espectroscópico de supernova.

Os dados fotométricos do SDSS são compostos por magnitudes aparentes coletadas quase simultaneamente em cinco filtros:  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$  centrados nos comprimentos de onda de 3.551 Å, 4.686 Å, 6.165 Å, 7.481 Å e 8.931 Å. O gráfico da eficiência quântica dos filtros é apresentado na Figura 3.1. A incerteza do ponto zero é 0,02-0,03 mag, que significa que a variação da qualidade fotométrica entre imagens de diferentes regiões do *survey* é baixa. A completeza, ou seja, o número total de objetos detectados pelo processamento de dados que são incluídos no catálogo, dividido pelo número total de objetos nas imagens, para fontes puntiformes é de  $\sim 99,3\%$  e cai para 95% em magnitudes de 22,2, 22,4, 22,1, 21,2 e 20,3 para  $u'$ ,  $g'$ ,  $r'$ ,  $i'$ ,  $z'$  respectivamente. Além das magnitudes, o catálogo fornece dados astrométricos do instante das observações e intrínsecas ao objeto. A acurácia das posições astrométricas são melhores que 0,1 segundo de arco por coordenada para objetos com  $r' < 20.5$  (Pier et al., 2003).

### 3.1.1 SDSS MOVING OBJECT CATALOG

O *SDSS Moving Object Catalog*<sup>2</sup> é um sub-catálogo do SDSS-II que fornece os dados fotométricos para objetos não fixos na esfera celeste baseado na segunda campanha. Disponibilizado como público, o arquivo de 291 MB (4<sup>o</sup> versão) contém uma linha de informação para cada objeto observado (Ivezic et al., 2002). Os objetos foram detectados no intervalo de magnitude entre 14 à 21,5 para a banda  $r'$ . O conteúdo do arquivo é principalmente composto por:

---

<sup>2</sup><http://www.astro.washington.edu/users/ivezic/sdssmoc/sdssmoc.html>

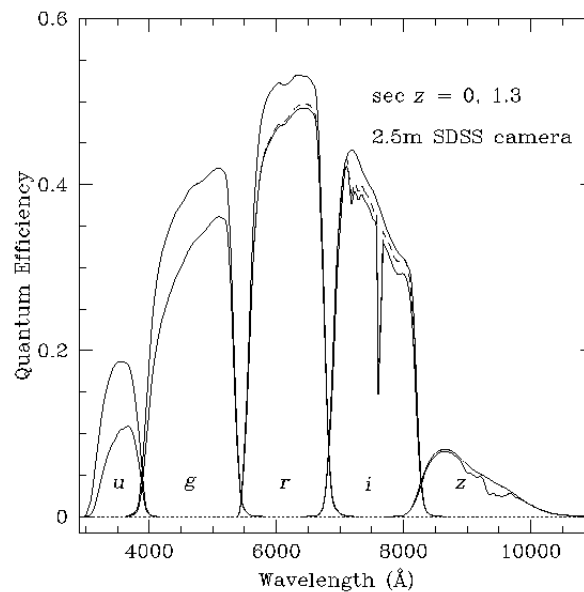


Figura 3.1: Diagrama da eficiência quântica dos filtros do SDSS. As curvas suavizadas representam a eficiência pura, sem extinção atmosférica. A curva inferior representa a eficiência modificada pela extinção a 1.3 massas de ar.

- Códigos internos do SDSS;
- Dados Astrométricos com posições em coordenada equatorial celeste e valores de velocidades angulares;
- Magnitudes em seno hiperbólico (*Lupton et al.*, 1999) em cinco bandas e respectivas incertezas;
- Magnitudes Johnson V e B, e magnitude absoluta;
- Número do objeto, código, nome e designação SDSS, se ele possuir;
- Informações orbitais como distâncias heliocêntricas e geocêntricas, elementos orbitais osculadores (ASTORB) e elementos orbitais próprios (*Milani and Knežević*, 1994; *Knežević and Milani*, 1999);
- 64 “flags” binárias que informam a qualidade e características da observação.

O tempo de troca de filtros durante as observações do SDSS é de 72s, o que permite que objetos se movendo com velocidades angulares entre 0,05-0,5°/dia

sejam detectados. O software do SDSS automaticamente reconhece e assinala uma *flag* para qualquer objeto que aparentemente se move na sequência de imagens. O SDSSMOC re-analisou todas as imagens contendo estes objetos para identificá-los e relacioná-los a algum objeto celeste móvel previamente identificado (*Ivezić et al.*, 2001). A maioria dos objetos que são assinalados como móveis são asteroides do cinturão principal, troianos e cometas, já que apenas o movimento destes objetos é perceptível em intervalos de tempo relativamente pequenos. Entretanto, devido o limite na velocidade angular, não é possível detectar objetos com órbita próxima a da Terra nem objetos transnetunianos.

O SDSSMOC contém dados fotométricos e astrométricos de 471.569 observações de objetos realizadas até Março de 2007. Destes, 220.101 correspondem à 104.449 objetos listados no catálogo ASTORB<sup>3</sup> (*Bowell et al.*, 2001), que contém os parâmetros orbitais de asteroides reconhecidos. Considerando que um objeto pode possuir mais de uma observação (a maioria tem cerca de duas observações), o catálogo contém cerca de 15% dos objetos presentes no ASTORB.

A taxa de contaminação, razão de elementos que não são corpos móveis, ou seja, identificações errôneas pelo software do SDSS, é de cerca de 6% (*Jurić et al.*, 2002).

A figura 3.2 mostra a homogeneidade do catálogo. Nele estão todos os objetos do SDSSMOC no espaço do semi-eixo maior pelo seno da inclinação, ambos osculadores. É possível identificar algumas algumas famílias de asteroides, grupos dinâmicos e as falhas de Kirkwood.

### 3.1.1.1 Refletâncias

As magnitudes ( $m_x$ ) no SDSS são dadas pelo sistema de seno hiperbólico (asinh) (*Lupton et al.*, 1999), devido à melhor eficiência em descrever objetos de baixo sinal-ruído. Em objetos de alto sinal-ruído, o sistema se comporta da mesma maneira que o clássico sistema logaritmico de magnitudes. As refletâncias ( $f_x$ , fluxo, Watts) são obtidas através da relação:

---

<sup>3</sup><ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>

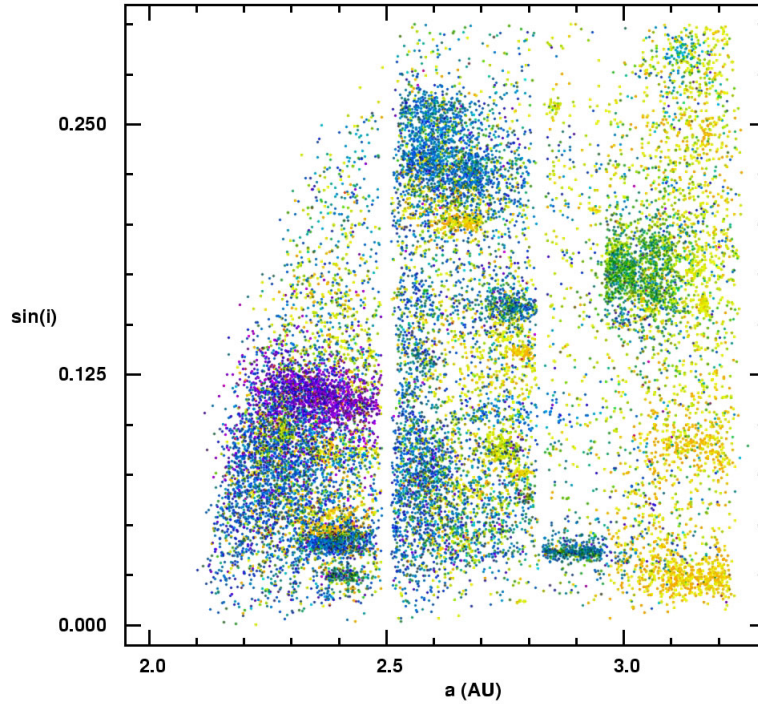


Figura 3.2: **Distribuição de todos os asteróides com elementos orbitais osciladores pelo SDSS-MOC. As cores indicam objetos com fotometria similar (Parker et al., 2008).**

$$f_x/f_0 = 2b \cdot \sinh \left( -\frac{\ln 10}{2.5} m_x - \ln b_x \right) \quad (3.1)$$

onde  $f_0$  é o fluxo referencial de um objeto com magnitude zero e  $b_x$  é o parâmetro adimensional de atenuação, para cada filtro. As incertezas de fluxo são obtidas através do procedimento:

$$\sigma_{f/f_0} = \frac{\left( \frac{f_x \cdot \sigma_{m_x}}{-2.5/\ln 10} \right)}{\tanh \left( \frac{m_x}{-2.5/\ln 10} - \ln b_x \right)} \quad (3.2)$$

A tabela 3.1 apresenta os valores de  $b_x$  e  $10f_0$  que definem o limite inferior no qual o sistema logaritmo de Pogson tradicional e o sistema asinh não diferem entre si mais do que 1%.

Tabela 3.1: Parâmetros do sistema asinh utilizado pelo SDSS.

Filtro (x)	$b_x (10^{-10})$	$10f_0$
u	1.4	22.12
g	0.9	22.6
r	1.2	22.29
i	1.8	21.85
z	7.4	20.32

### 3.1.1.2 Amostragem

Na 4ª versão do SDSSMOC foram incluídas observações realizadas em condições não-fotométricas, que poderiam conter magnitudes de baixa qualidade, *i.e.*, valores errados ou com altas incertezas. Algumas dessas observações, feitas durante a campanha de busca de eventos de supernovas, haviam sido produzidas em condições de baixa acurabilidade fotométrica. Outras foram feitas durante mapeamentos através do plano galático que, devido a alta densidade estelar, necessitam de cuidado especial.

Para que as condições acima não afetassem a análise, excluiu-se observações tendo os seguintes condições:

- $|DEC| < 1.26^\circ$  e latitudes galáticas negativas (eliminando as observações da campanha de supernovas);
- latitudes galáticas  $< 15^\circ$  (Observações no plano galático);
- magnitudes com valores 99.99 ou com incertezas com 9.99 (valores inválidos);
- “flag” de identificação com valor 0 (asteroides sem identificação);

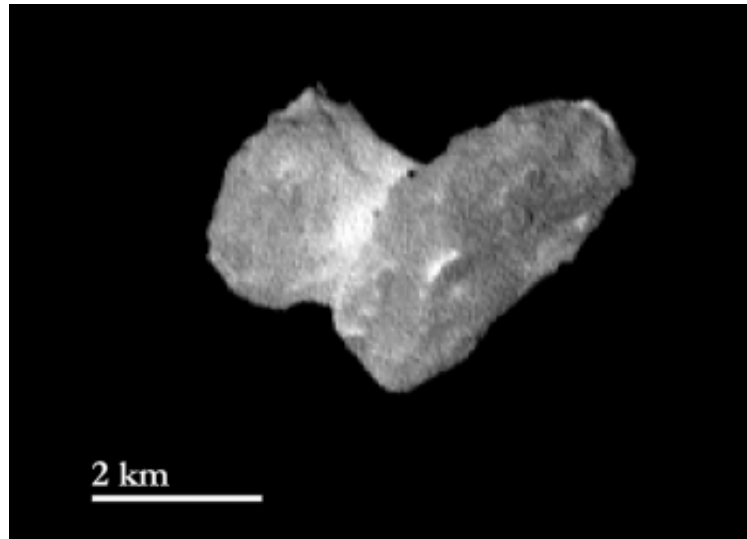
A amostragem acima foi aplicada apenas a observações da 4ª edição do SDSS-MOC. Como o catálogo é acumulativo, todas as observações das edições anteriores foram deixadas inalteradas. A amostra final contém 103,626 observações de 70,240 asteroides.

## 3.2 Missão espacial Rosetta (ESA)

A Rosetta é atualmente a principal missão espacial em andamento da Agência Espacial Europeia (European Space Agency, ESA). A missão tem como objetivo orbitar e pousar um robô no cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko e estudar a evolução da superfície e da atividade cometária durante uma passagem periélica. O nome da missão foi escolhido em homenagem à pedra de Rosetta, um achado histórico pelo exército expedicionário napoleônico perto da cidade egípcia de Rashid, cuja descoberta permitiu a tradução de diversos hieróglifos egípcios até então considerados um mistério. A relação entre a pedra e a sonda residiria no fato que esta deveria revelar a natureza de um núcleo cometário e seu material primitivo que remonta à composição pré-nebulosa solar, ou seja, mais de 4.6 bilhões de anos. Ao invés de 67P/Churyumov–Gerasimenko, o cometa 46P/Wirtanen seria o objetivo da missão espacial. Devido ao adiamento do lançamento da sonda de janeiro de 2003 para março de 2004, 46P/Wirtanen foi descartado como alvo.

Até atingir seu objetivo final, a sonda esteve no espaço interplanetário por 12 anos, passando por três assistências gravitacionais com a Terra e uma com Marte. Na segunda assistência com a Terra, curiosamente, a sonda foi erroneamente identificada como o asteroide 2007 VN84, mas a confusão durou apenas alguns dias. A sonda Rosetta visitou brevemente dois asteroides do Cinturão: (2867) Steins, em 2008, e (21) Lutetia, em 2010, resultando em trabalhos significativos sobre a estrutura interna de asteroides e suas superfícies (*Leyrat et al.*, 2011; *Barucci et al.*, 2012; *Weiss et al.*, 2012). A sonda, então, entrou no último estágio antes da chegada ao cometa, ou seja, um período de hibernação de 2 anos até ser acordada em 20 de janeiro de 2014.

Uma série de correções orbitais foram realizadas em maio de 2014 para reduzir a velocidade (de 775 m/s para 7.9 m/s) e preparar Rosetta para o estágio de *rendez-vous* ao 67P/Churyumov–Gerasimenko. As primeiras imagens resolvidas começaram a ser obtidas em final de julho de 2014, sendo sua resolução de até 100



(a)



(b)

Figura 3.3: (a) O cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko em 29 de julho de 2014, em apenas 2 graus de ângulo de fase. A distância da sonda ao cometa é de 5500 quilômetros. (b) Imagem de 19 de setembro de 2014, à distância de 28.6 km, em resolução de 2.5 metros por pixel. Fonte: ESA.



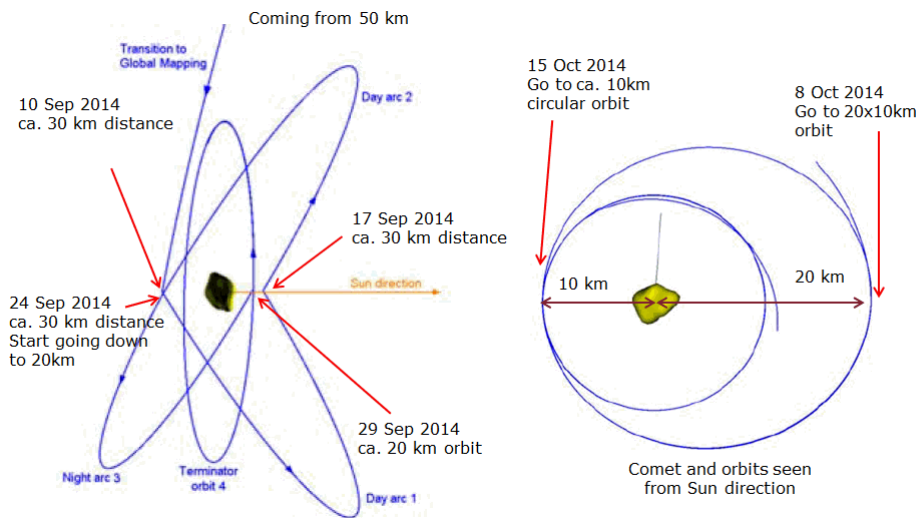


Figura 3.4: **Estágios orbitais da sonda Rosetta. Em setembro de 2014, a missão na fase de correções orbitais e das primeiras aproximações. Em 15 de outubro de 2014, a missão finalmente entra em uma órbita circular de semieixo maior de 10 km. Fonte: ESA.**

metros por pixel (Figura 3.3a). Nesse momento, a 3.7 UA, o cometa apresentava pouca atividade (escape de  $H_2O$  de 1 kg/s, Gulkis et al., 2015), sendo a maior parte de brilho ainda devido à reflectividade da superfície. O cometa surpreendeu devido a forma bi-lobal, que adicionaria uma dificuldade extra na modelagem gravitacional durante a fase de órbita baixa. O estágio de *rendez-vous* continuou até início de setembro, quando a sonda aproximou-se de 50 km a 30 km do cometa, realizando três operações de correção orbital, que projetaram-na em órbitas extremamente excêntricas. Iniciava-se portanto o estágio de orbitação ao cometa, permitindo obter imagens de detalhes da superfície de um cometa jamais vistos (Figura 3.3b).

De 29 de setembro a 15 de outubro Rosetta entrou em um novo estágio da missão, diminuindo o semieixo maior de 20 km para 10 km, e entrando em uma órbita baixa e circular em torno do cometa (Figura 3.4). Esta seria a preparação para o evento mais crítico da missão, o desacoplamento e pouso da Philae, o robô de superfície de 100 quilogramas. Com o sítio de pouso devidamente escolhido, em 11 de novembro de 2014, iniciaram-se os procedimentos de aproximação do robô, que durariam 8 horas. Entretanto, os arpões que deveriam fixá-lo ao solo

falharam e o robô ricocheteou duas vezes sobre a superfície do cometa até pousar a cerca de 1 km do local estabelecido. Imagens da própria Philae mostraram que havia se fixado perto de uma escarpada, limitando a luminosidade sobre seus painéis solares (90 minutos por cada 12.4 horas de dia cometário). Tal situação diminuiu consideravelmente a vida útil da operação até que as condições de iluminação se modificassem. Philae foi considerada perdida até 13 de junho de 2015, quando as condições de iluminação tornaram-se favoráveis e o robô voltou a se comunicar com a sonda.

Após a fase da Philae, a partir de fevereiro de 2015, a sonda Rosetta passou a se mover em orbitas mais arriscadas, variando sua distância ao cometa de 142 km a 6 km. Ao passar por distâncias tão curtas, a antena da sonda começou paulatinamente a mudar da sua orientação com a Terra, fazendo com que quase fosse perdido contato. A solução foi enviá-la para uma orbita de semieixo maior de 400 km e restabelecê-la à 140 km, em abril de 2015. Nesse momento, o cometa encontrava-se à 2.2 UA do Sol, havendo cruzado a linha de gelo, abaixo da qual o  $H_2O$  não mais permanece em estado sólido.

Atualmente, Rosetta e o cometa aproximam-se do periélio, a 1.37 UA, o que deve ocorrer em 13 de agosto de 2015. A missão foi estendida até setembro de 2016 e se discute pousar a sonda na superfície do cometa.

### 3.2.1 Instrumentos

A sonda Rosetta possui uma forma retangular de dimensões  $2.8 \times 2.1 \times 2.0$  metros além de dois painéis solares de 14 metros de extensão total (Figura 3.5). Os equipamentos científicos são compostos por 11 instrumentos (Tabela 3.2) e mais o robô de pouso Philae. Cada um dos instrumentos é comandado por um Investigador Principal e sua equipe associada. Todos estes instrumentos são otimizados para ciência cometária, como filtros em comprimentos de onda específicos para detectar a presença de gás de CN,  $NH_2$  e OH e espectrômetros de massa.

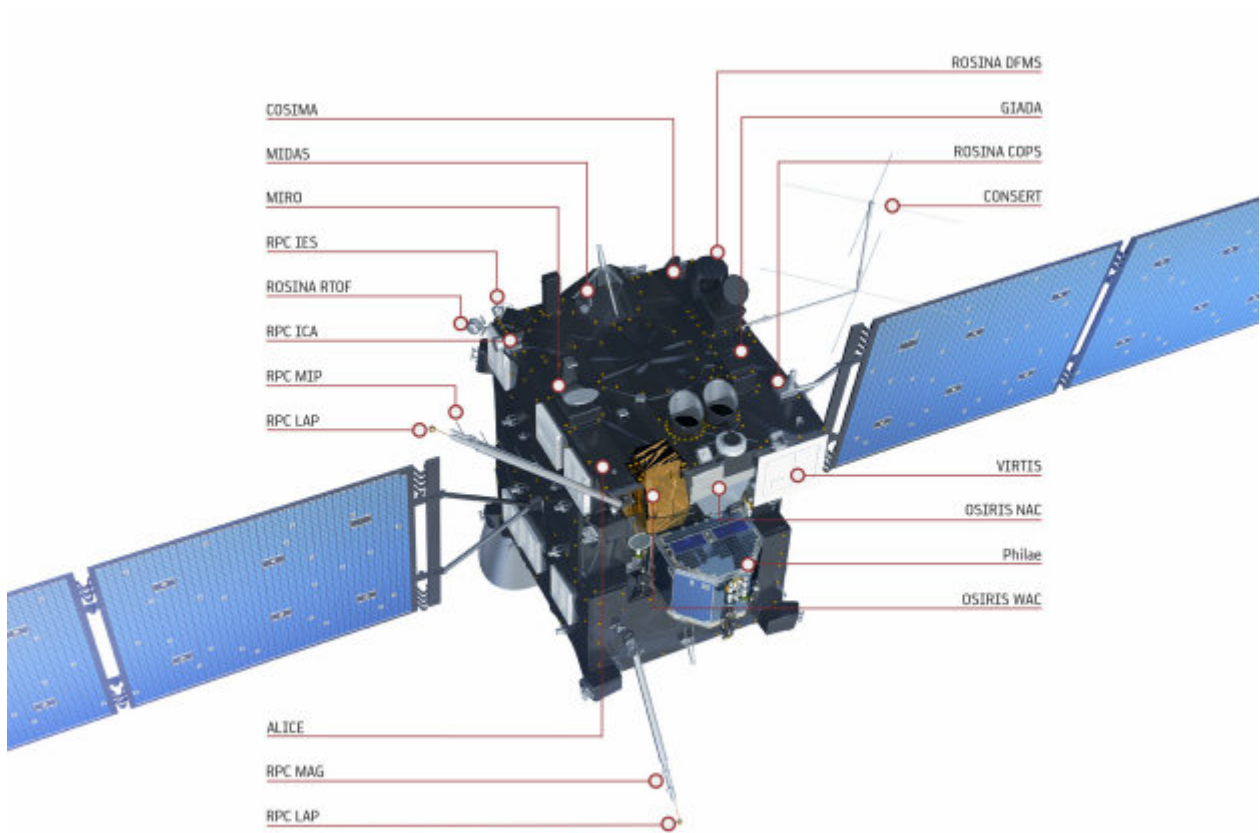


Figura 3.5: A sonda Rosetta e seus os 11 instrumentos científicos. Fonte: ESA.

Tabela 3.2: Características dos instrumentos à bordo da Rosetta.

Abreviação	Instrumento	Descrição
ALICE	Espectrógrafo no ultravioleta.	Análise de possíveis gases nobres no gás e superfície. Objetivo é estimar a temperatura durante a formação do cometa. Cobertura de 70 à 205 nm.
CONCERT	Experimento de transmissão de ondas de Rádio através do núcleo.	Experimento tomográfico em conjunto com a Philae para caracterizar a estrutura interna.
COSIMA	Espectrômetro de massa de íons secundário.	Coleta grãos da coma de até 6500 u de massa e analisa sua composição.
GIADA	Coletor e analisador de grãos.	Coletor de aerogel de impacto. Mede velocidade, massa e seção de choque dos grãos da coma.
MIDAS	Sistema microscópico de análise de grãos.	Microscópio de força atômica que escaneia estrutura, tamanho e estrutura do grão depositado em uma placa de silicone.
MIRO	Espectrômetro de microondas.	Medida das linhas de emissão no microondas para determinar abundância e temperatura de voláteis.
OSIRIS	Sistema de imageamento espectroscópico no óptico e infravermelho.	Imageamento do núcleo e coma em 12 filtros em câmera de campo estreito (NAC) e 14 filtros em grande campo (WAC). 2048 × 2048 pixels.
ROSINA	Espectrômetro de íons e espécies neutras.	Medidor de massa atômica de moléculas de gás da coma. Determina razão isotópica, temperatura e pressão
RPC	Consórcio para medição do plasma.	Magnetômetro e detector de íons e elétrons livres para medir a interação do gás da coma com o vento solar.
RSI	Investigação científica à Rádio.	Utiliza a antena de comunicação para medir a interferência no sinal devido à gravidade e aos gases da coma.
VIRTIS	Espectrômetro de imageamento no visível e térmico.	Imageamento no visível e térmico, além de um espectrógrafo infravermelho para medir a emissão térmica do núcleo e do gás.

Tabela 3.3: Característica do sistema de imageamento OSIRIS.

	NAC	WAC
Cobertura [nm]	250-1000	240-720
Campo de visada	2.2 × 2.22	11.35 × 12.11
Magnitude limite	18	13
Escala espacial à 100 km [m/px]	1.86	10.1
Número de filtros	12	14
Comprimento focal [mm]	717.4	140/131
Ângulo sólido por pixel	9.982E-9	3.547E-10

Sendo o foco desta tese as propriedades espectrofotométricas da superfície de pequenos corpos, foram utilizadas somente as imagens obtidas pelo sistema OSIRIS. A câmera foi desenvolvida por um consórcio de laboratórios alemães, italianos e franceses coordenados pelo MaxPlanck-Institut für Sonnensystemforschung (MPS) para ser os olhos da sonda (*Keller et al.*, 2007). O nome é uma homenagem ao deus egípcio do submundo e dos “olhos que tudo vêem”, em conformidade com a temática egípcia da missão. O sistema é composto por duas câmeras complementares: NAC (*Narrow Angle Camera*, Câmera de campo estreito) e WAC (*Wide Angle Camera*, Câmera de grande campo). Na tabela 3.3 são resumidas as propriedades de cada uma. A NAC foi projetada para obter detalhes da superfície do núcleo, enquanto a WAC, para verificar a extensão da coma. Ambos os sistemas possuem filtros com cobertura do ultravioleta ao infravermelho próximo (Tabela 3.4). A NAC possui filtros de banda de passagem mediana, enquanto WAC possui filtros de banda de passagem estreita.

As imagens são disponibilizadas para análise científica após o tratamento do *pipeline* automático da missão que opera a redução fotométrica de BIAS, FLAT, conversão para radiância (nível 2) e distorções centro-borda (nível 3) (*Küppers et al.*, 2007). O DN/s (*Digital Number per second*, Número Digital por segundo) das imagens é convertido para radiância espectral [ $W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot \Omega^{-1}$ ] ao multiplicá-lo pelo fator de calibração absoluta  $A_{nn}$  e somá-lo ao ponto zero de radiância  $K_{nn}$  para cada filtro (*Magrin et al.*, 2012). O fator de calibração varia temporalmente

devido às subseqüentes degradações do sistema e foi reavaliada a cada um dos três objetos observados pela missão (dois asteroides e 67P). O fator é determinado observando o mesmo campo estelar com estrelas padrões com medidas em alta precisão (Keller et al., 2007). O ponto zero  $K_{nn}$ , por outro lado, foi determinado antes do envio da sonda e apesar de qualquer tipo de degradação não passou nova recalibração. A incerteza devido ao  $A_{nn}$  não supera 1%, enquanto as incertezas associadas ao  $K_{nn}$  chegam a 4-6% para NAC F15 e F16, 10% para WAC F13, e 2% para os demais filtros. O erro da consistência interna das imagens, aquela que indicará qualquer variação de albedo de um objeto resolvido, não é maior do que 1.5-2% (S. Fornasier, comunicação privada).

Por fim, a radiância espectral é dividida pela irradiância espectral solar  $F = S_0/\pi R^2$ , onde  $S_0$  é a intensidade espectral solar e  $R$  é a distância heliocêntrica do objeto, para então obter-se o fator de radiância (I/F) por pixel. O fator de radiância representa a quantidade de intensidade espalhada pela superfície por pixel e relaciona-se diretamente com a refletância e o albedo aparente. Todas as quantidades são calculadas em respeito à frequência central do filtro.

### 3.2.2 Câmera OSIRIS - (21) Lutetia

Durante a passagem pelo asteroide (21) Lutetia a 2.72 UA, o sistema de imageamento OSIRIS obteve um total de 462 imagens, dentre as quais 234, com a câmera NAC e 228, com a WAC. Devido às condições intrínsecas de um *fly-by* e a velocidade de 15 km/s, as imagens variaram rapidamente de resolução desde a aproximação até o máximo encontro (Figura 3.6). As imagens resolvidas de (21) Lutetia começaram a ser obtidas em 10 de julho de 2010, cerca de 9:30 horas antes do encontro de maior aproximação (CA, *closest approach*), a uma distância de 500.000 km, alcançando 20 pixels de comprimento. A 46 minutos antes do CA, a resolução atingiu 0.375 km/pixel e um ângulo de fase de 1.9 graus. Por fim, em 81 graus de ângulo de fase, o CA aconteceu à 15:45 UT, atingindo 0.059 km/pixel. A partir deste ponto, o campo de visada foi mudando rapidamente, e Lutetia torna-se

Tabela 3.4: Filtros do sistema OSIRIS.

Filtro	$\lambda_{central}$ (nm)	FWHM (nm)	Transmi- tância (%)	Nome	Irradiânciaespectral solar $S_o$
NAC F82+F22	649.2	81.0/83.0	92.4	Orange	1.5650
NAC F83+F23	535.7	60.0/62.0	75.8	Green	1.9950
NAC F84+F24	480.7	72.0/73.0	74.6	Blue	2.0600
NAC F87+F27	701.2	21.0/21.0	87.4	Hydra	1.3950
NAC F88+F28	743.7	61.0/64.0	96.0	Red	1.2890
NAC F15	269.3	45.0	37.8	Far-UV	0.2481
NAC F16	360.0	50.0	78.2	Near-UV	1.0305
NAC F41	882.1	65.0	78.4	Near-IR	0.9230
NAC F51	805.3	39.0	69.8	Ortho	1.1180
NAC F61	931.9	40.0	81.6	$Fe_2O_3$	0.8480
NAC F71	989.3	44.0	78.1	IR	0.7363
WAC F12	627.0	154.0	95.7	Red	1.700
WAC F13	375.6	9.0	57.3	UV375	1.1030
WAC F15	572.1	10.0	60.9	$NH_s$	1.8280
WAC F16	590.7	3.0	59.0	Na	1.8180
WAC F17	631.6	4.0	52.4	OI	1.6300
WAC F18	612.6	9.0	83.4	VIS610	1.7090
WAC F21	534.5	61.0	76.8	Green	1.887
WAC F31	245.5	13.0	31.8	UV245	0.0525
WAC F51	295.5	10.0	30.4	UV295	0.5712
WAC F61	308.0	3.0	26.0	OH	0.5164
WAC F71	325.5	9.0	31.6	UV325	0.9099
WAC F81	335.0	4.0	23.6	NH	0.9776

apenas um limbo brilhante em apenas 6 minutos depois do CA, atingindo ângulo de fase de 137 graus. A figura 3.7 apresenta um esquema da trajetória de aproximação da sonda à Lutetia e mostra como o ângulo de fase varia 150 graus em apenas 45 minutos. A tabela 3.5 apresenta o número de imagens e cobertura em ângulo de fase para cada filtro.

A cobertura em ângulo de fase, apesar de não homogênea para todos os filtros, é de 0.15 à 156.85 graus, dos quais os filtros NAC F82+22, WAC F13 e WAC F17 são os melhores amostrados. Todos os dados obtidos pelo sistema OSIRIS de (21) Lutetia permitem analisar a espectro-fotometria e a curva de fase de cada área resolvida na superfície do corpo.

### 3.2.3 Câmera OSIRIS - 67P/Churyumov–Gerasimenko

Enquanto Rosetta continua a acompanhar o cometa ao longo de sua órbita, o sistema OSIRIS continua a obter imagens em NAC e WAC. No entanto, nossa análise se baseou nas imagens obtidas entre 21 de Julho de 2014 a 06 de Agosto de 2014 (Tabela 3.6), durante a fase de aproximação ao núcleo cometário. A resolução varia de 93 a 2,1 metros por pixel, associada a uma variação de distância entre 4915 e 110 km. A cobertura em ângulos de fase é mais restrita do que aquela obtida para (21) Lutetia, sendo de 1.3 à 53.9 graus. Ao todo, foram analisadas 53 séries de imagens em grupos de 8 à 12 filtros, totalizando 432 imagens.

### 3.2.4 Obtenção dos ângulos de iluminação

Como dito no capítulo 2, obter os ângulos de iluminação para cada elemento de superfície do corpo é fundamental para que se possa fazer uma análise fotométrica.



Tabela 3.5: Características das imagens de (21) Lutetia obtidas em cada filtro pelo sistema OSIRIS. Estão listadas as imagens onde o corpo já está resolvido.

Filtro	Intervalo (2010-07-10 UT)	Cobertura do ângulo de fase (°)	Número de imagens				
NAC F82+F22	06.18.40.973	0.15	110				
	-	-					
	19.59.43.173	144.15					
NAC F83+F23	13.45.31.961	3.08	11				
	-	-					
	16.00.09.495	61.0					
NAC F84+F24	13.45.17.417	2.95	12				
	-	-					
	16.00.01.471	59.03					
NAC F87+F27	13.47.55.218	3.37	10				
	-	-					
	16.00.25.780	126.7					
NAC F88+F28	13.48.10.663	3.51	12				
	-	-					
	16.00.33.906	65.1					
NAC F15	13.44.41.233	2.65	9				
	-	-					
	15.59.41.263	120.16					
NAC F16	13.45.03.298	2.82	27				
	-	-					
	16.00.46.261	57.07					
NAC F41	13.50.54.592	3.93	12				
	-	-					
	16.00.50.628	67.15					
NAC F51	13.50.40.803	4.15	9				
	-	-					
	16.00.42.482	128.65					
NAC F61	14.45.58.036	4.01	10				
	-	-					
	15.49.01.668	130.41					
NAC F71	13.51.08.322	4.22	20				
	-	-					
	16.00.58.934	69.36					
				Filtro	Intervalo (2010-07-10 UT)	Cobertura do ângulo de fase (°)	Número de imagens
				WAC F13	06.25.21.255	0.15	39
					-	-	
					16.00.39.185	121.44	
				WAC F15	13.47.51.919	3.18	12
					-	-	
					16.00.43.956	63.95	
				WAC F16	06.18.46.599	3.22	15
					-	-	
					16.00.46.261	65.91	
				WAC F17	06.34.41.459	0.33	97
					-	-	
					16.00.52.917	49.61	
				WAC F18	06.18.54.538	3.26	15
					-	-	
					16.00.50.643	68.0	

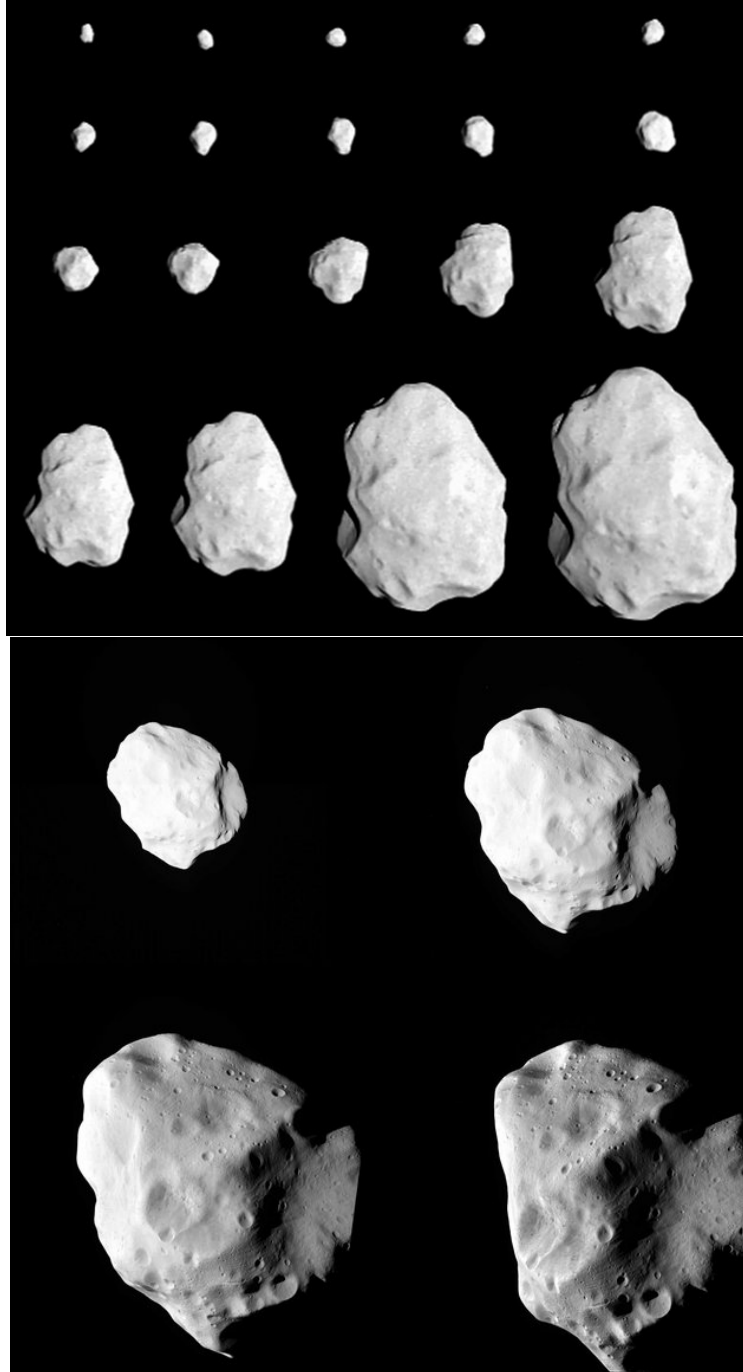


Figura 3.6: Imagens de (21) Lutetia em diferentes resoluções durante a aproximação da sonda Rosetta. A resolução varia de 10 km/ pixel, na primeira imagem, a 0.06 km/pixel, na última.

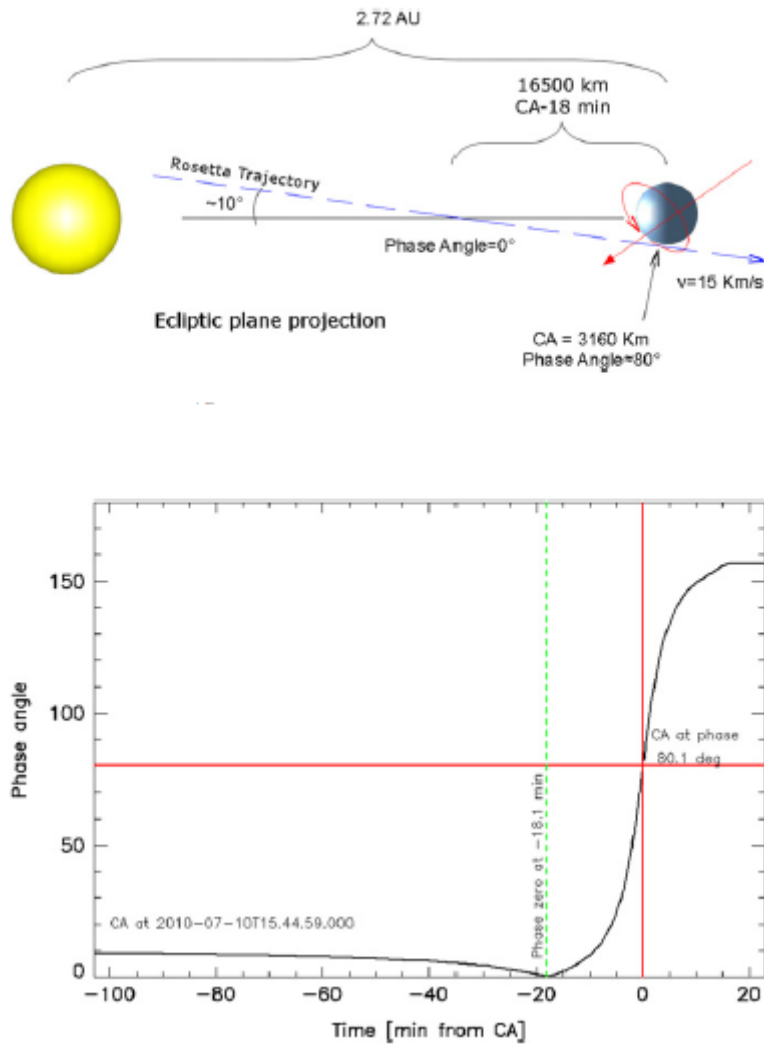


Figura 3.7: Esquema ilustrativo da aproximação da sonda Rosetta ao asteroide (21) Lutetia. O gráfico mostra a variação em ângulo de fase com o tempo para a passagem da sonda em Lutetia. Fonte: *Magrin et al. (2012)*.

Tabela 3.6: Lista da série de imagens obtidas durante o estágio de *rendez-vous* e utilizadas em nossa análise.

Camera	Time	filters	phase (°)	$\Delta$ (km)	res. (m/px)
NAC	2014-07-21T14.34.16	F22 (649.2), F23 (535.7), F24 (480.7), F16 (360.0), F27 (701.2), F28 (743.7), F41 (882.1), F51 (805.3), F61 (931.9), F71 (989.3), F15 (269.3), & WAC-F71 (325)	5.3	4952	93
NAC	2014-07-21T15.50.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.3	4915	93
NAC	2014-07-21T17.06.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.2	4878	92
NAC	2014-07-21T18.22.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.1	4842	91
NAC	2014-07-21T19.38.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.0	4805	91
NAC	2014-07-21T20.54.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.0	4768	90
NAC	2014-07-21T22.10.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.9	4731	89
NAC	2014-07-21T23.26.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.8	4695	88
NAC	2014-07-22T00.42.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.8	4658	88
NAC	2014-07-25T08.11.21	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3092	58
NAC	2014-07-25T09.34.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3074	58
NAC	2014-07-25T11.00.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3055	58
NAC	2014-07-25T12.26.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3037	57
NAC	2014-07-25T13.52.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.1	3019	57
NAC	2014-07-25T15.18.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.1	3000	57
NAC	2014-07-25T18.10.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.0	2963	56
NAC	2014-07-25T19.55.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.0	2940	55
NAC	2014-07-28T22.10.25	F27, F28, F41, F51, F61, F71, & WAC-F71	1.3	1984	37
WAC	2014-07-28T22.10.25	F18 (613), F71 (325), F13 (375), F14 (388), F31 (246), F41 (259), F51 (295), F61 (309), F81 (336)	1.3	1984	195
NAC	2014-07-28T23.25.31	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	1.3	1968	37
WAC	2014-07-28T23.25.31	F18, F71, F13, F14, F31, F41, F51, F61, F81	1.3	1968	195
NAC	2014-07-29T00.45.31	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15	1.3	1951	37
WAC	2014-07-29T00.45.31	F18, F71, F13, F14, F31, F41, F51, F61, F81	1.3	1968	195
NAC	2014-08-01T11.50.14	F82 (649.2), F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.0	826	16
NAC	2014-08-01T13.20.42	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.3	807	15
NAC	2014-08-01T14.43.48	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.7	790	15
NAC	2014-08-01T16.08.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.1	772	14
NAC	2014-08-01T17.26.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.4	756	14
NAC	2014-08-01T18.31.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.8	742	14
NAC	2014-08-01T19.37.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	11.1	729	14
NAC	2014-08-01T20.43.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	11.5	715	13
NAC	2014-08-03T00.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	28.0	387	7.3
NAC	2014-08-03T01.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	29.1	377	7.1
NAC	2014-08-03T02.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	30.2	366	6.9
NAC	2014-08-03T03.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	31.6	356	6.7
NAC	2014-08-03T04.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	33.0	346	6.5
NAC	2014-08-03T05.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	34.4	336	6.3
NAC	2014-08-03T06.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	35.9	326	6.1
NAC	2014-08-03T13.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.7	287	5.4
NAC	2014-08-03T14.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.7	284	5.3
NAC	2014-08-03T15.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	281	5.3
NAC	2014-08-03T16.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	278	5.2
NAC	2014-08-03T17.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	275	5.2
NAC	2014-08-03T18.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	273	5.1
NAC	2014-08-03T19.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	270	5.1
NAC	2014-08-03T20.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	267	5.0
NAC	2014-08-05T23.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	48.9	123	2.3
NAC	2014-08-06T00.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	49.5	121	2.3
NAC	2014-08-06T01.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	50.0	119	2.2
NAC	2014-08-06T02.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	50.8	117	2.2
NAC	2014-08-06T04.19.13	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	52.2	113	2.1
NAC	2014-08-06T05.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	53.0	111	2.1
NAC	2014-08-06T06.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	53.9	110	2.1

Para então obtê-los, utilizou-se o código OASIS, desenvolvido por Dr. Laurent Jorda do Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. O OASIS é um simulador de imagens de corpos extensos, cujo objetivo é prover uma estação de análise fotométrica de dados para o sistema OSIRIS. Na versão atual, o código gera imagens de fluxo calibrado baseado-se em diversos parâmetros geométricos, leis de espalhamento e modelo de forma. Os parâmetros de entrada necessários são:

- Data, filtro, tempo de exposição, *binning* e extensão do campo.
- Período rotacional e eixo de rotação do objeto;
- Modelo de forma do objeto e lei de espalhamento da superfície;
- Orientação da sonda e as posições dos instrumentos no referencial da própria sonda.
- A trajetória em referencial cartesiano heliocêntrico da sonda e do objeto.
- Detalhes do detector, como tamanho, campo de visada, ganho, ruído característico e apontamento.

O resultado:

- Uma imagem fits renderizada do objetos nas condições inseridas, lei de espalhamento e na data escolhida.
- Tabela contendo a relação entre o elemento de área, chamadas facetas, do modelo de formas e os ângulos de incidência ( $i$ ), emergência ( $e$ ) e azimute ( $\varphi$ ) para a configuração orbital e rotacional do corpo na imagem. Apenas facetas iluminadas são tabeladas.
- Tabela contendo a intersecção entre os pixels e os elementos de área. A fração de ângulo sólido  $\Omega_k$  contida por cada elemento também é dada (exemplo na figura 3.8).

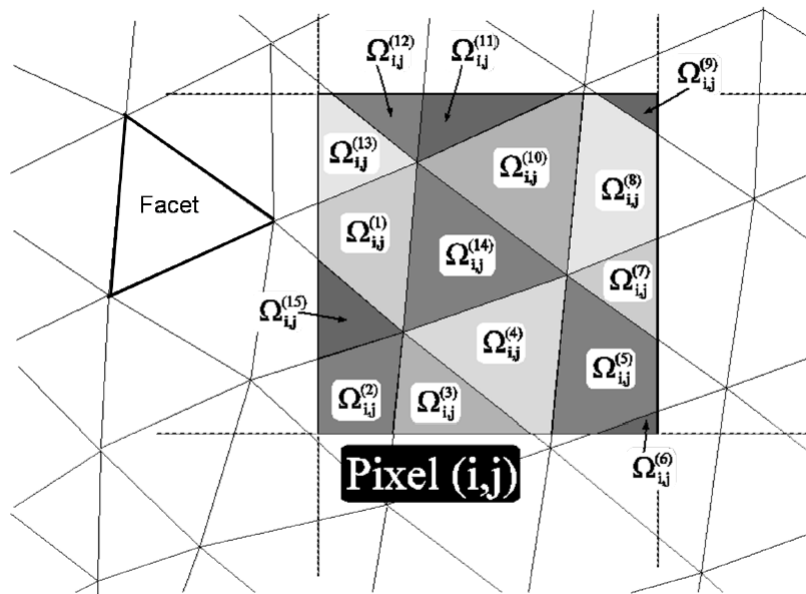
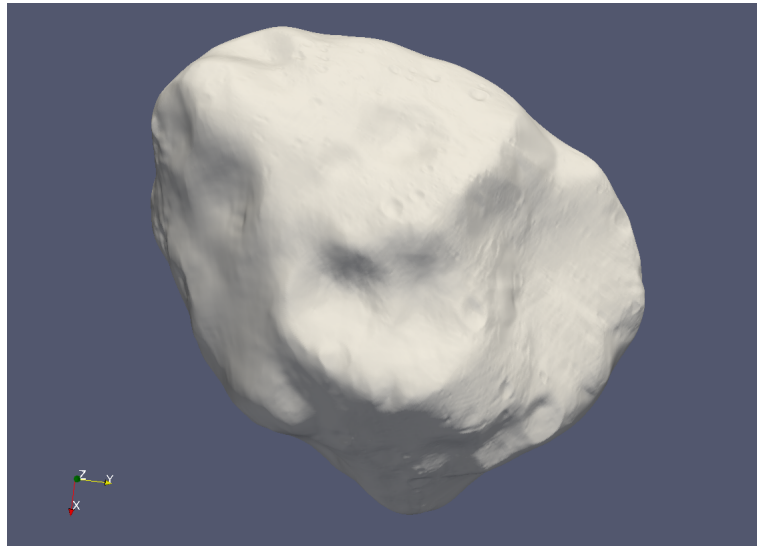


Figura 3.8: Ilustração de elementos de área, chamado facetas, contidos dentro de um dado pixel  $(i,j)$ . A soma total dos ângulos sólidos parciais  $\Omega_{ij}$  é igual ao ângulo sólido total do pixel  $\Omega_n$ , que é constante para toda imagem e se relaciona com a escala de placa do detector.

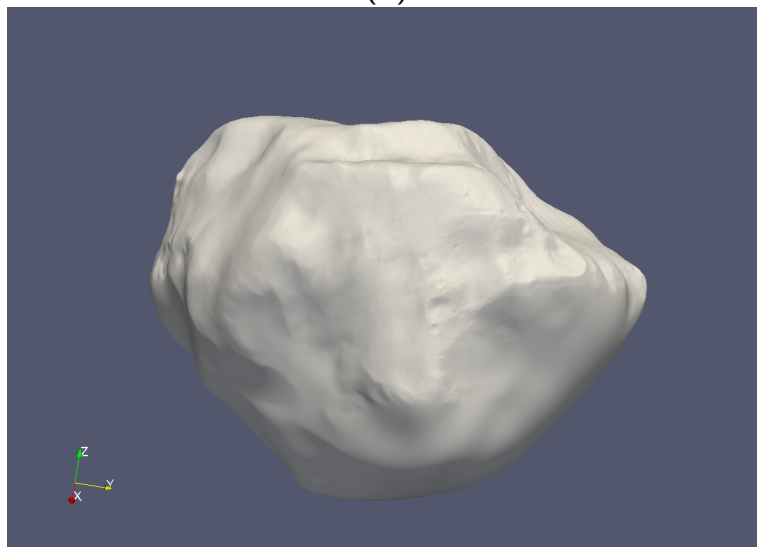
As informações relativas à sonda, trajetórias e configuração dos instrumentos é obtida utilizando a ferramenta NAIF SPICE<sup>4</sup> juntos com os *kernels* (arquivos de informação) da missão<sup>5</sup>. O modelo de forma de (21) Lutetia utilizado nesta tese é o mais atualizado (Farnham, 2013), possuindo 3145728 facetas e 1579014 vértices (Figura3.9), com resolução de 105 metros. Enquanto o modelo de forma de 67P/Churyumov–Gerasimenko, ainda não publicado, contém 3145728 facetas e 1572866 vértices, com resolução de 4 metros (Figura3.10). A técnica utilizada para estimar o relevo foi a estéreo-fotogrametria (Jorda et al., 2011; Capanna et al., 2012). A técnica consiste em obter coordenadas 3D de elementos de área através de uma série de imagens em condições geométricas diferentes através da identificação de mesmos pontos na sequência de imagens. Como as posições da câmera e do centro do objeto são conhecida, a medida do movimento relativo de um elemento de área entre duas imagens permite derivar a elevação deste próprio elemento. Os elementos de área são transformados em facetas triangulares para preservar a continuidade da superfície.

<sup>4</sup><http://naif.jpl.nasa.gov/naif/toolkit.html>

<sup>5</sup><http://www.cosmos.esa.int/web/spice/spice-for-rosetta>



(a)



(b)

Figura 3.9: **Modelo de forma do hemisfério norte de (21) Lutetia em duas linhas de visada diferentes. (a) Visão alinhada com o polo norte. (b) Visão alinhada com o equador.**

O OASIS calcula os ângulos de incidência e emergência de cada faceta  $k$  através das equações:

$$\begin{cases} i^{(k)} = \cos^{-1} \left[ \vec{n} \cdot (\vec{r}_{OBJ}^{(sol)} - \vec{r}_{OBJ}^{(k)}) \right] / D_{sol} \\ e^{(k)} = \cos^{-1} \left[ \vec{n} \cdot (\vec{r}_{OBJ}^{(sonda)} - \vec{r}_{OBJ}^{(k)}) \right] / D_{sonda} \end{cases} \quad (3.3)$$

onde  $\vec{r}_{OBJ}^{(sol)}$ ,  $\vec{r}_{OBJ}^{(sonda)}$  e  $\vec{r}_{OBJ}^{(k)}$  são o vetor de posição do Sol, da sonda e da faceta no referencial ao objeto.  $D_{sol}$  e  $D_{sonda}$  são a distância escalar heliocêntrica e a sonda, respectivamente. O vetor normal à faceta é calculado por seus vértices  $\vec{v}_{12}$  e  $\vec{v}_{13}$ , no referencial do objeto:

$$\vec{n} = \frac{\vec{v}_{12} \times \vec{v}_{13}}{|\vec{v}_{12}| \cdot |\vec{v}_{13}|} \quad (3.4)$$

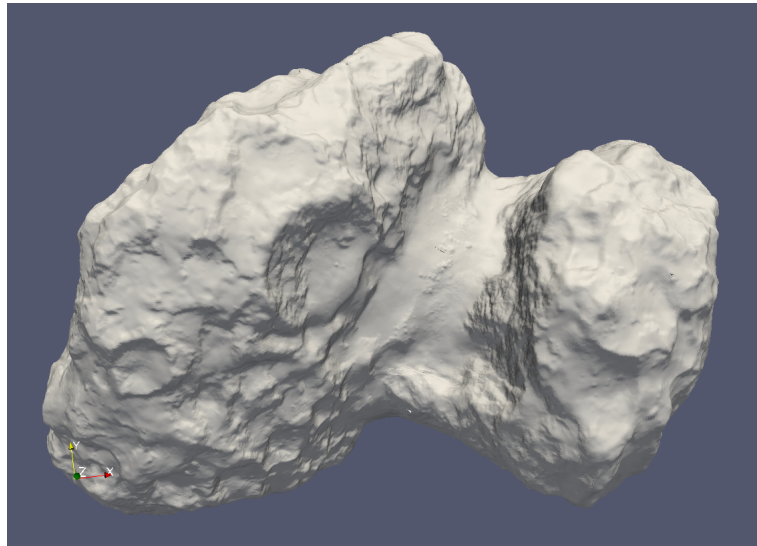
Como os vetores de posição  $\vec{r}_{EQ}^{(sol)}$ ,  $\vec{r}_{EQ}^{(sonda)}$  e  $\vec{r}_{EQ}^{(obj)}$  provenientes dos *kernels* estão em coordenadas equatoriais heliocêntricas, é preciso transformá-las para o referencial do objeto para que seja possível obter  $i^{(k)}$  e  $e^{(k)}$ :

$$\begin{cases} \vec{r}_{OBJ}^{(sol)} = -\mathbf{R}_z(\psi)\mathbf{R}_x(\vartheta)\mathbf{R}_z(\varphi)\vec{r}_{EQ}^{(obj)} \\ \vec{r}_{OBJ}^{(sonda)} = \mathbf{R}_z(\psi)\mathbf{R}_x(\vartheta)\mathbf{R}_z(\varphi) \left( \vec{r}_{EQ}^{(sonda)} - \vec{r}_{EQ}^{(obj)} \right) \end{cases} \quad (3.5)$$

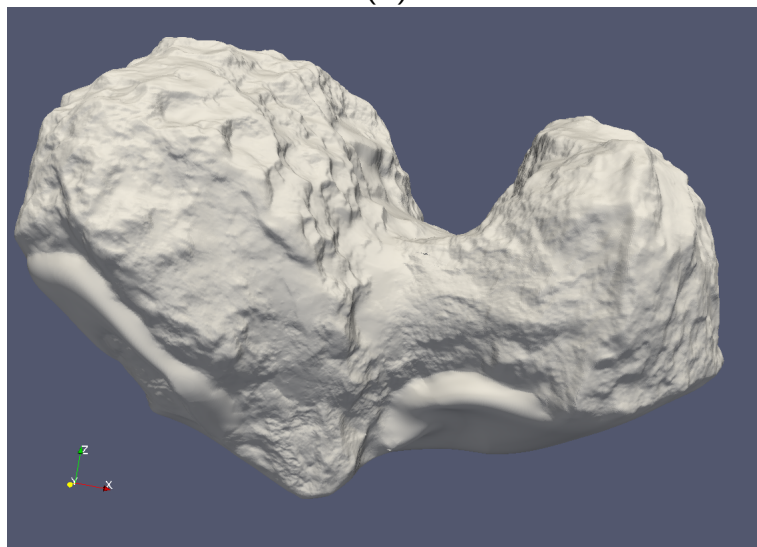
onde  $\mathbf{R}_i(\theta)$  é a matriz de rotação no eixo  $i$  para um dado ângulo  $\theta$ . Por fim,  $\psi$ ,  $\vartheta$  e  $\varphi$  são os ângulos de Euler, que se relacionam com a direção do polo  $(\alpha_w, \delta_w, \phi_0)$ , em coordenadas equatoriais, e o período de rotação do objeto  $P$ :

$$\begin{cases} \psi = \phi_0 + \frac{2\pi}{P}(t - t_0) \\ \varphi = \frac{\pi}{4} - \delta_w \\ \vartheta = \frac{\pi}{4} + \alpha_w \end{cases} \quad (3.6)$$





(a)



(b)

Figura 3.10: **Modelo de forma de 67P/Churyumov-Gerasimenko. (a) Visão alinhada com a região de Hapi. (b) Visão quase perpendicular com o eixo de rotação.**

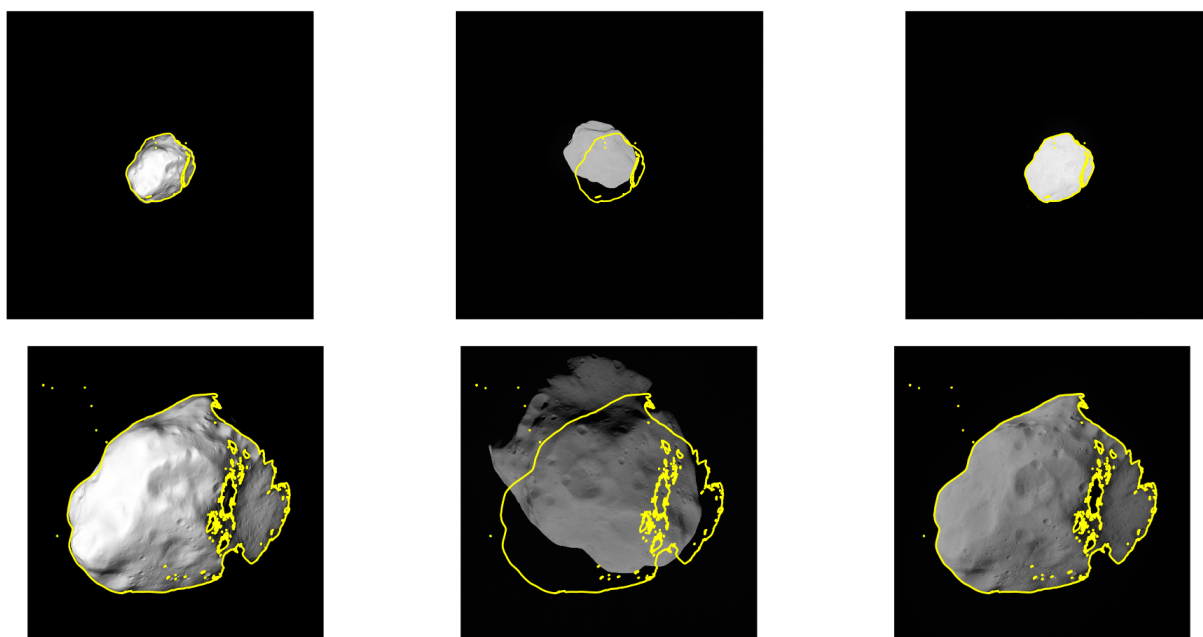


Figura 3.11: Exemplo do resultado do procedimento de registro para duas imagens diferentes. A primeira imagem é a renderizada pelo OASIS, a do centro é a imagem original, a última é a imagem transformada. A linha em amarelo representa o contorno na imagem transformada.

#### 3.2.4.1 Registro das imagens

O OASIS não incorpora rotações e deslocamentos no apontamento do OSIRIS, o que provoca diferenças na posição do corpo na imagem renderizada para a imagem real. Para resolver isso, foi escrito um procedimento semi-automático de registro de imagens em linguagem Python 2.7.5 usando a biblioteca scikit-image<sup>6</sup>. O usuário deve escolher no mínimo 4 pontos em mesmas estruturas visualmente identificadas na imagem real e na renderizada. Através da relação entre os pontos, uma matriz de correspondência é construída. O procedimento aplica então uma transformação *affine*, que consiste um deslocamento e rotação conservando a colinearidade e as distâncias relativas entre os pontos. A figura 3.11 exemplifica o procedimento.

Desta maneira, temos um correspondência unívoca entre os pixels da imagem real e da renderizada, e então, pode-se obter o fator de radiância para cada faceta.

<sup>6</sup><http://scikit-image.org/>

A radiância total de cada faceta  $(I/F)_k$  é a soma ponderada do fator de radiância de cada pixel subtendido:

$$(I/F)_k = \sum_j^n (I/F)_j \frac{\Omega_j}{\Omega_k} \quad (3.7)$$

onde  $(I/F)_j$  é o fator de radiância dos pixels subtendidos pela faceta, e  $\Omega_j$  é o ângulo sólido parcial da faceta subtendido em um dado pixel  $j$  e  $\Omega_k$  é o ângulo sólido total da faceta. Por fim, para cada faceta obtemos as informações dos ângulos de iluminação e radiância para cada imagem. Com os dados nessa estrutura, os modelos e teoria descritos no capítulo 2 podem ser aplicados.

# Capítulo 4

## Propriedades espectro-fotométricas coletivas de Asteroides

*“He knew now, and the knowledge was hard, that his task had never been to undo what he had done,*

*but to finish what he had begun.”*

— Ursula K. Le Guin, *A Wizard of Earthsea*

### 4.1 Continuidade espectral

O primeiro reconhecimento de variabilidade espectral foi feita por *Bobrovnikoff* (1929) ao observar 12 asteroides com filtros de banda estreita no ultravioleta. *Bobrovnikoff* notou que Ceres era *mais azulado* do que (4) Vesta. No entanto, foi apenas a partir do início das observações fotométricas sistemáticas no sistema UBV de Johnson (*Kitamura*, 1959; *Wood and Kuiper*, 1963; *Gehrels*, 1970) que *Chapman et al.* (1971) notaram bimodalidade no plano  $U - B$  e  $B - V$  em uma amostra

de 46 asteroides. *Zellner et al.* (1974) propuseram, ao estudar a fotometria e polarimetria de 43 asteroides, que a bimodalidade refletia a distinção composicional entre asteroides de característica "rochosa", com presença da banda de absorção de  $1 \mu m$  de minerais de silicatos, e aqueles sem a banda, possivelmente carbonáceos. O número de asteroides com fotometria medida cresceu para 589 após o primeiro levantamento sistemático de cores de asteroides, o *Eight Color Asteroid Survey* (ECAS, *Zellner et al.*, 1985). O levantamento possuía um sistema de 8 filtros (*s, u, b, v, w, x, p* e *z*, de  $0,34$  à  $1,04 \mu m$ ) desenvolvidos adequadamente para estudar estruturas espectrais em asteroides. A partir destes dados, *Tholen* (1984) aplicou a análise de componentes principais (PCA, subseção 4.2) para encontrar os eixos, no espaço de 7 cores, que maximizam a variância da amostra (Figura 4.1a). Em seguida, aplicou o método de árvore de extensão mínima que constroi o dendrograma de menor distância entre todos os pontos do conjunto (Figura 4.1b). O resultado foi identificação da bimodalidade (chamadas então de classes C, *Carbonaceous*, e S, *Stone*) e mais 7 outro pequenos agrupamentos, alguns representados por apenas um asteroide (Figura 4.1c). O baixo número de objetos dentre os pequenos agrupamentos parecia insinuar que existia uma separação real entre os grupos.

Em uma revisão qualitativa dos dados espectro-fotométricos e espectroscópicos em relação as classificações de asteroides até então, *Britt and Lebofsky* (1992) ressaltam que dentro das classes, não só existem diversidade de inclinações espectrais, como profundidade das bandas de absorção e albedo geométrico. Por exemplo, (387) Aquitânia e (980) Anacostia, do tipo S, possuem alta inclinação espectral e fraca absorção de  $1 \mu m$ . Entre asteroides do tipo C, (153) Hilda possui uma inclinação espectral de 45% maior que os demais no infravermelho.

Neste sentido, *Gaffey et al.* (1993) mostraram, baseados em dados espectroscópicos de  $0.8-2.5 \mu m$ , que existe uma continuidade espectral óbvia entre, ao menos, asteroides do tipo S. Ao analisar as propriedades das duas bandas de absorção relacionadas a piroxênios (uma  $\sim 1 \mu m$  e outra em  $\sim 2 \mu m$ ) e olivinas (apenas em  $\sim 1 \mu m$ ), *Gaffey et al.* observaram que a maioria dos espectros seguiam uma linha congruente com diferentes graus de mistura entre ortopiroxênios (puro  $MgSiO_3$  à

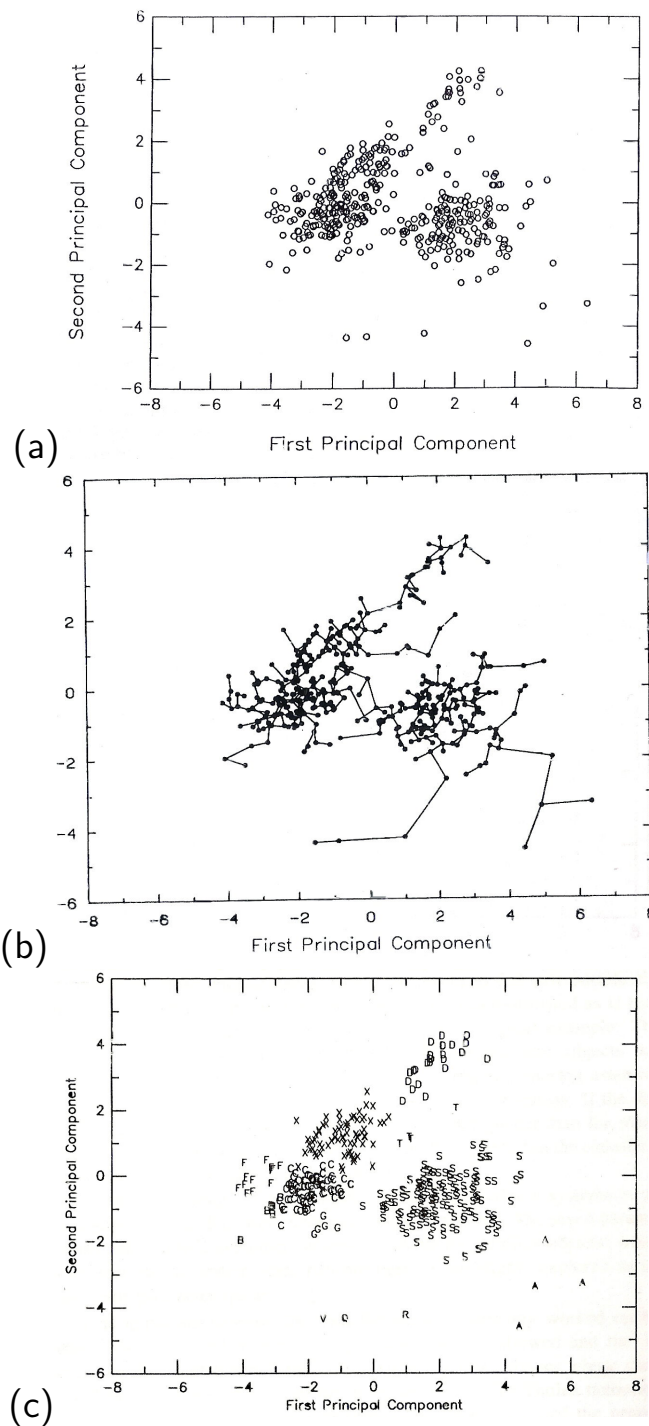


Figura 4.1: Etapas do processo de análise do dados do ECAS utilizado por *Tholen* (1984). (a) Distribuição da amostra de 405 asteroides no espaço da primeira e segunda componente principal. (b) Árvore minimal que descreve a menor distância total entre os asteroides. Os maiores ramos foram arbitrariamente cortados para que a amostra fosse classificada em 9 classes: C, X, S, D, T, A, V, R e Q. (c) Os asteróides no mesmo espaço de componentes principais etiquetados com as respectivas classificações.

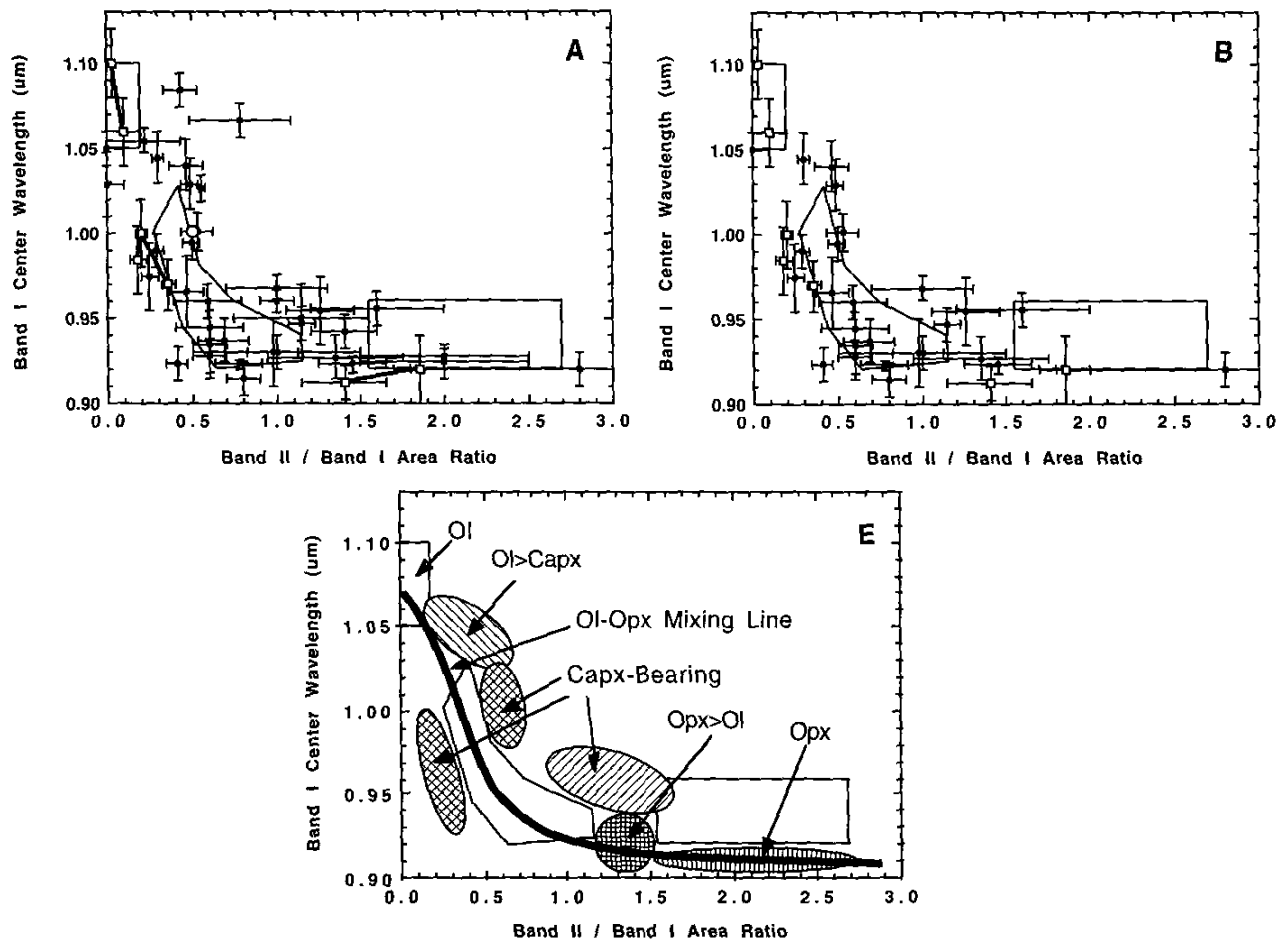


Figura 4.2: Relação entre o centro da primeira banda de silicatos e a razão da área entre as bandas de  $1 \mu m$  e  $2 \mu m$  para asteroides do tipo S. Notar que existe uma continuidade na mistura de ortopiroxênios e olivinas (linha escura) e que é deslocada com o acréscimo de clinopiroxênio.

puro  $FeSiO_3$ ) e olivinas (Figura 4.2). Diversidade e continuidade espectroscópica também foi observada para asteroides de outras classes taxonômicas (Gaffey and Kelley, 2004; Hardersen et al., 2006; Moskovitz et al., 2008; de León et al., 2012), muito provavelmente relacionada com variedade composicional.

Recentes trabalhos de desenvolvimento de sistemas taxonômicos tem evidenciado que os espectros de asteroides formam fraca ou inexistente unimodalidades. Bus and Binzel (2002b) buscaram construir um sistema taxonômico inspirado no de Tholen baseando-se nas estruturas espectrais de 1447 asteroides observados entre

0.4 a  $1 \mu m$ . Removendo a inclinação espectral, os autores também utilizaram o espaço de componentes principais para distinguir as diferenças espectrais. Ao observarem as distribuições, os autores notam que existe continuidade espectral entre as classes S e C e as outras classes ditas periféricas. Ainda sim, definem subclasificações dependendo da distância das classes ao espectro médio representativo. Uma extensão do trabalho de *Bus and Binzel* foi desenvolvida por *DeMeo et al.* (2009), ao complementar com dados de espectros de 371 asteroides no infravermelho próximo ( $0.8$  a  $2.45$ )  $\mu m$ . O cenário de continuidade nas estruturas espectrais se repetiu também para este novo conjunto.

A continuidade espectral notada por *Bus and Binzel* (2002b) nos espectros com presença de banda de absorção em  $1 \mu m$  é devido às seguintes estruturas espectrais no visível: (i) máximo de refletância relativa antes da absorção de  $1 \mu m$ , geralmente em torno de  $0.75 \mu m$ ; (ii) profundidade da absorção de  $1 \mu m$ ; (iii) posição espectral do mínimo da absorção de  $1 \mu m$  e (iv) absorção sutil em torno de  $0.63 \mu m$ . Nos espectros sem presença da banda, as principais estruturas são: (i) banda de absorção larga e ampla em aproximadamente  $0.7 \mu m$ ; (ii) queda na refletância a partir de  $0.5 \mu m$ , no ultravioleta próximo; (iii) banda de absorção subta em  $0.9 \mu m$  e (iv) curvatura côncava pouco acentuada com máximo em torno  $0.75 \mu m$ . A figura 4.3 apresenta as distribuições de asteroides de diferentes classes no espaço das componentes principais e inclinação espectral. As classes seguem gradientes específicos de acordo com as estruturas espectrais, com nenhuma separação entre elas.

Apesar da diversidade espectral e composicional em asteroides estar bem estabelecida para as principais classes, as demais classes periféricas continham poucos membros para que se pudesse estabelecer uma característica de suas distribuições. Com o objetivo de caracterizar a continuidade espectral em asteroides sob a luz de uma grande amostra de dados, recorreremos a grande amostra fotométrica do SDSSMOC. Como em trabalhos anteriores, descritos acima, a caracterização da continuidade foi desenvolvida a partir da distribuição de asteroides no espaço das componentes principais. Na seção a seguir, descrevemos a análise de componentes



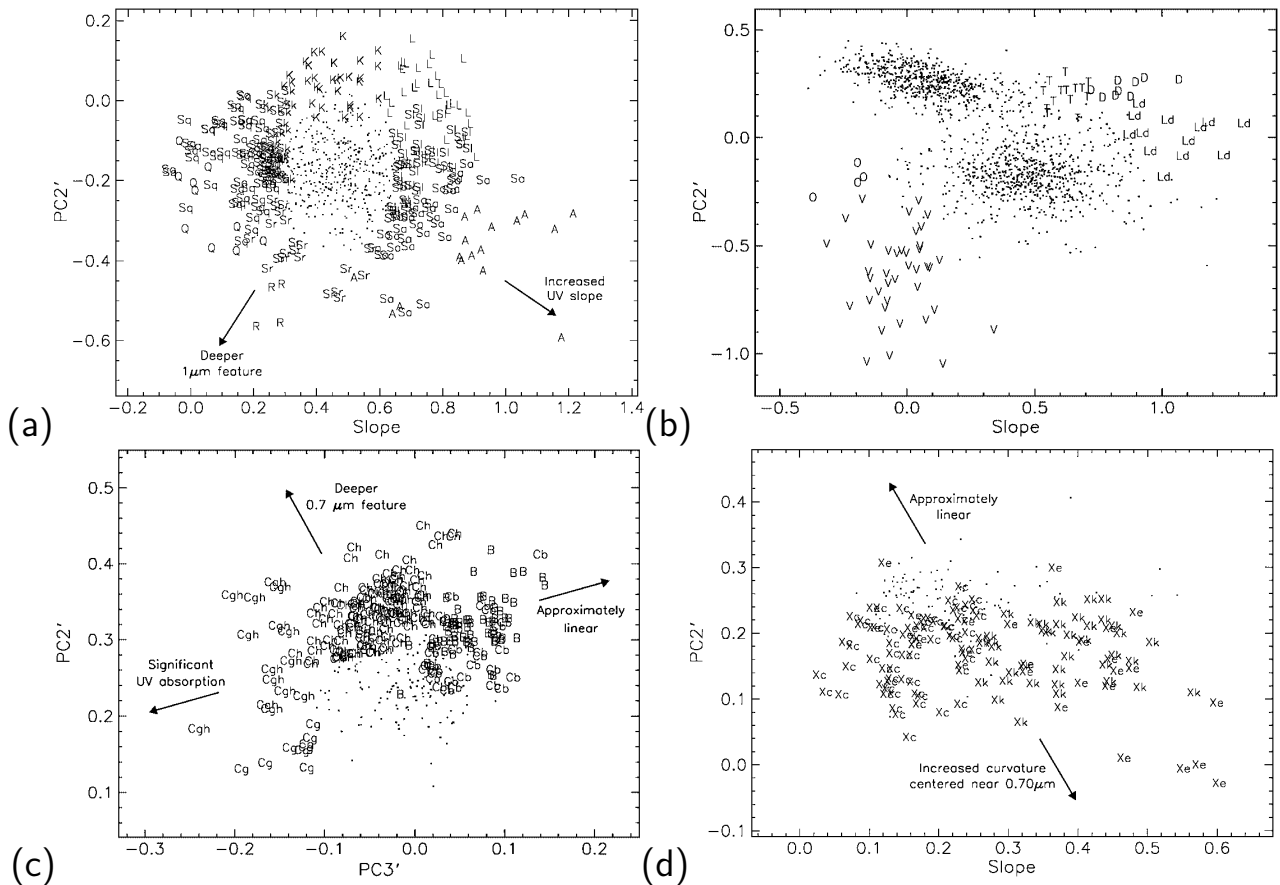


Figura 4.3: Gráfico da distribuição das componentes principais PC2, PC3 e inclinação espectral dos 1447 asteroides observados pelo SMASS II *Bus and Binzel* (2002a). (a) Distribuição das classes periféricas à classe S, os vetores representam o gradiente de profundidade da banda de 1 micron e crescimento da inclinação espectral no UV. (b) classes O, V, L, Ld, D, T, com poucos membros e que se espalham em torno da bimodalidade. (c) Distribuição das classes periféricas à classe C, os vetores representam o gradiente da absorção no UV, profundidade da absorção em 0.7 microns e linearidade do espectro. (d) Distribuição das classes periféricas à classe X, os vetores representam o grau de linearidade à curvatura do espectro.

principais e as linhas gerais do trabalho desenvolvido e publicado como *Characterizing spectral continuity in SDSS u'g'r'i'z' asteroid photometry* (Hasselmann et al., 2015).

## 4.2 Análise de Componentes Principais

A análise de componentes principais é uma transformação linear ortogonal que converte a amostra para um novo sistema de coordenadas cujas componentes representam em ordem decrescente os principais eixos de variância da amostra. Portanto, seja  $\mathbf{X}$  uma matriz de dados  $n \times p$ , onde  $n$  são a coleção de diferentes asteroides observados e  $p$  são as refletâncias medidas para cada filtro.  $\mathbf{E}$  é matriz de peso estatístico de cada refletância para cada componente principal.  $\mathbf{E}$  converte  $\mathbf{X}$  para o novo espaço não-normalizado de componentes principais  $\mathbf{PC}$ .

Para obter a primeira componente principal, deve-se satisfazer a relação:

$$\mathbf{E}_{(1)} = \arg \max \{ \|\mathbf{X} \cdot \mathbf{E}\|^2 \} \quad (4.1)$$

As componentes subsequentes podem ser obtidas através da remoção da contribuição das componentes anteriores e satisfazendo a mesma relação:

$$\hat{\mathbf{X}}_k = \mathbf{X} - \sum_{s=1}^{k-1} \mathbf{X} \mathbf{E}_{(s)} \mathbf{E}_{(s)}^T \quad (4.2)$$

e então,

$$\mathbf{E}_{(k)} = \arg \max \{ \|\hat{\mathbf{X}}_k \cdot \mathbf{E}\|^2 \} \quad (4.3)$$

Uma vez que a matrix  $n \times n$   $\mathbf{E}$  está construída,  $\mathbf{X}$  é transformada aplicando a operação:

$$\mathbf{PC} = \frac{\mathbf{X} \cdot \mathbf{E}}{\vec{S} \cdot \sqrt{N}} \quad (4.4)$$

onde  $\vec{S}$  é o vetor de desvio padrão para cada refletância e  $N$  é o tamanho da amostra, que normalizam as componentes principais.

### 4.3 Continuidade espectro-fotométrica no visível

O estudo da caracterização de continuidade espectro-fotométrica foi motivada por uma tentativa anterior de utilizar um algoritmo de agrupamento por distribuições unimodais para definir classes taxonômicas na reflectância de asteroides (*Hasselmann et al.*, 2013). Notou-se que, a parte da bimodalidade entre C e S, a posição e número de membros de outras classes eram bastante sensíveis ao parâmetro escolhido. O resultado apontava para uma falta de unimodalidade intrínseca ao comportamento coletivo do espectro dos asteroides. Como a metodologia que empregamos buscava apenas encontrar aglomerações unimodais, a variação do parâmetro escolhido apenas definia limite incompatíveis com o verdadeiro tipo de distribuição seguido pela espectro-fotometria de asteroides. Logo decidiu-se modificar a metodologia e a abordagem empregada.

Propomos, portanto, uma abordagem similar a de *Tholen* (1984): a escolha de um espaço de variáveis onde a variância da amostra seja maximizada e o desenvolvimento de uma metodologia independente da distribuição estatística. O objetivo é construir um sistema que caracteriza o espectro de asteroides sem atrelá-lo a classificações pré-definidas.

No primeiro passo, estudamos o papel das incertezas na definição do espaço **PC** e na capacidade de se distinguir agrupamentos e estruturas na amostra do SDSS-MOC. Encontramos que restringindo a distribuição de erros da amostra no segundo quartil (eliminação de 50% das maiores incertezas) atingimos a melhor proporção de erro em respeito à variância. Nesta amostra observamos dois alinhamentos partindo dos grupos C e S. Os alinhamentos são persistentes com o aumento do número da amostra e não apresentam unimodalidade.

No segundo passo, desenvolvemos uma nova abordagem para definir e calcular as equações lineares para os dois alinhamentos:

1. Particionamos o espaço quadri-dimensional **PC** em 2400 células, das quais, aquelas com mais de 15 observações, calculamos a posição e a matriz de variância-covariância. Os autovetores da matriz informam a direção principal de correlação de cada célula.
2. As células são organizadas hierarquicamente em uma árvore relacional que

permite visualizar o grau de semelhança entre as células de acordo com a posição e a direção principal. Progressivamente, as células formam grupos de grau de semelhança cada vez menor. Estes são inspecionados até encontrar dois grupos que representem matematicamente os dois alinhamentos observados.

3. Uma vez que os dois grupos estão escolhidos, a partir dos autovetores e autovalores da matriz de variância-covariância definimos a equação da direção principal e da largura dos alinhamentos.
4. Portanto, através destas equações podemos classificar qualquer observação de asteroides transformada para o espaço **PC** em respeito a qual alinhamento pertence e sua altura.

No último passo, introduzimos as classes taxonômicas definidas por *Carvano et al.* (2010) para fazer uma conexão com os sistemas anteriores e fazer a interpretação da análise. A figura 4.4, reproduzida do artigo, apresenta o esquema no espaço PC3 vs PC2, com os alinhamentos e grupos taxonômicos.

Cada alinhamento representa um gradiente contínuo de duas estruturas espectrais de asteroides com e sem presença da banda de 1 micron. O alinhamento seguindo o trajeto  $B \rightarrow C \rightarrow X \rightarrow D$  é definido pelos espectros dos asteroides sem banda, sendo caracterizado pela mudança da absorção no ultravioleta e a inclinação espectral. O outro alinhamento de trajeto  $L \rightarrow S \rightarrow Q \rightarrow V$  é definido pelos asteroides com banda cuja profundidade e inclinação espectral formam a continuidade. Cruzando o alinhamento em vermelho, o trajeto  $O \rightarrow Q \rightarrow A$ , quase paralelos ao alinhamento em azul, formam uma outra continuidade, apenas formada pela mudança em inclinação espectral. É interessante observar que asteroides das classes V e Q seguem uma linha que não estava bem definida para *Bus and Binzel* (2002b), devido ao menor tamanho da amostra.

Entretanto, quais mecanismos e como estes operam para que o espectro de asteroides sigam duas linhas principais ainda devem ser investigados. Para asteroides com banda de 1 micron, a razão da mistura entre piroxênios e olivina, assim

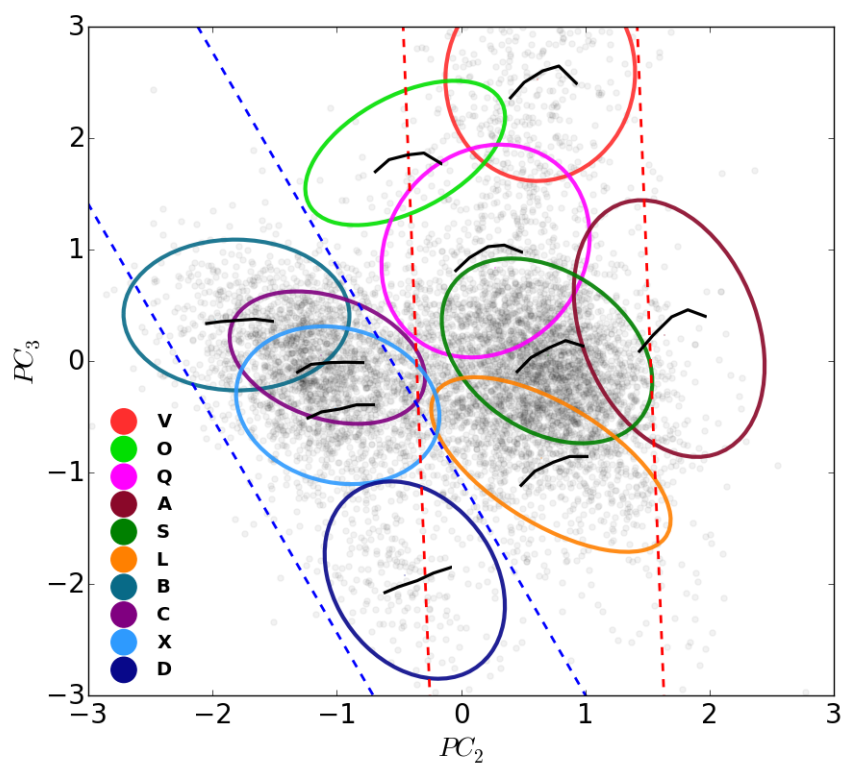


Figura 4.4: Esquema dos dois alinhamentos com os grupos taxonômicos de *Carvano et al.* (2010) sobrepostos. As linhas tracejadas determinam a direção e região de cada alinhamento. Os espectros médios estão representados no centro de cada grupo.

como o intemperismo espacial, devem ser os fatores primários. Em asteroides sem banda, por outro lado, a continuidade pode estar relacionada com a quantidade de material orgânico, que aumentam positivamente a inclinação do espectro, e o intemperismo espacial por bombardeamento de íons (*Lantz et al.*, 2013) que diminui a inclinação espectral. No entanto, no mesmo alinhamento encontram-se asteroides não-primitivos, relacionados com condrita enstatita e meteoritos de ferro, tornando a interpretação composicional menos óbvia.

Finalizamos acrescentando o trabalho original, publicado como *Characterizing spectral continuity in SDSS u'g'r'i'z' asteroid photometry* na *Astronomy & Astrophysics* (2015) onde os gráficos e trabalho detalhado podem ser encontrados.

# Artigo

## Characterizing spectral continuity in SDSS *u'g'r'i'z'* asteroid photometry

*Pedro Henrique Hasselmann, Marcello Fulchignoni, Jorge Márcio Carvano, Daniela Lazzaro & Maria Antonietta Barucci*

**Astronomy & Astrophysics, 577, A147 (2015)**

# Characterizing spectral continuity in SDSS $u'g'r'i'z'$ asteroid photometry

P. H. Hasselmann<sup>1,2</sup>, M. Fulchignoni<sup>2</sup>, J. M. Carvano<sup>1</sup>, D. Lazzaro<sup>1</sup>, and M. A. Barucci<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatório Nacional (COAA), Rua General José Cristino 77, 20921-400 São Cristóvão, Rio de Janeiro RJ, Brazil  
e-mail: hasselmann@on.br

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received 16 July 2014 / Accepted 7 March 2015

## ABSTRACT

**Context.** The 4th release of the SDSS Moving Object Catalog (SDSSMOC) is presently the largest photometric dataset of asteroids. Up to this point, the release of large asteroid datasets has always been followed by a redefinition of asteroid taxonomy. In the years that followed the release of the first SDSSMOC, several classification schemes using its data were proposed, all using the taxonomic classes from previous taxonomies. However, no successful attempt has been made to derive a new taxonomic system directly from the SDSS dataset.

**Aims.** The scope of the work is to propose a different interpretation scheme for gauging  $u'g'r'i'z'$  asteroid observations based on the continuity of spectral features. The scheme is integrated into previous taxonomic labeling, but is not dependent on them.

**Methods.** We analyzed the behavior of asteroid sampling through principal components analysis to understand the role of uncertainties in the SDSSMOC. We identified that asteroids in this space follow two separate linear trends using reflectances in the visible, which is characteristic of their spectrophotometric features.

**Results.** Introducing taxonomic classes, we are able to interpret both trends as representative of featured and featureless spectra. The evolution within the trend is connected mainly to the band depth for featured asteroids and to the spectral slope for featureless ones. We defined a different taxonomic system that allowed us to only classify asteroids by two labels.

**Conclusions.** We have classified 69% of all SDSSMOC sample, which is a robustness higher than reached by previous SDSS classifications. Furthermore, as an example, we present the behavior of asteroid (5129) Groom, whose taxonomic labeling changes according to one of the trends owing to phase reddening. Now, such behavior can be characterized by the variation of one single parameter, its position in the trend.

**Key words.** catalogs – minor planets, asteroids: general – methods: statistical – astronomical databases: miscellaneous

## 1. Introduction

Characterization of the compositional versus dynamical distribution of the asteroid population has relied on large datasets. In particular, the definition of asteroid classes, or taxonomies, has been historically linked to the development of new sets of asteroid observations. The first taxonomy, called CMZ (Chapman et al. 1975), began with the TRIAD catalog (Tucson Revised Index of Asteroid Data; Bowell et al. 1978). This dataset was composed of radiometric, photometric, and polarimetric measurements of 110 asteroids obtained from 1972 to 1978 (Morrison & Zellner 2007). The derived taxonomy divided the asteroids among S (“Stone”), C (“Carbonaceous”), and U (“Unclassified”), plus a single type representing Vesta alone.

The second generation of taxonomies, in the mid-1980s, was boosted by the Eight-Color Asteroid Survey (ECAS; Zellner et al. 1985) and gave birth to three taxonomic schemes: Tholen (1984), Barucci et al. (1987), and Tedesco et al. (1989). The so-called Tholen taxonomy (Tholen & Barucci 1989) used principal component analysis and minimal tree techniques to divide the asteroids into 14 classes – S, C, G, B, F, A, D, T, E, M, P, R and V – defined by their IRAS albedo and colors.

A third generation of taxonomies came with the advent of asteroid spectroscopy. Using visible spectra from the Small Main-belt Asteroid Spectroscopic Survey II (SMASS II) and a methodology similar to Tholens’ (plus visual inspection for spectral

features), Bus & Binzel (2002) increased the number of classes to 26. Some years later, a near infrared (NIR) extension to this system, based on data for 371 asteroids (DeMeo & Binzel 2008), was developed by DeMeo et al. (2009), decreasing the number of classes to 23.

More recently, the release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS; Stoughton et al. 2002) and its subproduct, the Moving Objects Catalog (SDSSMOC; Ivezić et al. 2001, 2002), allowed the development of several studies analyzing the distribution and taxonomic classification of asteroids using the four colors of the survey. This is the largest asteroid color catalog available with about four hundred thousand detections and reaching asteroids as small as 1 km. Up to now, several authors have applied a myriad of different approaches in order to use its data to classify asteroids according to previous taxonomies (Ivezić et al. 2001; Nesvorný et al. 2005; Roig & Gil-Hutton 2006; Parker et al. 2008; Carvano et al. 2010). Even though these SDSS taxonomic classifications have proven to be extremely useful in characterizing the distribution of spectral types in the main belt, they also end up hiding much of the spectral diversity that may be present within each class (and between classes) in the SDSS dataset. Also, these methodologies are unable to detect any new spectral type that may exist in the sample.

An attempt to derive a new taxonomic system directly from the SDSS dataset was presented in a previous work (Hasselmann et al. 2013). In this paper, a modified version of



the G-mode clustering algorithm was applied to the SDSSMOC. The G-mode algorithm is an unsupervised classification method that depends on only one free parameter, the confidence level  $q_1$ . The final number of classes obtained varied with the adopted value of  $q_1$  from 1.0 to 3.0. However, subsequent tests showed that the classes obtained in this way were of limited practical use, since either the classes obtained were too inclusive in terms of spectral shapes or the number of unclassified samples ended up being too high.

The lack of success of this attempt is due to two characteristics of the SDSS dataset. One is the relatively high uncertainties of the observations of the fainter objects, which dominate the sample. The other is the sheer number of the observations in the dataset. Their combined effect is to blur the distinction between the classes.

Therefore, our goal here is to propose a different approach to interpreting  $u'g'r'i'z'$  asteroid photometry. We investigate the continuity of spectral features and propose a more suitable scheme based on this assumption and only relying on the information given by the dataset. To interpret the proposed scheme, we then integrate it with the traditional taxonomies. We regard the present work mainly as exploratory, where the techniques used here are applicable to other datasets, such as the ones that will be generated by the *Gaia* mission (Delbó et al. 2012) and the LSST (Jones et al. 2014).

A brief description of the SDSSMOC4 data and an explanation of the sampling procedure are given in Sects. 2 and 3. The technique for resolving and defining the identified trends are given in Sect. 3.3, while in Sect. 3.4 we add the Carvano groups to the new spatial configuration and discuss their placement in relation to the identified features and the scheme as a classification tool. The results are discussed in Sect. 4, along with the asteroid classification. We conclude and summarize our results in Sect. 5.

## 2. Selection of sample from SDSS Moving Object Catalog

The fourth release of SDSS Moving Objects Catalog is now the largest photometric dataset of small solar system bodies (Ivezić et al. 2002; Ivezić et al. 2010), containing 471 569 detections of moving objects, where 202 101 are linked to 104 449 unique objects from the ASTORB list (Bowell et al. 1994). The SDSSMOC is composed of a sample of asteroids and, in much smaller number, comets (Solontoi et al. 2010). Moreover, the catalog may contain asteroid of sizes ranging from around 60 km (considering  $H = 11.0$  and geometric albedo of 5%) to 700 m ( $H = 18.0$  and geometric albedo of 25%) and members of several families (Parker et al. 2008).

Observations obtained from 519 observing runs up to March 2007, using the  $u', g', r', i' z'$  filter system (Fukugita et al. 1996) provide PSF magnitudes and the corresponding uncertainties at 355.7 nm, 482.5 nm, 626.1 nm, 767.2 nm, and 909.7 nm band centers and at bandwidths of 46.3 nm, 98.8 nm, 95.5 nm, 106.4 nm, and 124.8 nm, respectively. The PSF magnitude of the sources is measured by fitting the point spread function model to the detected objects (Stoughton et al. 2002). Since the colors were obtained almost simultaneously, rotational variations can be neglected for most of the observed asteroids. The SDSS magnitudes are in the asinh photometric system (Lupton et al. 1999), which are converted to flux density<sup>1</sup> in order to derive the

<sup>1</sup> <http://ned.ipac.caltech.edu/help/sdss/dr6/photometry.html>

reflectances ( $R_{j=\{u,r,i,z\}}$ ) corrected from solar contribution<sup>2</sup> and normalized at  $g'$  band.

In what follows, all observations of undesignated asteroids have been excluded, along with all detections 15 degrees from the Galactic plane owing to including sources in crowded stellar regions, and all observations with  $|\text{Dec}| < 1.26$  and negative galactic latitude, as recommended by the SDSSMOC authors<sup>3</sup>. The resulting SDSSMOC sample contains 103 627 detections linked to 70 240 asteroids. In the following section, this sample was used to preliminarily characterize the spectral continuity and to select the best subsample for tracing their linear equation.

### 2.1. Analysis of the sample

All the major characteristics of asteroid spectra in the visible – presence of the 1 micron band, spectral slope, and drop in the UV – are sampled by the SDSS colors, and the relative importance of each characteristic is what ultimately defines the taxonomic classes (at least on the taxonomic schemes exclusively based on spectral information). These spectral characteristics induce correlations between the SDSS-derived reflectances.

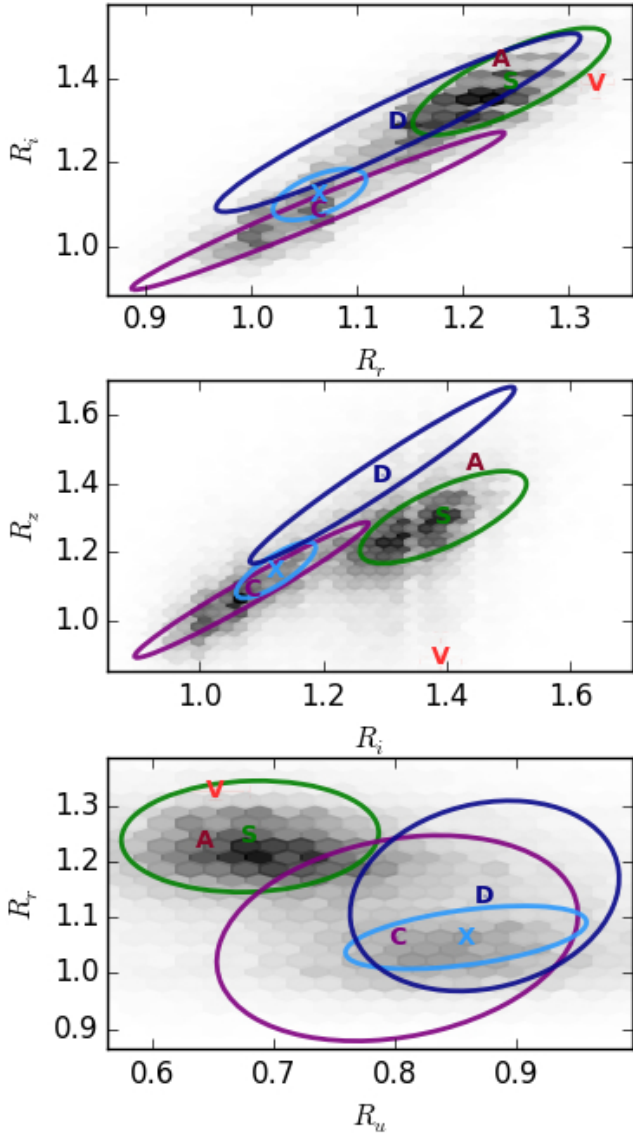
Figure 1 shows the plots of  $R_r$  vs.  $R_i$ ,  $R_i$  vs.  $R_z$ , and  $R_u$  vs.  $R_r$  for the selected SDSSMOC sample. In the first plot, a general positive correlation between the two variables is evident and reflects the behavior of the spectral slope of the asteroid spectra. In the second plot, the objects are more scattered, but some concentrations emerge overlapped with the general positive correlation between  $R_i$  and  $R_z$ , possibly implying a finer structure of the behavior of the sample in the reflectance space. Two denser clusters of objects are also present in the last plot, but  $R_u$  and  $R_r$  are not correlated.

To better understand the observed behaviors, we superimposed some taxonomic classes on these plots. To do so, we selected a sample composed of those SDSS asteroids that were previously observed spectroscopically and that have a reliable taxonomic classification. We chose the S3OS2 survey, a spectroscopic sample obtained with uniform instrumental conditions (Lazzaro et al. 2004), and we found 100 asteroids from this survey that have at least one SDSS detection. Using these “matching” observations, we calculated (1) the variance-covariance matrix of their four photometric variables and (2) the coordinates (and relative error bars) in the space of the photometric variables of the center of the taxonomic classes present in the sample. In Fig. 1, each taxonomic type is represented by an ellipse whose semi-axes are defined by the eigenvectors of the variance-covariance matrix ( $\pm 2\sigma$ ) plotted over the SDSSMOC sample.

In the  $R_i$  and  $R_z$  plot, two different trends emerge when the taxonomic classes are taken into account: the first contains the taxonomic classes of asteroid with featureless spectra (B, C, X, and D types), which have a slightly higher slope than that of the whole sample; the other includes the taxonomic class to which asteroids presenting 1-micron absorption in their spectra belong (A, S and V types). However, the overlap of the taxonomic classes seen in Fig. 1 indicates that the reflectances are not the best variable space for quantifying trends in the spectral features. Another problem here is also the contamination of the dataset by noisy observations. In what follows, we transform the asteroid reflectance to the more suitable set of variables and

<sup>2</sup> <http://www.sdss.org/dr5/algorithms/sdssUBVRTtransform.html>

<sup>3</sup> <http://www.astro.washington.edu/users/ivezic/sdssmoc/sdssmoc.html>



**Fig. 1.** SDSSMOC reflectances plotted beside the taxonomic locus of SDSS asteroids with S3OS2 classification. In the background, there is a density plot with all SDSS observations.

derive a new methodology for obtaining the linear equation to observed trends.

### 3. Methodology

#### 3.1. Principal component analysis

The issue of the best variable space can be addressed by applying principal component analysis (PCA), which has been widely used in connection with asteroid taxonomy and which constitutes the backbone of both Tholen and Bus taxonomic systems (Tholen 1984; Bus & Binzel 2002). PCA have also played an important role in the analysis of SDSS photometry before (Ivezić et al. 2002; Nesvorný et al. 2005; Roig & Gil-Hutton 2006).

The PCA rearranges all data placement and dimensionality by characterizing it through their principal correlated axes (e.g., Press et al. 1988; Jolliffe 1986). The principal components (abbreviated to PC for representing the variables and not the method) carry different amounts of sample variance, usually

connected to information contained in data, allowing correlations in the data to become more pronounced. The PC were computed by singular value decomposition (Wall et al. 2003) method using the Scikit-learn package for the Python programming language (Pedregosa et al. 2011). We applied it with whitening and kept the same number of variables. The whitening is a normalization that rescales the data by dividing the component matrix by each PC standard deviations, thereby maximizing the output for real correlations and equalizing the variables. Whitening does not alter real correlations found in the data, but only improves visualization. Then, the equation of transformation of reflectances to PC is given by

$$PC_j = \frac{E * X_j}{S * \sqrt{N}} \quad (1)$$

where  $X_j$  is a SDSS observation, in reflectance;  $E$  is the eigenvector matrix, containing the weight of each reflectance on the definition of each PC in each row;  $S$  is the standard deviation vector; and  $N$  is the total sample size. The transformation gives us a new four-dimensional variable  $PC_j$ .

We can now use the distribution of the principal components to visualize the relation between spectral characteristics and the SDSS reflectances better and to analyze how this is affected by uncertainties in the data.

#### 3.2. Probing the role of the uncertainties in the SDSSMOC

The SDSSMOC contains observations of moving objects taken at different observational configurations, atmospheric conditions, stellar background, and position on the CCD. All these variables contribute to the uncertainties, or noise, of the data, which might reflect on the observed spectral continuity. Thus, to understand the effect of noise on the data set, the SDSSMOC sample was selected at three standard percentile ranks distinguished in the distribution of uncertainties of the four filters. The percentile rank defines how much, in percentage points, of the data is found under an upper error limit. This kind of progressive sorting allows visualizing and analyzing the increase in the noise weight on the SDSSMOC sample.

We then used quartiles of the uncertainty distribution containing 25%, 50%, and 75% of the sample to define three subsamples: Q1, Q2, and Q3 (a given example in Fig. 2a presents the three sampling in the  $u'$ -band). Table 1 gives, for each SDSS filter, the upper error limits and sample size of Q1, Q2, and Q3, as well as their total standard deviation, total median uncertainties, and completeness. The completeness is the magnitude limit where the reliability of point sources to be detected drops to 95%, and the photometric measurements has lower quality<sup>4</sup>.

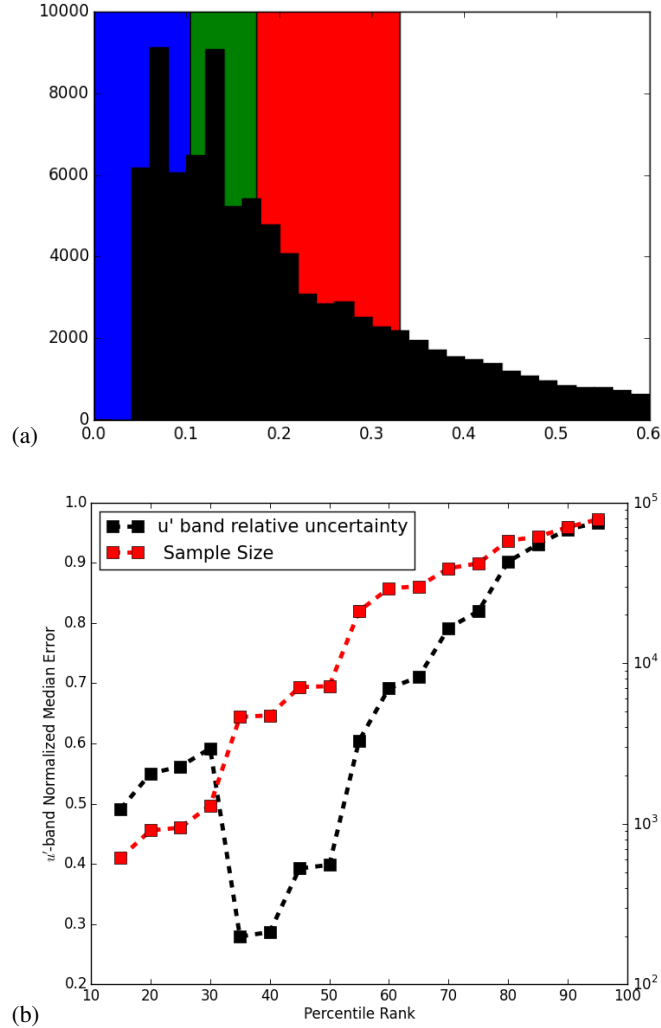
In Fig. 3, we plot PC3 vs. PC1 and PC3 vs. PC2 for the three quartiles, and it is clearly shown how the increase in the noise blurs the information contained in the data and the increase in size modifies the PC calculated independently for each sample. In PC3 vs. PC1 of Q1, the data distribution resembles what is observed by Warell & Lagerkvist (2007), which used 1332 SMASSII spectra to derive a taxonomic classification for *Gaia* photometric data. In our plot, two groups with elongated shapes appears. These two groups are related to spectra with and without absorption band (C and S). The remaining points are too sparse to derive any conclusion about their distribution. The PC3 vs. PC2, on the other hand, is dominated by the errors that

<sup>4</sup> [http://www.sdss3.org/dr8/imaging/other\\_info.php#completeness](http://www.sdss3.org/dr8/imaging/other_info.php#completeness)

**Table 1.** Characteristics of the SDSSMOC samples.

Filter	Standard deviation	Total average error	Q1	Q2	Q3	Completeness (95%)
<i>u</i>	0.213	0.126	0.103	0.180	0.330	22.1
<i>r</i>	0.178	0.025	0.026	0.026	0.033	22.1
<i>i</i>	0.219	0.027	0.026	0.033	0.041	21.2
<i>z</i>	0.226	0.048	0.041	0.076	0.134	20.3
Total sample size (number of observations)			905	7,190	41,820	

**Notes.** All samples are normalized to the *g'* filter, where the completeness is 22.4 mag.



**Fig. 2.** **a)** Distribution of errors in the *u'*-band. The blue, green, and red backgrounds denote the Q1, Q2, and Q3, respectively. **b)** Plot of the *u'*-band normalized median error and sample size according to percentile ranks.

blur the separation between the clusters of featureless spectra and spectra with the one-micron band.

In the PC space of Q2, it is possible to visualize two clear concentrations, spreading in the PC3 direction. These concentrations, which are better described as trends, are best resolved in the PC3 vs. PC2 space. It is noteworthy that although PC3 contains the largest spread, the largest part of the error is contained in PC1. Therefore, that these two concentrations are not unimodal outside the C and S groups indicates the existence of a continuous distribution of spectral types.

Finally, in Q3, the sample is highly dominated by uncertainties, and the C and S groups are barely distinguished from each other, although the trends are still visible. Moreover, there are no large differences between the eigenvector matrix of the Q2 and Q3, which indicates the robustness of these correlations in the data, which are unchanged even when the data quality decreases.

To select the sample that discerns the trends better, we then sampled the SDSSMOC uncertainties in several percentile ranks and computed the normalized median error for each SDSS filter. This quantity measures the relative importance of the formal photometric errors in the dispersion of the data. The result, when sampling from ranks of 15% to 100%, is that the normalized median error in  $R_u$ ,  $R_r$ ,  $R_z$ , and  $R_i$  vary from 25–82%, 7–18%, 10–15%, and 9–27%, respectively. The *u'*-band normalized median error has the largest variation, because this band has the lowest quantum efficiency among the four SDSS filters at five times less than the *r'*-band (Gunn et al. 1998). Nonetheless, we prefer not removing the *u'*-band, because it is the sole filter probing the near ultraviolet, and it brings important information, since in this spectral region, owing to charge transfer inside iron-bearing minerals, an absorption band may be present, causing a significant drop in the spectra.

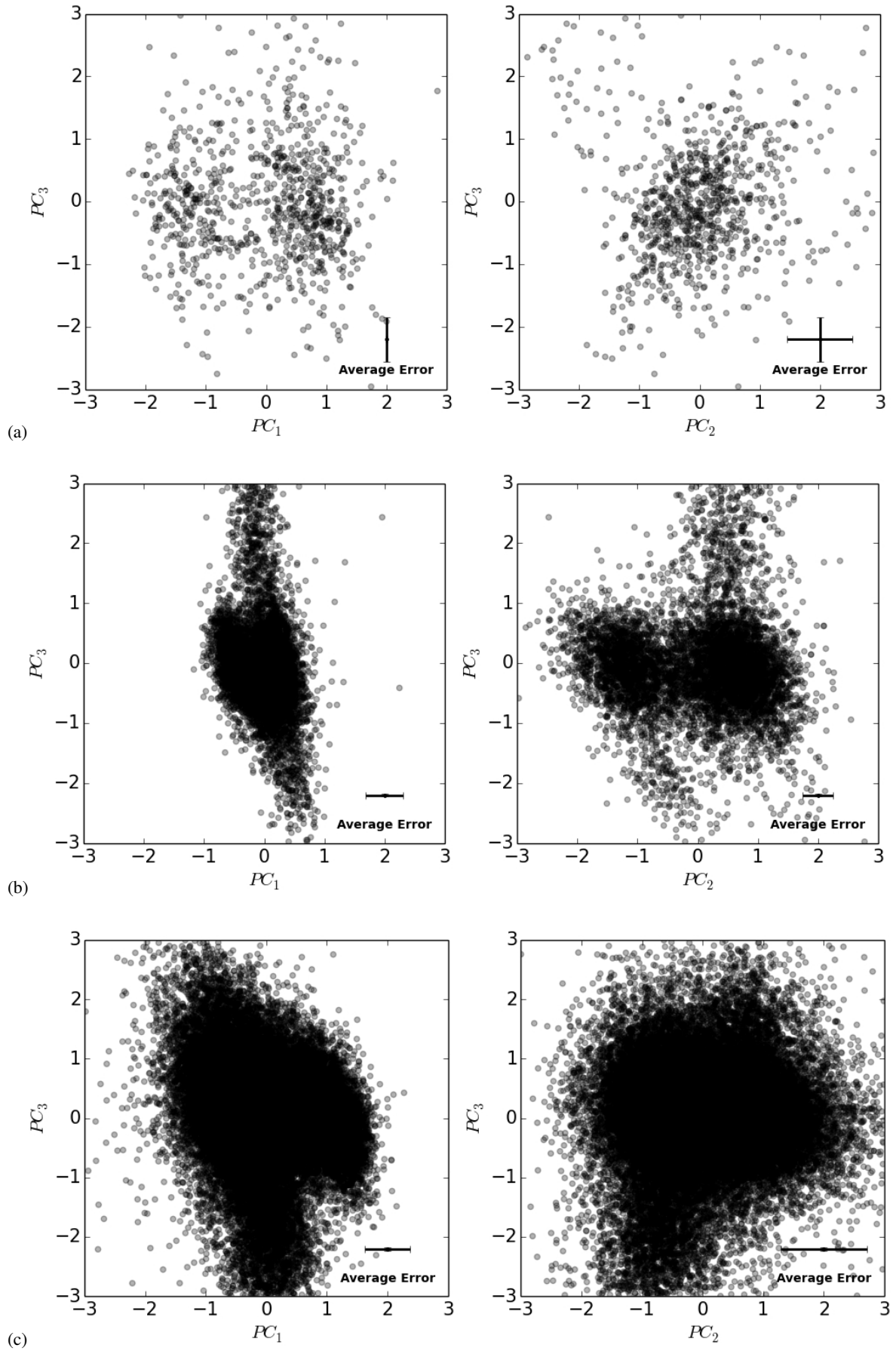
Therefore, we decided to analyze the quality of each sample relative to the *u'*-band normalized median error. This behavior is shown in Fig. 2b, where three regimes of data sorting can be perceived. If the sampling is too restrictive, with scores below 30%, the sample size is too small and dominated by errors, as is the case for Q1 (Fig. 3a). If the sampling is loose, increase in sample size correlates to the increase in noise, which means that the sample is also dominated by errors. Therefore, only between scores of 30% to 50% do we find a minima in the *u'* relative uncertainty and a near plateau in sample size. On the basis of these considerations, we decided to continue our analysis using Q2, since it offers the best ratio between uncertainty and size and keeps the trends clearly separated.

The eigenvector matrix ( $E$ ) and  $W$  weight vector for SDSSMOC-Q2 are given by

$$E = \begin{bmatrix} 0.228 & 0.296 & 0.289 & 0.286 \\ -1.209 & 0.206 & 0.505 & 0.2378 \\ 0.106 & 1.232 & 0.750 & -2.119 \\ 1.075 & -4.762 & 4.973 & -0.955 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$W = S^2/N = \begin{bmatrix} 0.82 \\ 0.14 \\ 0.04 \\ 0.005 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Given vector  $W$ , then  $S$  can be easily derived. Vector  $W$  represents the variance weight ratio of each PC. The PC values of each SDSS observation can be computed by inserting  $E$  and  $S$



**Fig. 3.** PC2 vs. PC1 and PC3 vs. PC2 for **a)** 1st (Q1); **b)** 2nd (Q2); and **c)** 3rd quartile (Q3) samples. The principal components of each sample have been computed independently. The error bars, contained in the bottom right corner, represent the average uncertainty in the two axes.

into Eq. (1). For Q2,  $N = 7190$ . The slope of the asteroid spectra is reflected in the large amount of variance contained in PC1, while PC4 can be neglected since it holds less than 1% of the total variance. The space PC2-PC3 will thus be used since it is the most representative.

The variables for the chosen subset are strongly linearly correlated as indicated by the 82% of variance accounted by PC1, which also contains an equal proportion of each SDSS band, implying that it is intrinsically connected to the spectral slope (Nesvorný et al. 2005). PC2 weighs on  $R_u$  and  $R_i$ , and the negative sign of the score of  $R_u$  means that when spectral slope is high, the ultraviolet drop is generally deeper. PC3 correlates with  $R_z$ , the variable containing the information on the one-micron silicate absorption band. Therefore, trends in the spectral features that are relevant to classification can now be discerned in PC space. To use this characteristic, we need to obtain equations of the axis that define the trends in the PC space.

### 3.3. The linear equations for the spectral trends in PC space

The next step in our analysis will be to obtain the linear equations for the trends that can be used for classification and quantification purposes. To perform this, we divided the observations into regions and replaced them by vector, where the only information kept was their position and their direction. Then, we clustered them according to their vicinity and common alignment. This was performed by applying a multidimensional histogram tool from Numpy<sup>5</sup> and Scipy.hierarchy tools<sup>6</sup>. The procedure is summarized in the following steps:

1. The SDSSMOC-Q2 is partitioned into four-dimensional cells, where each PC is divided into seven regions ( $7^4 = 2401$  cells).
2. Cells containing over 15 observations had their PC median ( $x_i$ ) and variance-covariance matrix recorded. The median gives the center of the cells, while the first eigenvector ( $e_i$ ) of variance-covariance matrix indicates the main direction of correlation of each cell.
3. The distance among all cells are calculated through the equation:

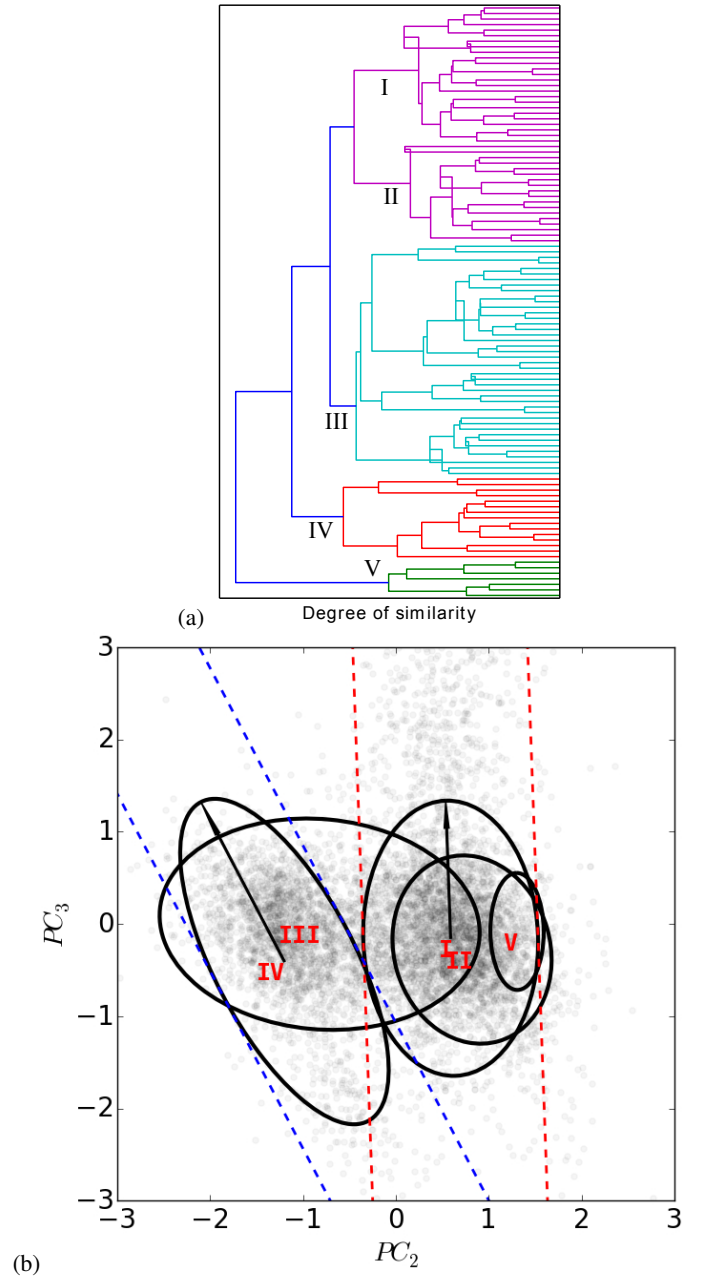
$$d_{ij}^2 = \|x_i - x_j\|^2 + \|\hat{e}_i - \hat{e}_j\|^2.$$

The first eigenvector is included in the distance equation to account for cells of similar orientation.

4. The cells are hierarchically arranged according to their distances as computed above. Similar cells are organized by pairs until reaching a binary tree structure (Bentley 1979). The dendrogram in Fig. 4a shows how the sectors are coordinated. The nodes are points where pairs met, representing the pairs below and forming a supercluster. Inspecting the nodes allowed us to search for correlation features among the observations, such as the observed trends.
5. Two nodes (I and IV, Fig. 4b) contain most of the samples belonging to the trends recognized in the previous analysis. These nodes form superclusters that have the median and variance-covariance matrix calculated from all observations composing it. From the variance-covariance matrices, we computed the four eigenvectors that gives four main axes

<sup>5</sup> <http://docs.scipy.org/doc/numpy/reference/generated/numpy.histogramdd.html>

<sup>6</sup> <http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/cluster.hierarchy.html>



**Fig. 4.** **a)** Binary tree dendrogram. Each superior node supports several lower pairs. Different colors highlight the biggest nodes. **b)** Trends. The ellipses are the representation in PC space of the nodes of same roman letter in panel **a)**. The nodes I and IV represent the equation for the Blue and Red trends. The contours are the projected ellipsoids. The dotted lines are the projected cylinder obtained through the secondary eigenvectors of the variance-covariance matrix of the I and IV nodes.

of each supercluster. The first eigenvector is the main axis, and it represents the orientation and direction of the trends. Then, from the main axis we obtain the linear equation for each trend in the full PC space:

$$\text{Red : } 0.0091 \cdot \text{PC1} + 0.0190 \cdot \text{PC2} - 0.0056 \cdot \text{PC3} - 0.0226 \cdot \text{PC4} + 0.0017 = 0$$

$$\text{Blue : } 0.0683 \cdot \text{PC1} - 0.108 \cdot \text{PC2} - 0.0636 \cdot \text{PC3} + 0.1032 \cdot \text{PC4} - 0.2267 = 0.$$

From now on, we decided to address the one-micron band featured and featureless trends to Red and Blue, because of the colors chosen to represent them in Fig. 4b.

These equations allow us to compute the observation's distance ( $d$ ) from and position ( $z$ ) for each trend. The projection of the lines describing the two trends on the PC3-PC2 plane are given in Fig. 4b. The position in the main axis of one trend quantifies the intensity of the related spectral feature (band depth or spectral slope/UV-drop) and is calculated by the scalar product of the main axis vector and the observation vector  $PC_j$ . An observation is regarded as belonging to one trend if its distance with respect to each trend center satisfies the following condition:

$$\mathbf{d}_{\text{red}} = \begin{bmatrix} -0.1195 & -0.5328 & -0.0056 & -0.8377 \\ -0.0944 & -0.8325 & -0.0518 & 0.5434 \\ 0.9854 & -0.1472 & 0.0716 & -0.0474 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} PC1 - 0.204 \\ PC2 - 0.590 \\ PC3 + 0.154 \\ PC4 - 0.694 \end{bmatrix}_{\text{obs}} \quad (4)$$

$$\mathbf{d}_{\text{blue}} = \begin{bmatrix} -0.2306 & 0.2464 & -0.0755 & -0.9382 \\ 0.0324 & 0.8577 & 0.4810 & 0.1786 \\ 0.9263 & -0.1086 & 0.2335 & -0.2750 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} PC1 + 0.147 \\ PC2 + 1.201 \\ PC3 + 0.407 \\ PC4 - 0.788 \end{bmatrix}_{\text{obs}} \quad (5)$$

$$\|\mathbf{d}_{\text{red or blue}}\| < 1,$$

where the three rows of the matrix are given by the secondary eigenvectors characterizing each trend. It is important to note that one observation may belong to a single trend or to both.

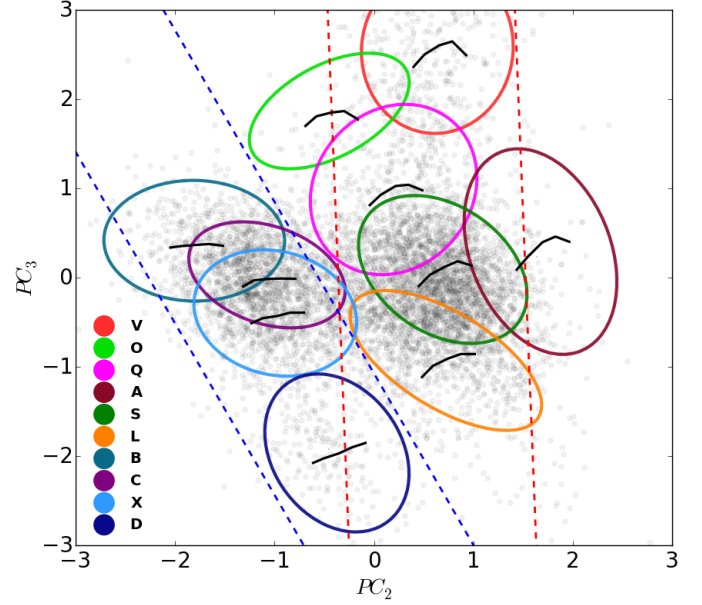
### 3.4. Locus of asteroid classes

Once the trends are defined in the PC2-PC3 plane, we can relate them to the asteroid taxonomic classification and look where the groups are located in this PC space. The superposition of the taxonomic classes to the PC2-PC3 plot will help in interpreting the meaning of the two trends in terms of the spectral behavior of the asteroid. We decided to use the photometric classification available in the literature (Hasselmann et al. 2011) to which we add the B group (not included in the original work) using SDSSMOC observations spectroscopically classified as B and F in Neese (2010). We applied the same procedure as described in Sect. 3 to insert these taxonomic groups in the PC space. Figure 5 shows the  $2\sigma$  locus of each class overlapped with the distribution of Q2.

The center of the classes in the PC space can now be projected into both axes defining the trends. For each class in each trend, Table 2 gives its distance and position, as defined in Sect. 3.3. The values of the  $z$ -distances along each trend were shifted so that the S class is at the origin of the Red trend and the C class is at the origin of the Blue trend. The position of the class in each trend and their possible interpretations are discussed further in the following section.

## 4. Discussion

In the scheme represented by Fig. 5, the Blue contains the asteroid belonging to the C→X→D classes characterized by



**Fig. 5.** Loci of the taxonomic classes in PC3 vs. PC2 space, represented by ellipses where the axes represent  $2\sigma$  of the distributions. The  $2\sigma$  confidence region for the Blue and the Red trends is indicated by the dotted lines.

**Table 2.** Distance and position of the center of the taxonomic groups on the trends.

Class	$d_{\text{blue}}$	$d_{\text{red}}$	$z_{\text{blue}}$	$z_{\text{red}}$
V	2.792 <sup>2.96</sup> <sub>2.44</sub>	0.146 <sup>0.44</sup> <sub>0.12</sub>	1.226 <sup>1.66</sup> <sub>0.82</sub>	2.496 <sup>2.96</sup> <sub>2.02</sub>
O	1.577 <sup>2.01</sup> <sub>1.47</sub>	1.207 <sup>1.26</sup> <sub>0.88</sub>	1.382 <sup>1.43</sup> <sub>1.14</sub>	2.066 <sup>2.30</sup> <sub>1.89</sub>
Q	1.684 <sup>1.75</sup> <sub>1.31</sub>	0.413 <sup>0.69</sup> <sub>0.18</sub>	-0.106 <sup>0.08</sup> <sub>-0.55</sub>	0.808 <sup>0.36</sup> <sub>0.88</sub>
A	2.679 <sup>2.99</sup> <sub>2.55</sub>	1.097 <sup>1.40</sup> <sub>1.09</sub>	-1.431 <sup>-1.14</sup> <sub>-2.01</sub>	0.107 <sup>0.19</sup> <sub>-0.47</sub>
S	1.673 <sup>1.98</sup> <sub>1.56</sub>	0.000 <sup>0.35</sup> <sub>0.15</sub>	-1.009 <sup>-0.89</sup> <sub>-1.47</sub>	0.000 <sup>0.24</sup> <sub>-0.35</sub>
L	1.165 <sup>1.25</sup> <sub>0.91</sub>	0.102 <sup>0.57</sup> <sub>0.13</sub>	-1.772 <sup>-1.23</sup> <sub>-1.88</sub>	-0.918 <sup>-0.85</sup> <sub>-1.10</sub>
B	0.707 <sup>1.12</sup> <sub>0.73</sub>	2.717 <sup>3.15</sup> <sub>2.70</sub>	0.601 <sup>0.79</sup> <sub>0.31</sub>	0.451 <sup>0.58</sup> <sub>0.11</sub>
C	0.000 <sup>0.39</sup> <sub>0.17</sub>	1.951 <sup>2.30</sup> <sub>2.72</sub>	0.000 <sup>0.31</sup> <sub>-0.41</sub>	0.115 <sup>0.29</sup> <sub>-0.26</sub>
X	0.229 <sup>0.41</sup> <sub>0.20</sub>	1.763 <sup>1.75</sup> <sub>1.39</sub>	-0.554 <sup>-0.24</sup> <sub>-0.87</sub>	-0.383 <sup>-0.02</sup> <sub>-0.55</sub>
D	0.401 <sup>0.72</sup> <sub>0.10</sub>	1.220 <sup>1.52</sup> <sub>0.82</sub>	-2.233 <sup>-2.22</sup> <sub>-2.73</sub>	-1.938 <sup>-1.88</sup> <sub>-2.01</sub>

**Notes.** The intervals are given in  $1\sigma$ .

featureless spectra, while the Red trend refers to asteroid classified as L→S→Q→V types that have absorption features in their spectra. As expected, C and S classes gather most of observations for each trend, while all the other classes seem to “leak” out from them. Following the B→D direction in the Blue trend, the spectral slope increases as a consequence of the PC2 along the trend, corresponding to a deeper and deeper drop in the  $u'$ -band reflectance. The Red trend vertically crosses the PC2-PC3 plane at quasi constant values of PC2 in the direction L→V. There is clearly a spectral continuity from spectra with a higher slope bearing hints of a 1-micron shallow band to spectra with

lower slopes and deeper bands. The O and A loci fall partially out of the confidence region of the Red trend and, together with the Q-types locus, form a O→Q→A sequence, almost parallel to the Blue trend. This sequence has its change in spectral slope and  $u'$ -band drop. They have similar evolution to the Blue trend, where both features increase from O→A, so much like the C→D sense.

It is noteworthy that there are diverse loci that are largely superimposed, in particular, C and X, S and L, and S and Q. Such superimposition is observed in all the PC space and is not an effect of projection. These classes have differences that are based solely on the varied strength of their spectral features, mostly spectral slope and depth of silicate band, which we have demonstrated are continuous.

This is therefore a direct consequence of the adopted reference taxonomy and the lack of some of these criteria when a different set of variables is used. In our representation what is important is that spectrophotometric data have an internal coherence, that is to say that a continuum of the spectral behavior of the asteroids of the SDSSMOC is maintained. In fact the aim of our analysis is to discuss and interpret the structure of that continuum and to use it to better characterize the analyzed population, as well as to gauge observational effects (i.e., phase reddening), which may modify the spectra of asteroids. This kind of approach has been done on much smaller data sets by Bell (1986) and by Barucci et al. (1987).

Bell collapsed the Tholen taxonomic classes into three superclasses (primitive, igneous, metamorphic), thereby accounting for the degree of metamorphic heating the asteroid has undergone. Barucci et al. propose four evolutionary trends to interpret the asteroid composition nature through a taxonomy scheme based on the ECAS (Zellner et al. 1985) and the IRAS albedo catalog. These trends account for i) the volatile content reduction; ii) the evolution of the primitive solar nebula condensate toward enstatite silicates; iii) the increasing of the differentiation; and iv) the effect of the collision and fragmentation of differentiated bodies. Since that work, however, it has been realized that there are several factors that may influence the shape of an asteroid spectrum that is not directly related to composition. Two examples are space weathering (Moroz et al. 1996; Gaffey 2010; Lantz et al. 2013; Miller et al. 2014) and phase reddening (Sanchez et al. 2012).

The Blue trend accounts for the dark primitive asteroids. Increasing values of PC3 could be interpreted in terms of variation in the bulk chemical and mineralogical composition from the more primitive (D type) toward the more evolved dark B-type objects (Yang & Jewitt 2010; Perna et al. 2014), which could also account for a decrease in volatiles or organics present on their surfaces. However, similar effects could also arise from space weathering or phase reddening. Also, spectra of asteroids with compositions similar to enstatite chondrites and achondrites and metallic meteorites would also fall in this blue trend (i.e., Carvano et al. 2003). Finally, asteroids with compositions dominated by olivine-pyroxene whose bands have been suppressed for any reason (i.e., Reddy et al. 2011, 2014) would also plot on the Blue trend.

The Red trend describes the behavior of the spectra of asteroids dominated by an olivine-pyroxene composition. Increasing values of PC3 could indicate their difference in the silicate compositions that are characterized by a progressive increase in the amount of pyroxene-olivine going from L to V types. Nonetheless, phase reddening and space weathering also affect the PC3 by changing the spectral slope and band depth, which moves the asteroid spectrum in the trend's direction. Inside the

confidence band of both trends, not much can be said about variability on the PC2, where the errors have a major influence. Objects having more extreme spectral characteristics (such as those of A or O asteroids) occupy the border of the trend's band of confidence.

#### 4.1. Asteroid classification

One application of the methodology developed in the previous section is to classify the spectra of asteroids according to their position inside the trends. To this effect we gathered the complete SDSSMOC sample of 202 101 detections and classified using the procedure described in Sect. 3.3. We obtain a classification of 139 233 observations corresponding to 79 647 asteroids, where 39.85% belongs to Blue/featureless trend and 54.05% to the Red/featured trend. Only 5.85% of the observations are contained in the region intersected by both trends. Although carrying less information about the shape of spectra when compared to other proposed classification schemes, this classification can be applied to a considerably larger number of observations. In comparison with the previous SDSSMOC classification by Carvano et al. (2010), we find an increase of 29.5% in the capability of classifying asteroid observations, which could not be classified by the authors. This represents 31 767 new observations being classified.

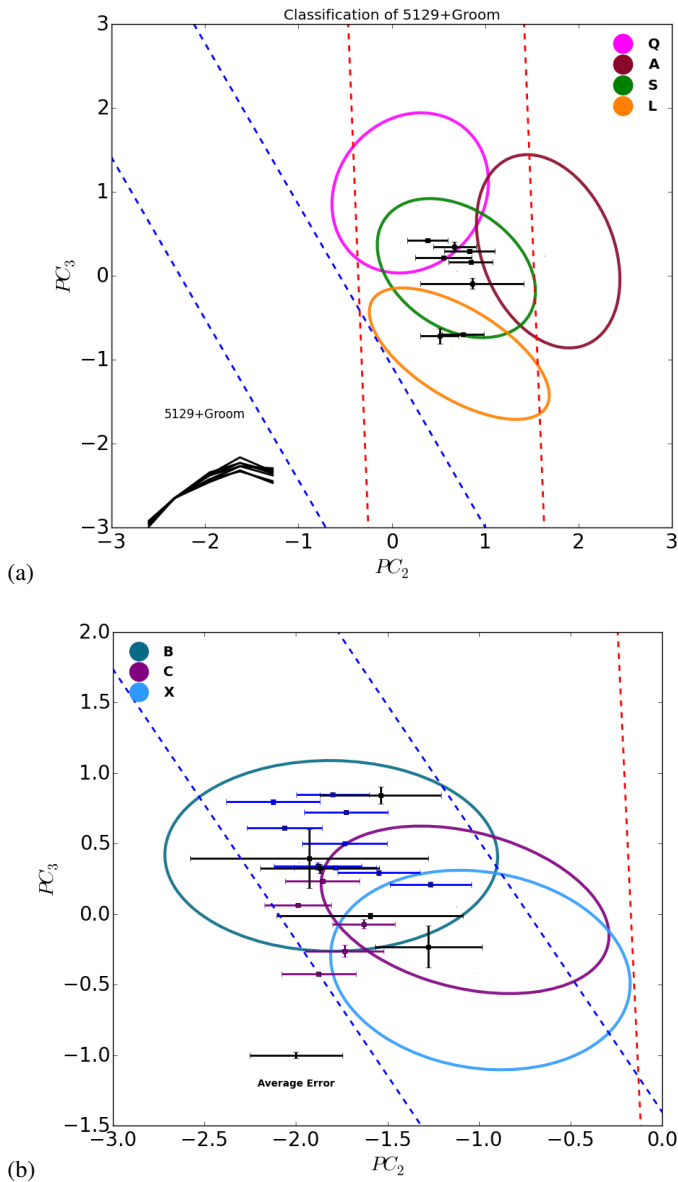
A second application of the developed methodology is to provide an alternative way to classify asteroids on SDSS-based taxonomies. This can be accomplished by calculating the PC using Eqs. (1)–(3) and then plotting the coordinates in a diagram like Fig. 5, along with the boundaries of each class. Besides this visual classification is also possible to calculate the distance to the center of the taxonomic groups. These distances are also a quantitative indicator of how much the spectra of the observation deviates from each class template, which corresponds to the center each group. This allows for more efficient automated searches for specific spectral characteristics.

As example of one application of our scheme, we selected one asteroid, (5129) Groom, observed eight times by the SDSS. In Hasselmann et al. (2011), (5129) Groom is classified as  $S_p$ , but one observation is  $L_p$ , and the other one is  $S_p/L_p$ . When we plot these observations in Fig. 6a, we find them contained inside the Red trend, although spanning three groups: L, S, and Q. Using the scheme proposed here, we are thus able to verify that the observations increase in their  $z_{red}$  from  $-0.571$ , so well inside the L group, up to  $0.591$ , at the bottom of the Q group. This variability cannot be attributed to phase reddening, owing to the small phase angle range (from  $4.5$  up to  $11$  degrees) of the diverse observations, and might be related to compositional differences across the object surface.

We may extend this application and verify asteroid spectral variabilities inside the boundaries of the taxonomic groups. We present in Fig. 6b, for example, three asteroids with multiple observations in the B group: (2252) CERGA (9 obs.), (3631) Sigyn (5 obs.), and (55926) 1998 FE60 (5 obs.). All these asteroids present spectral variability that exceeds their intrinsic errors and the average uncertainty of all SDSSMOC-Q2 sample. The variability is substantial not only along the PC3, but also along the PC2, as in the case of the asteroid (2252) CERGA.

## 5. Conclusions and results

Using a subset of the visible reflectances from the SDSSMOC catalog, we found that asteroids follow mainly two continuous



**Fig. 6.** **a)** Eight SDSS observations of asteroid (5129) Groom plotted in the scheme proposed. The error bars represent the errors transformed to PC space. The spectra of the observations are plotted together in the lower corner of the graph. The specific SDSS observation IDs are s14307, s0e2e7, sca267, sc8e1d, scf0dc, scdde4, scc719, and scbc65. **b)** Three asteroids with multiple observations presenting spectral variability. The SDSSMOC observation IDs for each asteroid: (2252) CERGA (blue): s3bafc, s3f6f3, s3eea4, s41189, s424bf, sbbb68, sf0125, sef985, sef5d2; (3631) Sigyn (purple): s16290, s16001, sf0e38, s042fc, s132c2; and (55926) 1998 FE60 (black): s17150, s18825, s17c18, s3924d, s2cd9b.

trends that describe their spectral behavior. These are barely visible in the reflectance space, but emerge clearly when data are translated into the PC space. Information drawn from the adopted dataset is contained within a band of the PC2-PC3 plane defined by the direction of each trend. These trends represent the evolutionary track of the two main characteristics of asteroid spectra: the presence and depth of the  $1\text{-}\mu\text{m}$  band and the spectral slope.

It is noteworthy that most of the classified SDSSMOC data belongs to one of the two trends. A total of 29.5% more of

the objects have been classified in Carvano et al. (2010). This demonstrates that some objects in between the formal taxonomic classes are taken into account. The given equations for the lines representing the trends, allows any object to be classified (asteroid, meteorite, or comet) for which the  $u'g'r'i'z'$  photometry is available.

As a data product resulting from this work, we applied the PC transformation given in Eq. (1) to all observations of the SDSSMOC, and then used Eqs. (4) and (5) to calculate the distances of each observations along the axis that describe each trend. These lists will be made available as a product in the NASA PDS Archive, along with a revised version of the classification by Carvano et al. (2010), which includes the B class. The classification can be used to perceive how any observation compares with the template spectra of a given class in terms of band depth and spectral slope, allowing more refined searches inside the large data sets as the SDSSMOC. For this purpose, all SDSSMOC observations were further classified as *Red*, *Blue* or *Red+Blue*. In this sense, the scheme here described, although carrying less information, is more appropriate for observations outside the formal taxonomic boundaries.

In conclusion, we were able to distinguish the basic asteroid spectra trends by analyzing a selected sample of high-quality observations from SDSSMOC data. The addition of taxonomic locus helped us to give a compositional interpretation to both trends. Although the scheme was derived from a specific dataset, any observation in a similar photometric system, or any low-resolution spectrum convoluted with SDSS bandpasses, may also be classified.

*Acknowledgements.* The authors thank CNPq, process No. 402085/2012-4, for the support. FAPERJ and CAPES are also acknowledged for diverse grants and fellowships to D.L., J.M.C., and P.H.H.

## References

- Barucci, M. A., Capria, M. T., Coradini, A., & Fulchignoni, M. 1987, *Icarus*, **72**, 304
- Bell, J. F. 1986, in *Lunar and Planetary Sci. Conf.*, **17**, 986
- Bentley, J. L. 1979, *IEEE Trans. Software Eng.*, **5**, 333
- Bowell, E., Chapman, C. R., Gradie, J. C., Morrison, D., & Zellner, B. 1978, *Icarus*, **35**, 313
- Bowell, E., Muinonen, K., & Wasserman, L. H. 1994, in *Asteroids, Comets, Meteors 1993*, eds. A. Milani, M. di Martino, & A. Cellino, *IAU Symp.*, **160**, 477
- Bus, S. J., & Binzel, R. P. 2002, *Icarus*, **158**, 146
- Carvano, J. M., Mothé-Diniz, T., & Lazzaro, D. 2003, *Icarus*, **161**, 356
- Carvano, J. M., Hasselmann, P. H., Lazzaro, D., & Mothé-Diniz, T. 2010, *A&A*, **510**, A43
- Chapman, C. R., Morrison, D., & Zellner, B. 1975, *Icarus*, **25**, 104
- Delbó, M., Gayon-Markt, J., Busso, G., et al. 2012, *Planet. Space Sci.*, **73**, 86
- DeMeo, F., & Binzel, R. P. 2008, *Icarus*, **194**, 436
- DeMeo, F. E., Binzel, R. P., Slivan, S. M., & Bus, S. J. 2009, *Icarus*, **202**, 160
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *ApJ*, **111**, 1748
- Gaffey, M. J. 2010, *Icarus*, **209**, 564
- Gunn, J. E., Carr, M., Rockosi, C., et al. 1998, *AJ*, **116**, 3040
- Hasselmann, P. H., Carvano, J. M., & Lazzaro, D. 2011, *NASA Planetary Data System*, 145
- Hasselmann, P. H., Carvano, J. M., & Lazzaro, D. 2013, in *Proc. 12th Python in Science Conf. (SciPy 2013)*, 48
- Ivezić, Ž., Tabachnik, S., Rafikov, R., et al. 2001, *ApJ*, **122**, 2749
- Ivezić, Z., Juric, M., Lupton, R. H., Tabachnik, S., & Quinn, T. 2002, in *SPIE Conf. Ser. 4836*, eds. J. A. Tyson, & S. Wolff, 98
- Ivezić, Z., Juric, M., Lupton, R. H., et al. 2010, *NASA Planetary Data System*, 124
- Jolliffe, I. T. 1986, *Principal Component Analysis* (New York: Springer-Verlag)
- Jones, R. L., Ivezić, Z., Malhotra, R., et al. 2014, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, **46**, 214.13
- Lantz, C., Clark, B. E., Barucci, M. A., & Lauretta, D. S. 2013, *A&A*, **554**, A138



- Lazzaro, D., Angeli, C. A., Carvano, J. M., et al. 2004, *Icarus*, **172**, 179
- Lupton, R. H., Gunn, J. E., & Szalay, A. S. 1999, *ApJ*, **118**, 1406
- Miller, K. A., De Ruelle, N., Harlow, G., Domingue, D. L., & Savin, D. W. 2014, in *AAS Meet. Abstr.*, **224**, 119.11
- Moroz, L. V., Fisenko, A. V., Semjonova, L. F., Pieters, C. M., & Korotaeva, N. N. 1996, *Icarus*, **122**, 366
- Morrison, D., & Zellner, B. 2007, NASA Planetary Data System, 74
- Neese, C. 2010, NASA Planetary Data System, 123
- Nesvorný, D., Jedicke, R., Whiteley, R. J., & Ivezić, Ž. 2005, *Icarus*, **173**, 132
- Parker, A., Ivezić, Ž., Jurić, M., et al. 2008, *Icarus*, **198**, 138
- Pedregosa, F., Varoquaux, G., Gramfort, A., et al. 2011, *J. Machine Learning Res.*, **12**, 2825
- Perna, D., Alvarez-Candal, A., Fornasier, S., et al. 2014, *A&A*, **568**, L6
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1988, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing* (New York: Cambridge University Press)
- Reddy, V., Carvano, J. M., Lazzaro, D., et al. 2011, *Icarus*, **216**, 184
- Reddy, V., Sanchez, J. A., Bottke, W. F., et al. 2014, *Icarus*, **237**, 116
- Roig, F., & Gil-Hutton, R. 2006, *Icarus*, **183**, 411
- Sanchez, J. A., Reddy, V., Nathues, A., et al. 2012, *Icarus*, **220**, 36
- Solontoi, M., Ivezić, Ž., West, A. A., et al. 2010, *Icarus*, **205**, 605
- Stoughton, C., Lupton, R. H., Bernardi, M., et al. 2002, *ApJ*, **123**, 485
- Tedesco, E. F., Williams, J. G., Matson, D. L., et al. 1989, *ApJ*, **97**, 580
- Tholen, D. J. 1984, Ph.D. Thesis, Arizona Univ., Tucson
- Tholen, D. J., & Barucci, M. A. 1989, in *Asteroids II*, eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews, 298
- Wall, M. E., Rechtsteiner, A., & Rocha, L. M. 2003, in *A Practical Approach to Microarray Data Analysis*, eds. Berrar D. P., Dubitzky W., & Granzow M. (Norwel: Kluwer), 91
- Warell, J., & Lagerkvist, C.-I. 2007, *A&A*, **467**, 749
- Yang, B., & Jewitt, D. 2010, *AJ*, **140**, 692
- Zellner, B., Tholen, D. J., & Tedesco, E. F. 1985, *Icarus*, **61**, 355

# Capítulo 5

## Superfície de Lutetia

*Paris is a place in which we can forget ourselves, reinvent, expunge the dead weight of our past.*

— *Michael Simkins, ator inglês*

### 5.1 (21) Lutetia

(21) Lutetia é um dos maiores asteroides do Cinturão Principal (Tabela 5.1), descoberto em 1852 por Hermann Goldschmidt no Observatório de Paris. O nome do asteroide foi uma homenagem à cidade de Paris, que anteriormente era uma vila gaulesa chamada pelos romanos de Lutetia Parisiorum (Lutetia é uma corruptela do nome original em gaulês que significa “Pântano sujo”).

O asteroide tem sido objeto de intensas discussões sobre sua composição e albedo geométrico. Devido ao seu alto albedo geométrico IRAS e espectro-fotometria no visível sem bandas e levemente avermelhado, Lutetia foi classificado como tipo M e indicado como o corpo parental dos meteoritos de ferro (*Barucci et al.*, 1987; *Tholen and Barucci*, 1989). A relação dos tipo-M com os meteoritos de ferro foi enfraquecida com a obtenção de espectros no visível e infravermelho próximo (1 – 2.5 microns, *Birlan et al.*, 2004) e intermediário (2 – 4 microns, *Rivkin et al.*,

Tabela 5.1: Características de (21) Lutetia antes da visita da sonda Rosetta. Fonte: *Barucci et al.* (2005).

Magnitude absoluta	7.29
Semi-eixo maior (UA)	2.435
Ecentricidade	0.164
Inclinação (graus)	3.064
Período de Rotação (horas)	8.1655
IRAS D (km)	$95.5 \pm 4.1$ (235° colocação)
IRAS albedo geométrico	$0.22 \pm 0.02$
Zellner et al. (1977) albedo geom.	0.09

2000). O espectro plano e uma banda de absorção em 3 microns (Figura 5.1ab) indicou que Lutetia deveria possuir uma composição muito mais próxima dos meteoritos condritos carbonáceos CV, sendo a banda um diagnóstico da alteração aquosa (vibração transversal da hidroxila) de seus silicatos. Medidas polarimétricas feitas por Belskaya & Lagerkvist (1996) mostraram que Lutetia possui o segundo maior ângulo de inversão dentre os asteroides, aproximando-o também dos meteoritos condritos carbonáceos CV (Figura 5.1c). A maioria das evidências apontava para um corpo, portanto, primitivo. Zellner et al. (1977) estimou por polarimetria um albedo menor, com a metade daquele pelo IRAS, corroborando a relação do asteroide com meteoritos carbonáceos. Entretanto, recentes observações no térmico (*Mueller et al.*, 2006) resultaram em  $A_0 = 0.208 \pm 0.025$ , condizente com o albedo IRAS. Logo, o albedo geométrico de Lutetia continuava sendo fonte de debate.

Após a decisão da ESA de incluir (21) Lutetia e (2867) Steins como alvos de fly-by da missão Rosetta (*Barucci et al.*, 2005,2007), houve uma intensificação nas campanhas de observação desses asteroides. O objetivo era aperfeiçoar a astrometria e qualidade das medidas como base de comparação com os dados da sonda. O primeiro espectro de emissividade de (21) Lutetia no infravermelho distante (5.2 – 38 microns, *Barucci et al.*, 2008) apresentou o pico de Christiansen, o Reststrahlen e estruturas de transparência consistentes às observadas no meteorito CV Allende. A comparação com amostras de meteoritos de ferro e de condritos de enstatita foram,

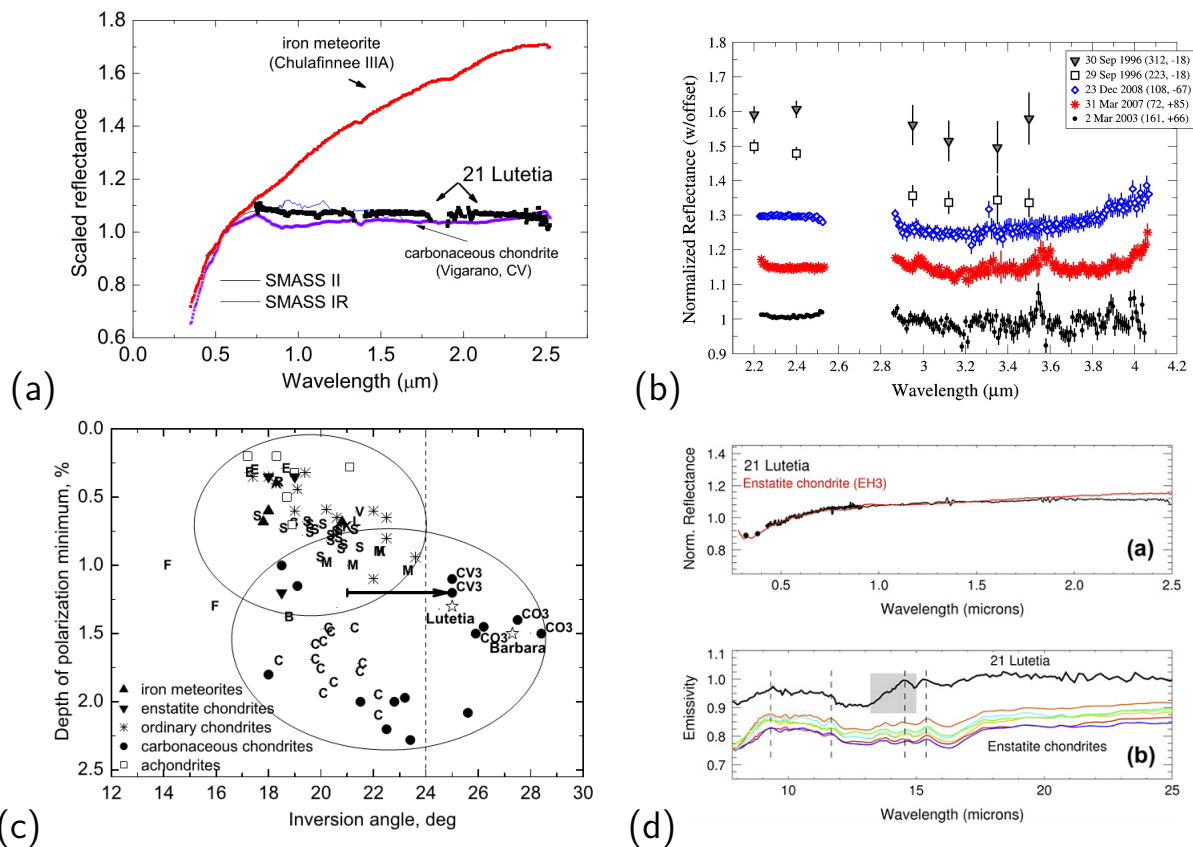


Figura 5.1: Espectro de (21) Lutetia para (a) 1 – 2.5 microns (Birlan et al., 2004) e (b) 2 – 4 microns (Rivkin et al., 2011). Birlan et al. compara com um espectro de meteorito de ferro e outro de um condrito carbonáceo CV3. Rivkin et al., uma banda em 3 microns na ordem de 3-5% de profundidade comparada com o contínuo. (c) Profundidade do ramo de polarização negativa versus ângulo de inversão (Belskaya et al., 2010). O segundo maior ângulo já detectado entre asteroides, comparável à meteoritos condritos carbonáceos CV. (d) Espectro de Lutetia de 0.3–25 microns em comparação ao meteorito condritico de enstatita EH3 (Vernazza et al., 2011).

entretanto, mostrou-se discrepâncias nas três estruturas. Na região do infravermelho distante observa-se o regime transitório entre refletância e emissão térmica de um corpo. O pico de Christiansen é devido ao tamanho dos grãos no regolito, o Reststrahlen à vibração transversal molecular e as estruturas de transparência, em absorção, à atenuação do espalhamento múltiplo. Para silicatos, as estruturas ocorrem entre 8 – 25 microns. Logo, o espectro nesta região permite obter informações relacionadas com as propriedades dos grãos, e indicaria para Lutetia, um regolito com uma população de grãos finos ( $< 20$  microns) em estrutura de alta porosidade. Outro trabalho com magnitudes no térmico (9 – 13 microns, *Carvano et al.*, 2008) derivou os parâmetros de Hapke para Lutetia encontrou um albedo geométrico compatível ao determinado por Zellner et al.,  $A_0 = 0.129 \pm 0.03$ . Carvano et al. sugerem que uma grande cratera no hemisfério norte possa ser a causa da discrepância entre os albedos obtidos por polarimetria e pelo térmico.

O espectro entre 0.3 – 25 microns mostrou-se também compatível com o espectro de outro tipo meteorítico, os condritos de enstatita. Vernazza et al. (2009, 2011) apresentaram os meteoritos condríticos de enstatita EH3 (H representando a maior quantidade Fe-Ni,  $\sim 3\text{wt}\%$ ) como os melhores análogos espectrais à Lutetia (Figura 5.1d). Caso estiver correta, a relação entre Lutetia e meteoritos EH3 traz profundas implicações sobre a origem de Lutetia. Meteoritos condríticos de enstatita formaram-se em condições de oxigênio reduzidas, poucos voláteis e anídrico, portanto, em regiões mais internas na nebulosa proto-planetária. Logo, Lutetia poderia ser um planetesimal que escapou da acreção pelos planetas terrestres. Entretanto, faltaria explicar como Lutetia pode apresentar uma banda de absorção em 3 microns. Vale ressaltar de que nenhum meteorito combina com todas as estruturas observadas no espectro de Lutetia em um grande intervalo de comprimento de onda.

### 5.1.1 *Rendez-vous* com Rosetta

O breve encontro de Rosetta com o asteroide (21) Lutetia aconteceu em 10 de julho de 2010, quando todos os instrumentos da sonda operaram por 10 horas

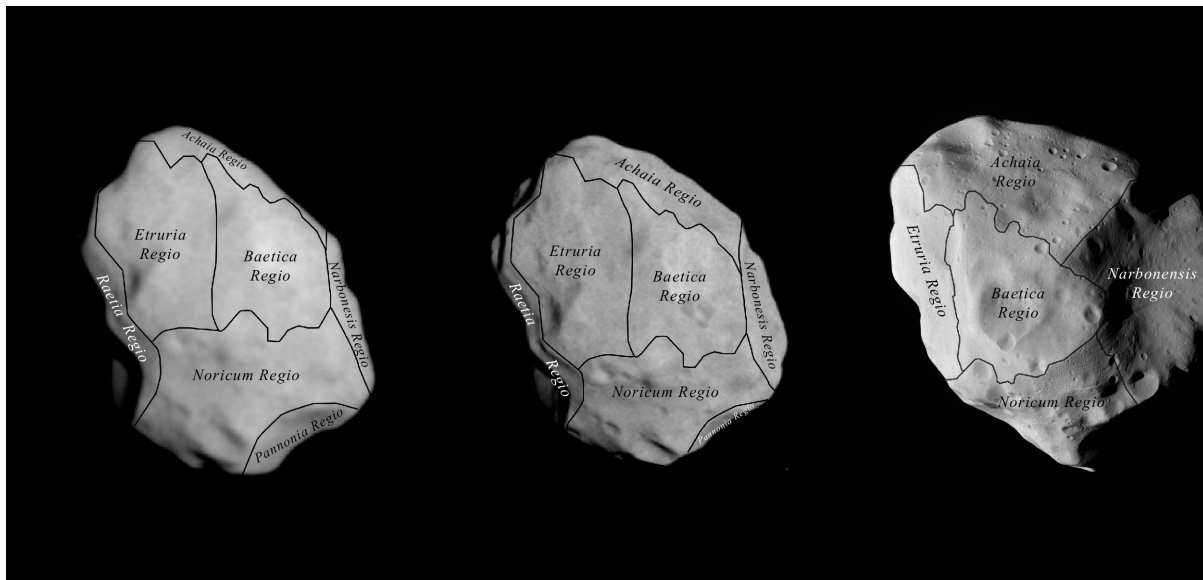
Tabela 5.2: Características de (21) Lutetia a partir dos dados obtidos por Rosetta.

Dimensões, km	$(121 \pm 1) \times (101 \pm 1) \times (75 \pm 13)$	<i>Sierks et al. (2011)</i>
Densidade média, g/cm <sup>3</sup>	$3.4 \pm 0.3$	<i>Pätzold et al. (2011)</i>
Polo ( $\alpha, \delta$ )	$51.8 \pm 0.4^\circ, +10.8 \pm 0.4^\circ$	<i>Sierks et al. (2011)</i>
Albedo Geométrico	$0.19 \pm 0.01$	<i>Sierks et al. (2011)</i>
Inércia Térmica, $J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \cdot s^{-0.5}$	20-30	<i>Coradini et al. (2011)</i>

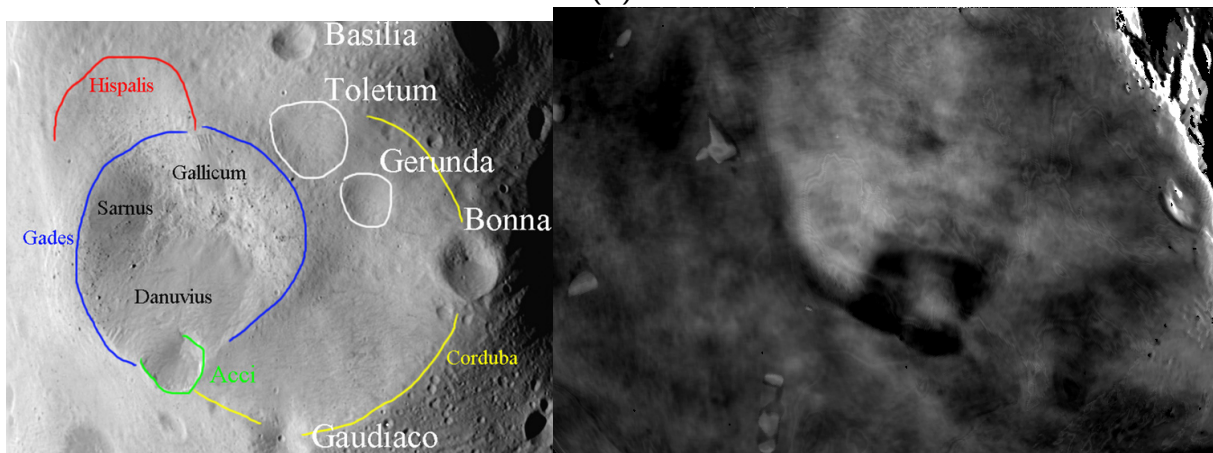
antes e 16 minutos depois da máxima aproximação. Entretanto, devido à geometria de iluminação, apenas o hemisfério norte do corpo foi observado. A previsão de Carvano et al. (2008) foi confirmada com a descoberta da grande depressão de Massalia na região de Narbonensis (Figura 5.2a). Massalia é a maior estrutura observada nas imagens de Rosetta, com diâmetro de 57 km e parcialmente em sombra. Outra estrutura bastante evidente é o Grupo de Crateras do Polo Norte (*North Pole Crater Cluster, NPCC*) em Baetica, que apresenta a maior parte da variação no hemisfério norte (Figura 5.2b).

*Barucci et al. (2012)*, em uma re-análise dos espectros até então obtidos, notaram que a grande diversidade espectral correlacionava-se com os hemisférios de Lutetia. Espectros de inclinação neutra e até negativa, e aqueles com a banda de absorção em 3 microns, são todos referentes ao hemisfério sul. Espectros planos e de inclinação positiva (“avermelhados”) são observados majoritariamente no hemisfério norte. *Barucci et al.* propõem, então, de que haja uma contaminação por um grande impacto no hemisfério sul, e portanto uma mistura de composições meteoríticas. Um exemplo apresentado é o meteorito Kaidun, uma breccia com mistura de condritos carbonáceos e condrita enstatita. Kaidun apresenta ainda filossilicatos, i.e., silicatos alterados por ação de  $H_2O$  e aquecimento. Portanto, Lutetia poderia ter uma mistura composicional ainda não representada na coleção atual de meteoritos.

Além da morfologia e espectroscopia, Rosetta obteve novos dados relevantes para a questão da composição de Lutetia. Os mais importantes são a confirmação



(a)



(b)

Figura 5.2: **Lutetia.** (a) As Regiões de Lutetia com suas respectivas nomenclaturas. (b) A região de Baetica com os nomes das crateras do North Pole Crater Cluster (NPCC), junto com as variações em 0.2 graus de ângulo de fase. Gades possui cerca de 21 km de diâmetro, Corduba - 34 km, Hispalis - 14 km e Acci - 6 km. fonte: *Thomas et al. (2012)*.

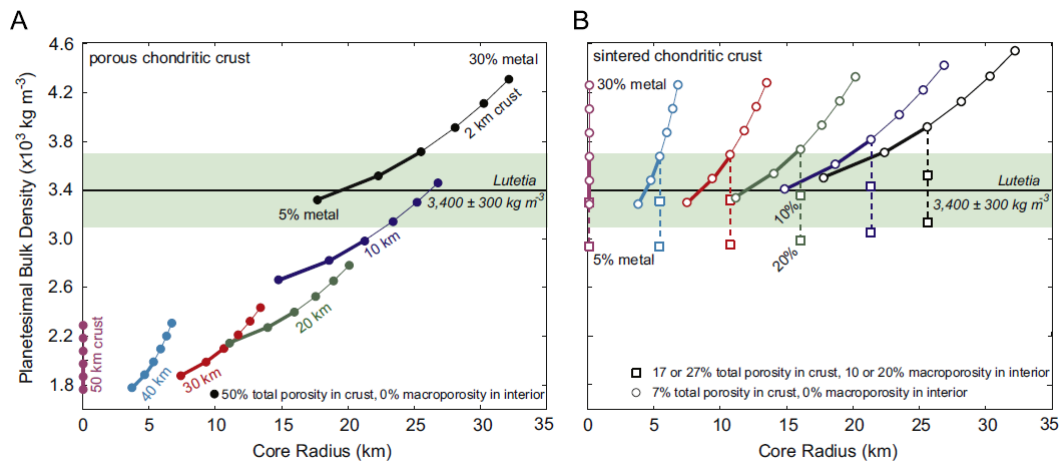


Figura 5.3: Gráfico reproduzido de *Weiss et al. (2012)*. A densidade global em função dos possíveis tamanhos de núcleo metálico. *Weiss et al.* considera dois tipos de cenário para crosta condritica: aquela de alta porosidade (50%) e aquela que sofreu processo de sinterização. Sinterização é o rápido processo de liquefação da superfície dos grão, provocando um aglutinamento e diminuição da porosidade. As cores representam diferentes profundidades da crosta. Os melhores cenários são de uma crosta de 2-10 km, com um núcleo de 15-25 km.

de um albedo geométrico moderado para Lutetia, ao menos o hemisfério norte, e a densidade de  $3.4 \pm 0.3 \text{ g/cm}^3$  estimada por *Pätzold et al. (2011)*. Esta é uma das maiores densidades já determinadas para asteroides, sendo comparável à (4) Vesta, um objeto diferenciado, e excedendo a densidade média de todos os condritos carbonáceos e de enstatita conhecidos, exceto o condrito CB. *Weiss et al. (2012)* propõem que Lutetia possa ser um objeto parcialmente diferenciado, onde o aquecimento primordial por isótopo de alumínio-26 foi insuficiente para a completa formação de uma crosta basáltica, mas levou à segregação do FeNi e à formação de um núcleo metálico (Figura 5.3). A diferenciação é a única forma de conciliar as possíveis composições superficiais e com a baixa inércia térmica (*Tabela 5.2, Gulkis et al., 2012; Coradini et al., 2011*) devido a uma camada profunda de regolito ( $\sim 600 \text{ m}$ , *Sierks et al., 2011*).



## 5.2 Análise fotométrica da região de Baética

A região de Baetica é onde localiza-se o polo norte de Lutetia e o grupo de grandes crateras chamada NPCC. Baetica parece ser relativamente recente devido à baixa densidade de pequenas crateras dentro da região quando comparada com outras regiões do corpo (*Marchi et al.*, 2012). O cenário proposto é que a quantidade de material ejetado durante a formação da NPCC cobriu e apagou traços destas outras crateras, produzindo o aspecto mais suave da região. Dentro de Baetica, a NPCC é composta por 8 crateras, sendo que duas, Gades e Corduba, estão sobrepostas (Figura 5.2b). Gades é a mais recente e possui três deslizamentos de materiais de texturas diferentes: Gallicum Labes, muitos pedregulhos e a mais brilhante em imagens em pequenos ângulos de fase; Danuvius Labes, um deslizamento suave sem sinais de pedregulhos e mais escura; e Sarnus Labes, também com grande número de pedregulhos e brilhante nas imagens de oposição (*Thomas et al.*, 2012). Se analisamos a inclinação dentro da NPCC (Figura 5.4), observamos que Danuvius e parte de Corduba encontram-se mais inclinadas ( $\sim 30^\circ$ ) que Gallicum, sendo uma possível explicação a diferença de texturas. *Thomas et al.* (2012) propõem que o evento de formação da cratera Acci foi o causador do deslizamento de Danuvius.

Devido a alta variedade de texturas e albedo na região, e sua relação com o renovamento da superfície por craterização, a análise fotométrica e espectrofotométrica da região de Baetica pode complementar com informações, e fornecer mais um exemplo para o estudo morfológico de crateras na superfície de asteroides, com algumas implicações para o intemperismo espacial.

Observacionalmente, a região de Baetica é mais fotografada pela visita da sonda Rosetta. Baetica está presente nas imagens desde pequenos (0.15 graus) até grandes ângulos de fase (144 graus). Entretanto, devido à lenta rotação do asteroide comparado à velocidade do *fly-by*, os ângulos de incidência das facetas não variaram mais do que 12%. A figura 5.5 apresenta a distribuição de ângulos de incidência para uma imagem de (21) Lutetia. O ângulo de incidência em Gallicum não é maior que 35 graus, para Danuvius e Corduba, esse ângulo é maior, chegando a 60 graus. Sarnus, por estar quase contrária a Sol, atinge um ângulo de 70 graus.

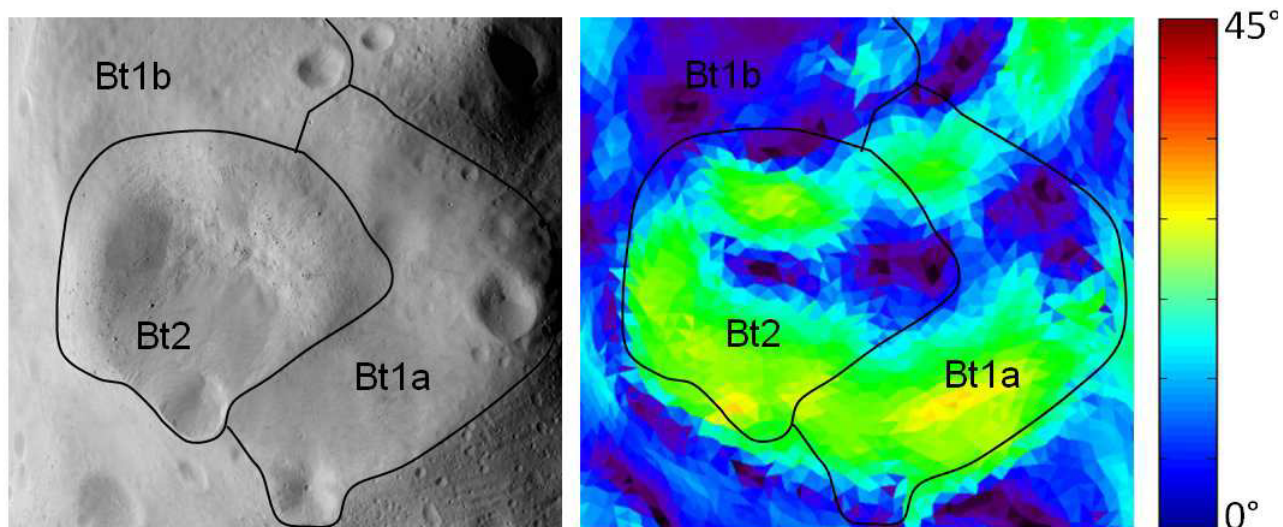


Figura 5.4: **A inclinação do terreno em respeito a gravidade local. Gades e Acci são denominadas Bt2; Gaudico, Bonna, Toletum e Gerunda são denominadas Bt1. Fonte: *Marchi et al. (2012)*.**

Para o estudo, utilizamos 180 imagens distribuídas em 15 filtros do sistema OSIRIS (a tabela com informações está contida no artigo submetido *Asteroid (21) Lutetia: Disk-resolved photometric analysis of Baetica region*, em anexo). Todas as imagens selecionadas são de resolução maior que 0.5 km/pixel (5 facetas por pixel), acima disso, poucas estruturas são visíveis nas imagens para que se possa fazer um registro com qualidade menor que 1 km/pixel (10 facetas/pixel), dobrando as incertezas na análise. O modelo de formas, na região e vizinhança, contém cerca de 800 mil facetas. A técnica utilizada para obter os ângulos de iluminação e fator de radiância está descrito na seção 3.2.4. Portanto, para lidar com este grande volume de dados, cujo total é de 720 milhões de pontos de informação para cada faceta, desenvolvemos uma série de ferramentas em Python 2.7.5<sup>1</sup> baseada em técnicas de banco de dados<sup>2</sup>, multiprocessamento<sup>3</sup>, otimização<sup>4</sup> e interpolação dos dados<sup>5</sup> para que pudessemos aplicar os métodos de correção e análise fotométrica.

<sup>1</sup>[python.org](http://python.org)

<sup>2</sup><http://pandas.pydata.org/>

<sup>3</sup><https://docs.python.org/2/library/multiprocessing.html>

<sup>4</sup><http://cython.org/>

<sup>5</sup><http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/interpolate.html>

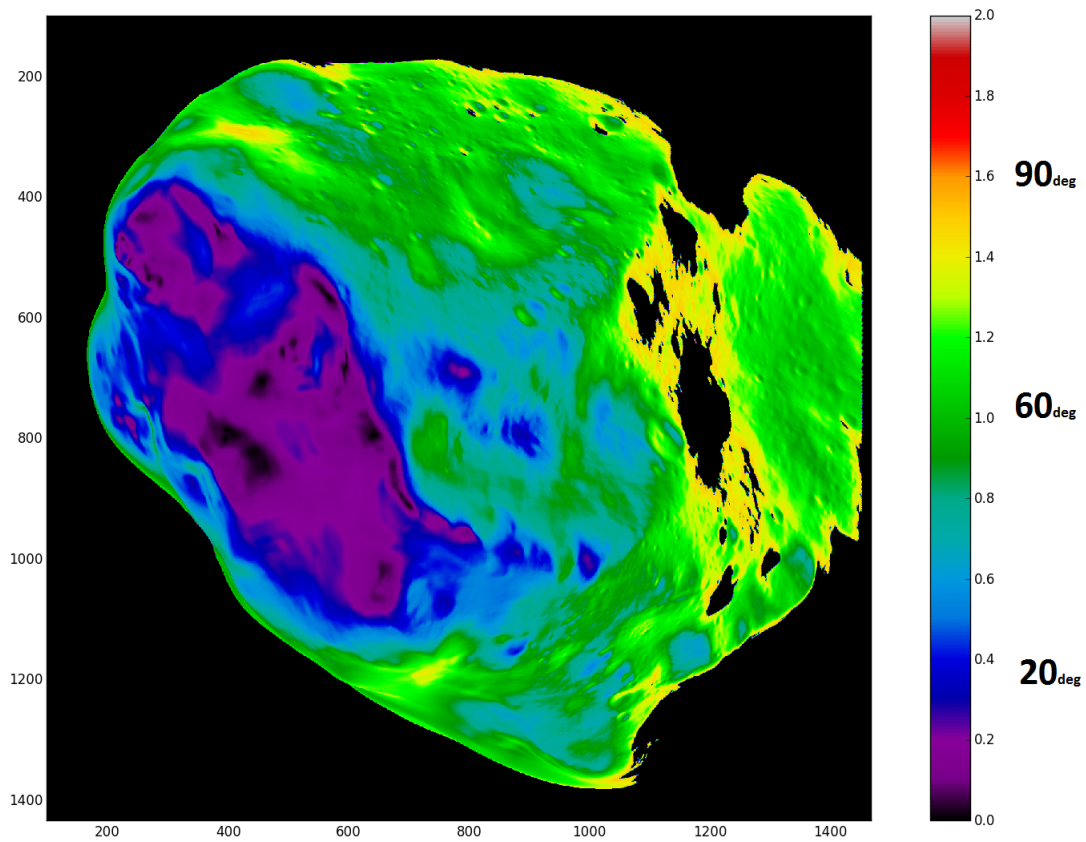


Figura 5.5: **Ângulo de incidência, em radianos, para cada pixel da imagem no instante de 15:40:39.231 UT, em ângulo de fase de 30.65 graus e distância de 4755 km.**

## 5.2.1 Espectro-fotometria

Para obter um mapa da espectro-fotometria em Baetica é necessário remover das imagens o comportamento de disco e corrigi-las para o ângulo de fase para cada faceta, como detalhado na seção 2.2. O objetivo é obter os albedos equigonais normalizados para ângulos de fase de 5 e 20 graus, onde há uma maior interseção de imagens dentre os filtros para que possamos compor a espectro-fotometria da região nestes ângulos de fase (Figura ).

A metodologia envolveu utilizar a função de fase de Akimov (equação 18) para descrever a curva de fase e testar as leis de espalhamento de Lambert, Lommel-seeliger, McEwen, Minnaert e Oren-Nayar para encontrar qual melhor função descreve o comportamento de disco. O procedimento de ajuste envolveu dois estágios:

1. Correção de disco: Seleccionamos as imagens em  $\alpha < 90^\circ$  e os dados de cada imagem foram compartimentados em  $n$  células em uma grade de  $40 \times 40 \times 40$  (cerca de  $2^\circ \times 2^\circ \times (0.1^\circ - 2^\circ)$  de intervalo) para os ângulos  $i$ ,  $e$  e  $\varphi$ . Para cada célula é feita a média do fator de radiância. O objetivo da grade é reduzir o efeito de qualquer variação ou pixels problemáticos na correção. Por fim, para cada imagem  $j$  ajustamos cada lei de espalhamento usando a minimização de Levenberg-Marquadt (*Levenberg*, 1944; *Marquardt*, 1963; *More*, 1978) na equação:

$$RMS_j = \frac{1}{(I/F_{obs})} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (I/F_{obs} - \bar{A}_{eq} \cdot D(i, e, \bar{\alpha}, x))^2} \quad (5.1)$$

para obter os coeficientes das leis (representado por  $x$ ) e albedos equigonais médio  $\bar{A}_{eq}(\alpha, \lambda)$  de cada imagem. Logo, conhecendo a função  $D(i, e, \bar{\alpha}, x)$ , corrigimos o comportamento de disco para cada faceta  $f$  através da equação 4 e obtemos seus  $A_{eq}^{(f)}(\alpha_j, \lambda)$  correspondentes.

2. Ajuste da função de fase: Sendo cada faceta descrita por uma uma série de  $A_{eq}^{(f)}(\alpha_j, \lambda)$  e  $\alpha_j$ , ajustamos a função de fase de Akimov usando também a minimização de Levenberg-Marquadt para obter uma tabela dos parâmetros  $A_0$ ,  $m$ ,  $\mu_1$  e  $\mu_2$  por faceta. Exceto os filtros NAC F82+22 (649 nm), a maioria dos

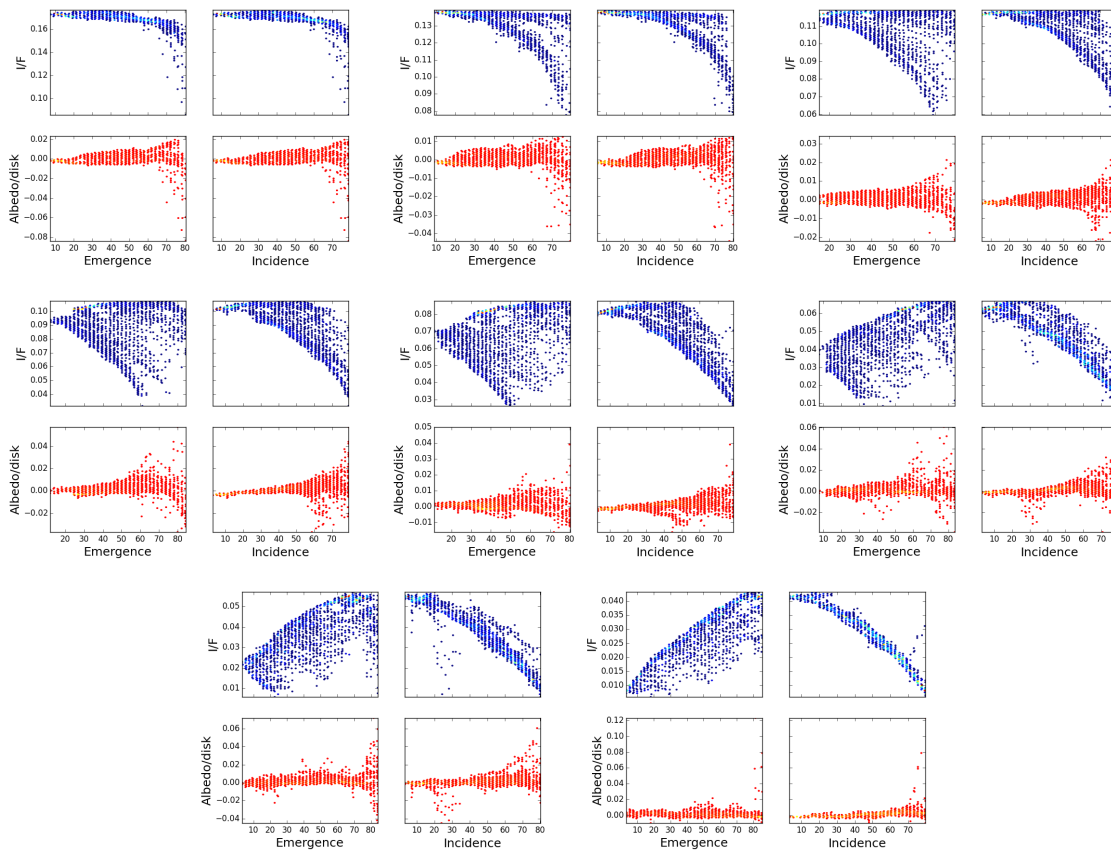


Figura 5.6: **Correção de disco com lei de Minnaert para imagens do filtro NAC F82+22 nos ângulos de fase de: 1.3, 5.3, 10.5, 20.4, 31, 51.4, 64.1 e 83 graus (de cima para baixo).**

filtros possuem lacunas observacionais entre 10 e 20 graus, restringimos  $\mu_1$ . Logo, esse parâmetro foi fixo em 8.55, o mesmo obtido para NAC F82+22.

Dentre as leis de espalhamento, a lei de Minnaert e a lei de McEwen foram as que apresentaram menor resíduo para cada imagem, sempre abaixo de 5% (Figura 3.1, no artigo em anexo). Portanto, continuamos nossa correção fotométrica utilizando apenas a lei de Minnaert como função de disco. A figura 5.6 apresenta a correção de disco por lei de Minnaert para algumas imagens do filtro NAC F82+22. O ajuste das células se restringiu a desvios menores que 2%. As incertezas estimadas para a correção com lei de Minnaert na região de Baetica são menores que 4.5% (Apêndice B1).

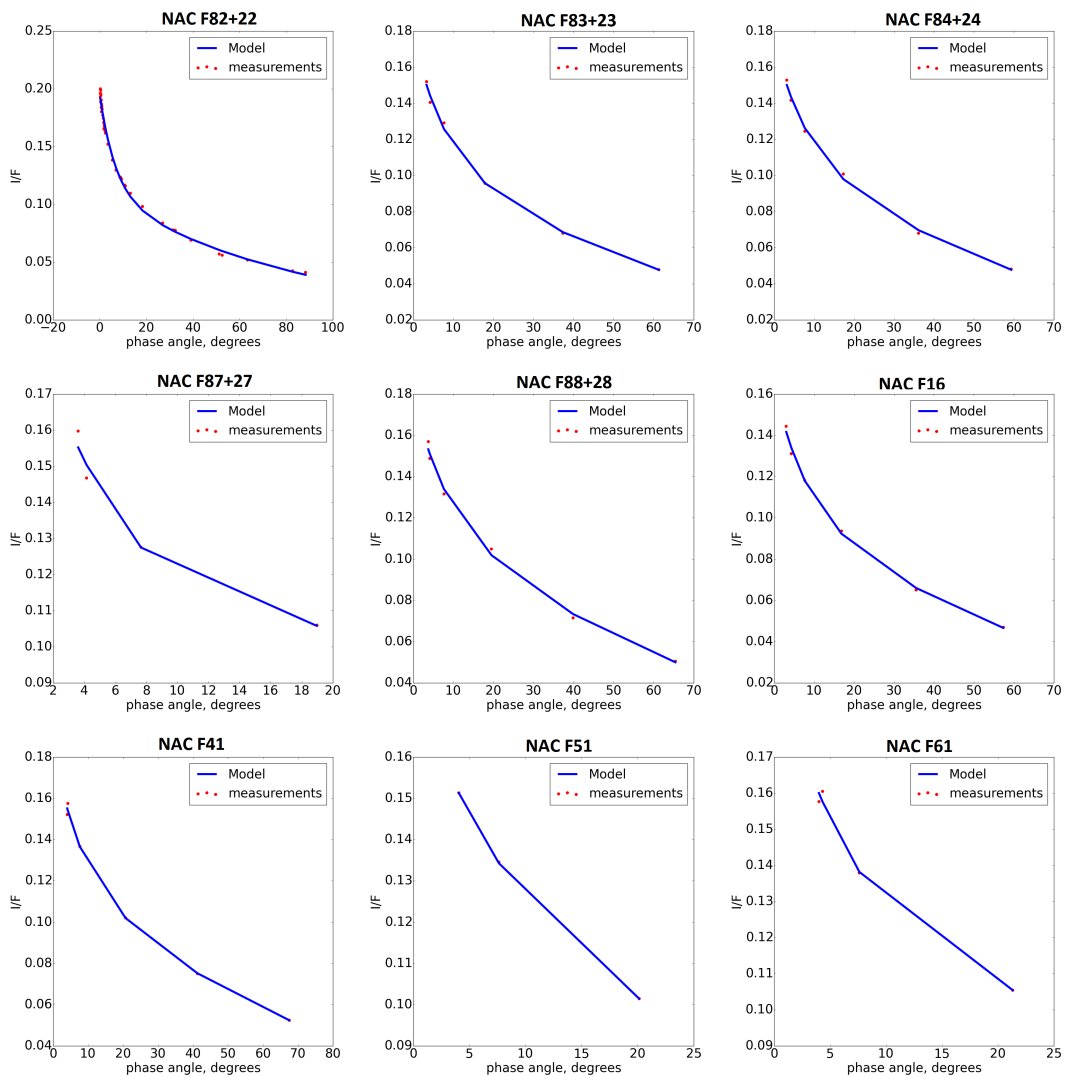
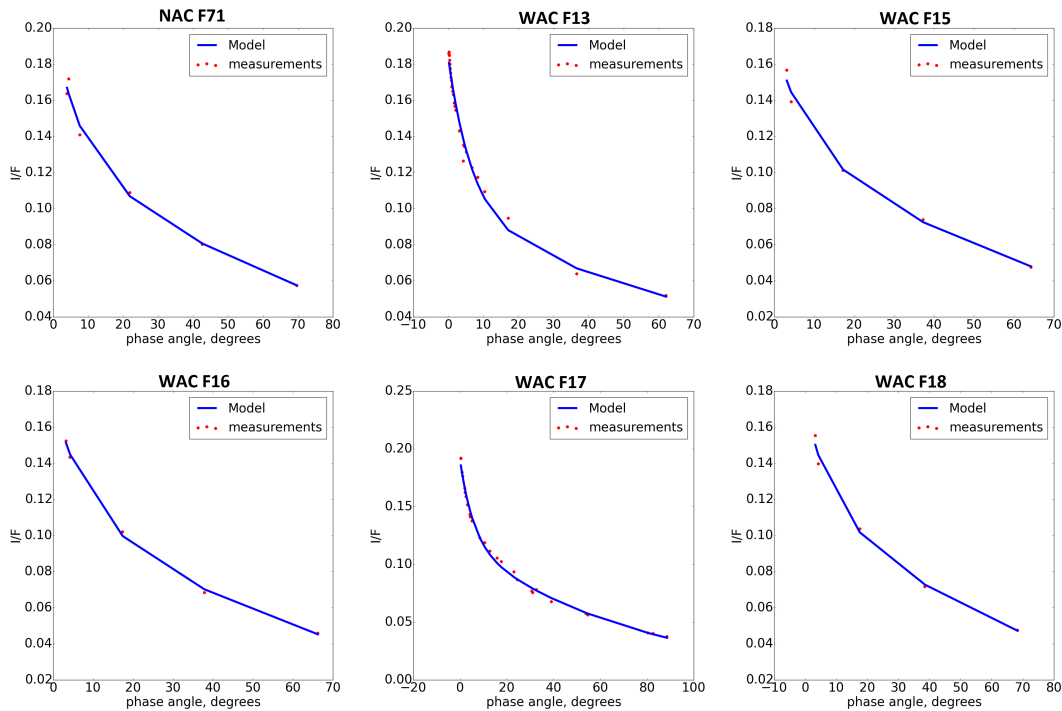


Figura 5.7: Ajuste da função de fase de Akimov para o  $\bar{A}_{eq}(\alpha, \lambda)$  de cada um dos filtros obtida pela lei de Minnaert.



Continuação da figura 5.6.

A figura 5.7 apresentam o ajuste e a qualidade da função de fase de Akimov para a curva de fase média de cada um dos filtros obtida. A função tem dificuldade de ajustar  $A_{eq}(\alpha_j, \lambda)$  para  $\alpha \lesssim 3^\circ$ , subestimando em cerca de 5% o albedo normal para NAC F82+22, WAC F13 e WAC F17.

Finalmente, calculados os parâmetros fotométricos para cada filtro, utilizarmos a equação 4 (Seção 2.2) e reconstruímos os albedos equigonais  $A_{eq}(5)$  e  $A_{eq}(20)$  para cada um 14 dos filtros e traçamos a espectro-fotometria das facetas da região de Baetica. A figura 5.8 mostra o resíduo para cada imagem, para cada filtro. Esta demarcado os ângulos de fase de 5 e 20 graus, onde concentram-se a maior parte das imagens obtidas.

Como o espectro de Lutetia é basicamente linear no regime do visível, nós ajustamos uma equação linear para cada espectro das facetas e construímos dos mapas de inclinação espectral da região (Figura 3.4, no artigo em anexo). Não observamos nenhum avermelhamento por ângulo de fase significativo na inclinação

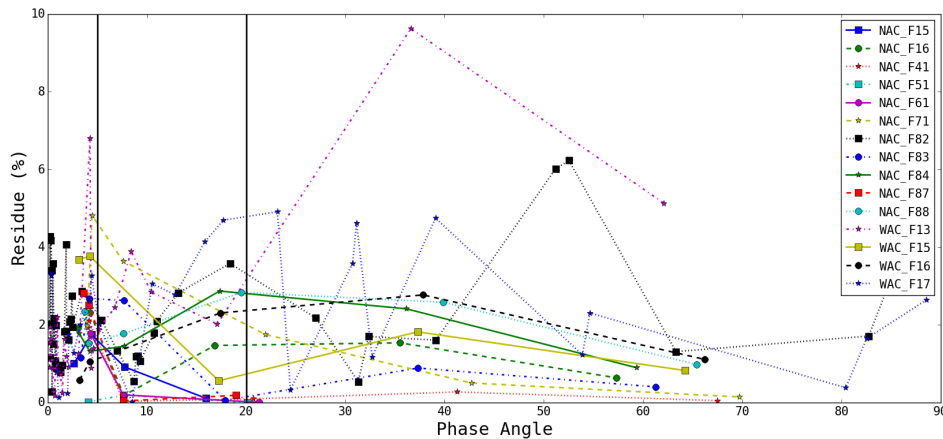


Figura 5.8: Resíduo médio do albedo equigonal medido e o calculado, em porcentagem, em função do ângulo de fase das imagens em cada filtro. As linhas negras marcam os ângulos de fase de 5 e 20 graus, para a qual o mapa de inclinações espectrais foi calculado e onde há maior concentração de observações.

média entre os dois mapas, no entanto existe um ligeiro azulamento no espectro da região de Corduba (-17%), no limite do erro de 14%. O principal resultado é a persistente dicotomia entre Gallicum e Danuvius-Sarnus-Corduba nos dois mapas. Gallicum e áreas fronteiriças são 35-60% (3.9-4.8 %/microns) mais avermelhadas que a inclinação espectral média de  $2.9 \pm 0.4$  %/microns no mapa  $A_{eq}(20, \lambda)$ . Danuvius, Sarnus e Corduba, por outro lado, apresentam um espectro mais neutro de inclinação espectral de 15-35% (1.8-2.5 %/microns) menor que a média.

Por fim, observamos um a área de baixa inclinação espectral emersa entre Gallicum que chamamos de estrutura L. A estrutura está conectada com o pequeno delizamento de características morfológicas similares a Danuvius.

## 5.2.2 Análise com modelo de Hapke

A aplicação do modelo de Hapke permite que derivemos parâmetros relacionados com as propriedades fotométricas do solo e correlacioná-los com as variações observadas. Os parâmetros de Hapke ajudam a compreender as propriedades do regolito que produzem as curvas de fase e os comportamentos de disco na região de Baetica.

O modelo de Hapke utilizado está descrito na seção 2.3, e o procedimento de

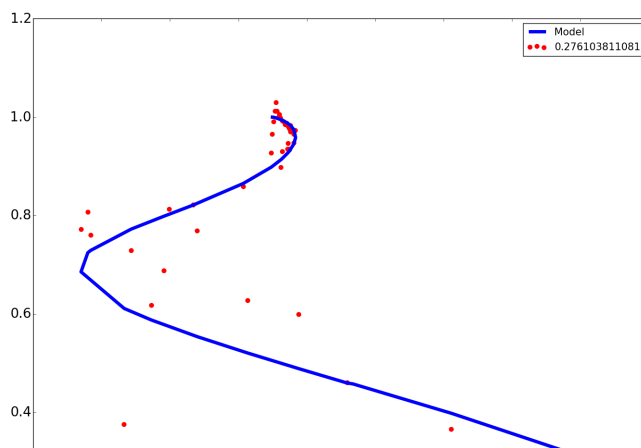
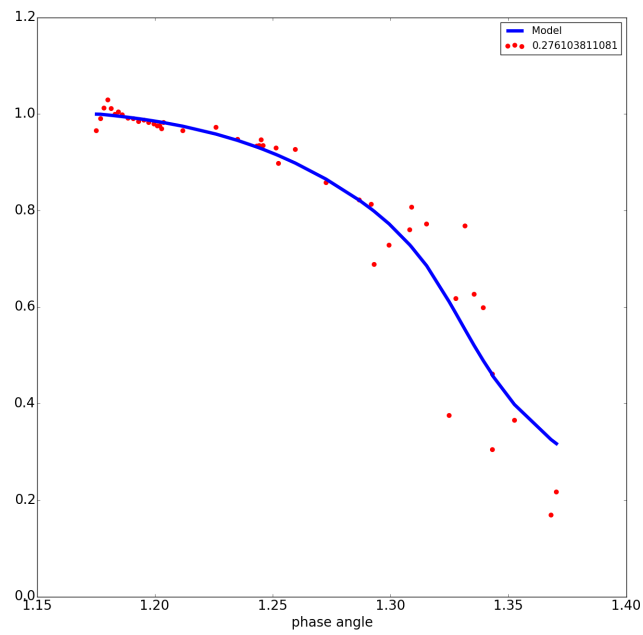
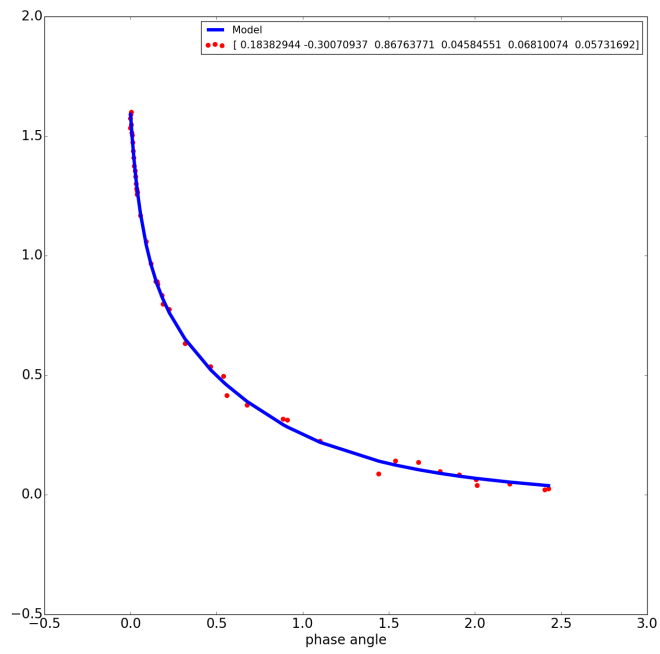


análise envolveu ajustá-lo à cada faceta independentemente usando o método de *Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno* (BFGS, Apêndice A.1, *Broyden*, 1970; *Fletcher*, 1970; *Byrd et al.*, 1995). Portanto, para cada faceta ajustamos os parâmetros livre  $w$ ,  $g_{sca}$ ,  $B_{s0}$ ,  $h_s$ ,  $B_{c0}$ ,  $h_c$  e  $\bar{\theta}$ . Obtivemos também a porosidade através da equação em função de  $h_s$ . Aplicamos o modelo apenas aos filtros NAC F82+22 (649 nm), WAC F13 (375 nm) e WAC F17 (630 nm), pois eram os únicos com uma cobertura de pontos detalhada na oposição ( $\alpha < 5^\circ$ ). A figura 5.9 apresenta um exemplo de ajuste de uma faceta no filtro NAC F82+22.

Ao não incluir o termo que descreve o CBOE em um dos testes que fizemos com o ajuste do modelo (Tabela 5, no artigo em anexo), notamos que o termo não aprimorava o ajuste para as medidas em pequenos ângulos de fase, sendo, portanto, irrelevante (Figura 4.1, no artigo em anexo). Logo, a presença do mecanismo de retro-espalhamento coerente é considerada ambígua para o curva de fase do rego-lito em Baetica. Calculamos através do modelo de Hapke que para uma superfície de  $w = 0.2$  e porosidade de 85% a contribuição do espalhamento múltiplo não ultrapassa 15%. Sendo o retro-espalhamento coerente um caso particular do espalhamento múltiplo, o mecanismo não deveria contribuir significativamente para o efeito de oposição. Entretanto, a inclusão do CBOE aprimora a estimativa do albedo geométrico, aumentando em 9% (de  $0.186 \pm 0.005$  para  $0.205 \pm 0.005$ ) e aproximando-o do estimado por *Sierks et al.* (2011) e *O'Rourke et al.* (2012) (0.19 e 0.20, respectivamente). Logo, a presença do CBOE é considerada ambígua.

Os mapas dos parâmetros de Hapke para o filtro NAC F82+22 foram projetados na imagem 15.40.39.231 UT (Figura 4.2, no artigo em anexo). A morfologia para os mapas de WAC F13 e WAC F17 são similares, entretanto em resolução muito inferior. A dicotomia observada na variação entre Gallicum e Danuvius-Sarnus também foi notada nos mapas de parâmetros:

1. Gallicum e cercanias são também o lado mais brilhante da cratera ( $\bar{A}_0 = 0.214 \pm 0.002$ , +8% que a média), nos mapa de  $A_0$  é possível discernir estruturas de maior albedo, alinhadas com a direção de menor inclinação do terreno. Gallicum possui um SHOE mais estreito ( $\bar{B}_{s0} = 0.81 \pm 0.03$ ,



$h_s = 0.029 \pm 0.002$ ) e um fator de assimetria retroverso ( $\bar{g}_{sca} = -0.35 \pm 0.5$ ) que são compatíveis com um regolito mais poroso e mais fino que a média, como indicado no mapa de porosidade.

2. Danuvius e Corbuda, por outro lado, são levemente mais escura ( $\bar{A}_0 = 0.199 \pm 0.001$ , -2% que a média) e possui um fator de assimetria menos retroverso ( $\bar{g}_{sca} = -0.30 \pm 0.1$ ) e um SHOE mais amplo ( $\bar{B}_{s0} = 0.83 \pm 0.02$ ,  $h_s = 0.043 \pm 0.001$ ). Pode-se interpretar como um regolito levemente mais compacto e com uma distribuição de grão de tamanho maior. Nos mapas de  $A_0$ ,  $w$  e  $B_{s0}$  é possível identificar em Danuvius uma faixa de material 3% mais brilhante, possivelmente conectada a cratera Acci.
3. Sarnus apresenta parâmetros híbridos entre Gallicum e Danuvius, um albedo normal mais alto (+8%) e um albedo de espalhamento simples mais escuro (-11%). A alta amplitude do SHOE pode significar que seja necessário considerar a dependência com o ângulo de incidência na formulação do SHOE ( $\bar{B}_{s0} = 1.00 \pm 0.02$ ,  $h_s = 0.044 \pm 0.001$ ).

Sobrepondo os mapas paramétrico para WAC F17 e WAC F13, traçamos o comportamento dos parâmetros de Hapke com o comprimento de onda. Apenas o mapa de  $A_0$  e  $w$  apresentaram inclinação espectral média ( $5.8 \pm 0.2$  %/microns e  $6 \pm 2.5$  %/microns) significativamente acima de zero (Figura 4.3, no artigo em anexo). O mapa de inclinação de  $A_0$  reflete a morfologia observada no mapa de albedo normal para NAC F82+22. No entanto, a inclinação espectral média é quase o dobro da medida para os mapas de  $A_{eq}(5, \lambda)$  e  $A_{eq}(20, \lambda)$ . Isso implicaria em um avermelhamento por ângulo de fase, mas deve-se considerar que essas inclinações espectrais são pequenas, sendo possível que a degradação do ponto zero dos filtros seja maior do que estimada. Entretanto, deve-se atentar que a coerência morfológica entre os mapas de inclinação espectral se mantém.

Para concluir o estudo com os parâmetros de Hapke, fizemos a correlação permutada entre os parâmetros de cada mapa e aplicamos o teste de Spearman. O

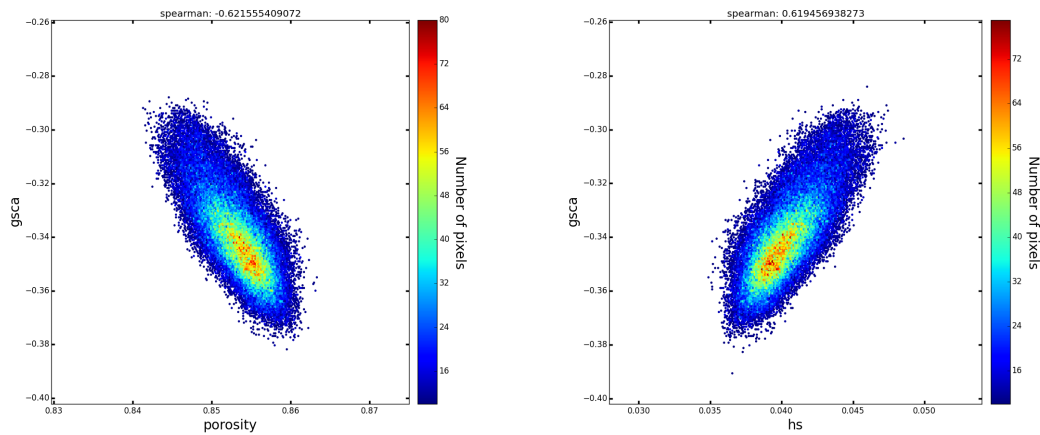


Figura 5.10: **Correlação entre o fator de assimetria  $g_{sca}$  e a porosidade/ $h_s$ . Coeficiente de spearman calculado em  $-/+0.62$ .**

teste parametriza a correlação entre as variáveis de  $+1$  a  $-1$ , sendo  $+1$  totalmente correlacionada e  $-1$ , totalmente anticorrelacionada. Encontramos correlação significativa entre apenas dois parâmetros independentes  $g_{sca}$  e porosidade/ $h_s$  (Figura 5.10). A porosidade e  $h_s$  estão teoricamente correlacionadas (ver seção 2.3) e portanto representam propriedades físicas similares. A anticorrelação entre  $g_{sca}$  e a porosidade tem prerrogativa experimental. Como discutido na seção 2.3.1,  $g_{sca}$  também estaria conectada à porosidade, assim como a largura angular  $h_s$  do efeito de oposição.  $g_{sca}$  interfere principalmente na inclinação não-linear da curva de fase para ângulos de fase intermediários ( $5^\circ \lesssim \alpha \lesssim 30^\circ$ ). No entanto, não existe ainda nenhum formalismo teórico que relacione  $g_{sca}$  com a porosidade. O que a correlação entre estes dois parâmetros indica é que possível distinguí-la para a superfície de pequenos corpos. Portanto, seria interessante verificar se a mesma anticorrelação é encontrada para mapas de parâmetros de outros corpos do Sistema Solar. Entretanto, esta tese é pioneira em obter os parâmetros de Hapke individualmente para cada elemento de área na superfície de um asteroide.

### 5.2.3 Comparação com amostras, outros pequenos corpos e outras medidas

Tabela 5.3: Parâmetros de Hapke globais para amostras de laboratório e pequenos corpos do Sistema Solar. Valores em parênteses permaneceram fixados durante o ajuste.

Objetos	Tipos	$w$	$g_{sca}$	$\bar{\theta}$	$B_{s0}$	$h_s$	$B_{c0}$	$h_c$	$1 - \phi$	$A_0$	$\lambda_{nm}$
<b>Lutetia, Baetica</b>	-	<b>0.181</b>	<b>-0.343</b>	<b>11.45</b>	<b>0.824</b>	<b>0.04</b>	<b>0.072</b>	<b>0.06</b>	<b>85</b>	<b>0.205</b>	<b>650</b>
<b>Lutetia</b>	<b>M/C</b>	<b>0.238</b>	<b>-0.271</b>	<b>29</b>	<b>1.69</b>	<b>0.047</b>	-	-	-	<b>0.196</b>	<b>650</b>
Lutetia	M/C	0.22	-0.28	28	1.78	0.05	-	-	-	-	650
Oxido de Cobalto	sample	0.186	-0.33	0/16	1.00	0.08	0.681	0.7	83	-	700
Iron Oxide	sample	0.17	-0.09	22	(1.00)	0.07	-	-	-	-	550
(1) Ceres	G	0.07	-0.4	44	1.58	0.06	-	-	-	0.088	555
(4) Vesta	V	0.51	-0.24	18	1.7	0.07	-	-	-	0.42	554
(243) Ida	S	0.22	-0.33	18	1.53	0.02	-	-	-	0.21	560
(253) Mathilde	C	0.035	-0.25	19	3.18	0.074	-	-	-	0.041	700
(433) Eros	S	0.33	-0.25	28	1.4	0.01	-	-	-	0.23	550
(941) Gaspra	S	0.36	-0.18	29	1.63	0.06	-	-	-	0.22	560
(2867) Steins	E	0.57	-0.27	28	0.6	0.06	0.52	0.0025	84	0.39	630
(5535) Annefrank	S	0.63	-0.09	50	(1.32)	0.015	-	-	-	0.28	550
(25143) Itokawa	S	0.42	-0.35	26	0.87	0.01	-	-	-	0.33	1570
Moon, Highland	-	0.38	-0.09	24	1.7	0.075	-	-	-	0.13	600
Moon, Maria	-	0.22	-0.026	24	2.1	0.05	-	-	-	0.07	600
Deimos	C	0.079	-0.29	16	1.65	0.068	-	-	-	0.067	540
Phobos	C	0.07	-0.08	22	4.0	0.05	-	-	-	0.056	540
9P/Tempel 1	JFC	0.039	-0.49	16	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.056	550
19P/Borrelly	JFC	0.057	-0.43	22	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.072	660
67P/C-G	JFC	0.032	-0.42	28	2.25	0.061	-	-	87	0.067	649
81P/Wild 2	JFC	0.038	-0.52	27	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.063	647
103P/Hartley 2	JFC	0.036	-0.46	15	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.045	625

Referências à origem dos parâmetros de cada um dos objetos está contida no artigo em anexo.

A tabela 5.3 apresenta os parâmetros de Hapke obtidos através de dados resolvidos para amostras de laboratório e e pequenos corpos do Sistema Solar. A comparação dos parâmetros globais de Hapke desconsiderando a CBOE e o fator de porosidade  $K$  se mostraram congruentes com os derivados por outros trabalhos (*Masoumzadeh et al.*, 2015) sobre (21) Lutetia. Nenhum dos corpos mostrou-se completamente similar à Lutetia. Apenas (243) Ida, uma asteroide do tipo S de 31.4 km de diâmetro, compartilha  $w$ ,  $g_{sca}$ ,  $A_0$  e  $B_{s0}$  com Lutetia. Dentre as amostras de laboratório (*Shepard and Helfenstein*, 2007; *Helfenstein and Shepard*, 2011), o óxido de cobalto se mostrou o melhor análogo quando comparados  $w$ ,  $g_{sca}$  e porosidade. No microscópio eletrônico, o óxido de cobalto é descrito como escuro composto de grão esféricos de  $\sim 20 \mu m$ . A comparação, entretanto, deve ser apenas considerada apenas como ilustração do estado do regolito e não composicional.

Outros instrumentos da sonda Rosetta, VIRTIS (*Coradini et al.*, 2011) e MIRO (*Gulkis et al.*, 2012), reportaram inércias térmicas muito baixas para o regolito de Lutetia ( $20-30 J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \cdot s^{-\frac{1}{2}}$ ). Para comparação, a inércia térmica do regolito lunar é de  $50 J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \cdot s^{-\frac{1}{2}}$ , sendo de Eros e Itokawa, 150 e 750  $J \cdot m^{-2} \cdot K^{-1} \cdot s^{-\frac{1}{2}}$  *Müller et al.* (2005), respectivamente. De acordo com *Keihm et al.* (2012), ao incluir uma taxa de 50% de mini-crateras de 1 cm na modelagem, é possível explicar os valores discrepantes entre as medidas de VIRTIS-MIRO. Ou seja, as observações no térmico implicam em uma superfície para Lutetia extremamente porosa e rugosa de profundidade da ordem de centímetros. A alta porosidade derivada de 85% pelo modelo de Hapke é compatível com essa interpretação. Apenas o valor de  $\bar{\theta} = 29^\circ$ , obtido ao incluir toda superfície de Lutetia, em especial a região de Narbonensis, é também compatível. Logo, Baetica deve representar uma região especialmente mais suave ( $\bar{\theta} = 11.5^\circ$ ), possivelmente devido a ejeção de material durante a formação da NPCC.

Ao compararmos os resultados obtidos para Baetica com resultados de análise fotométrica para outras crateras em outros pequenos corpos do Sistema Solar, encontramos paralelos morfológicos interessantes com uma cratera: a Antonia em (4)

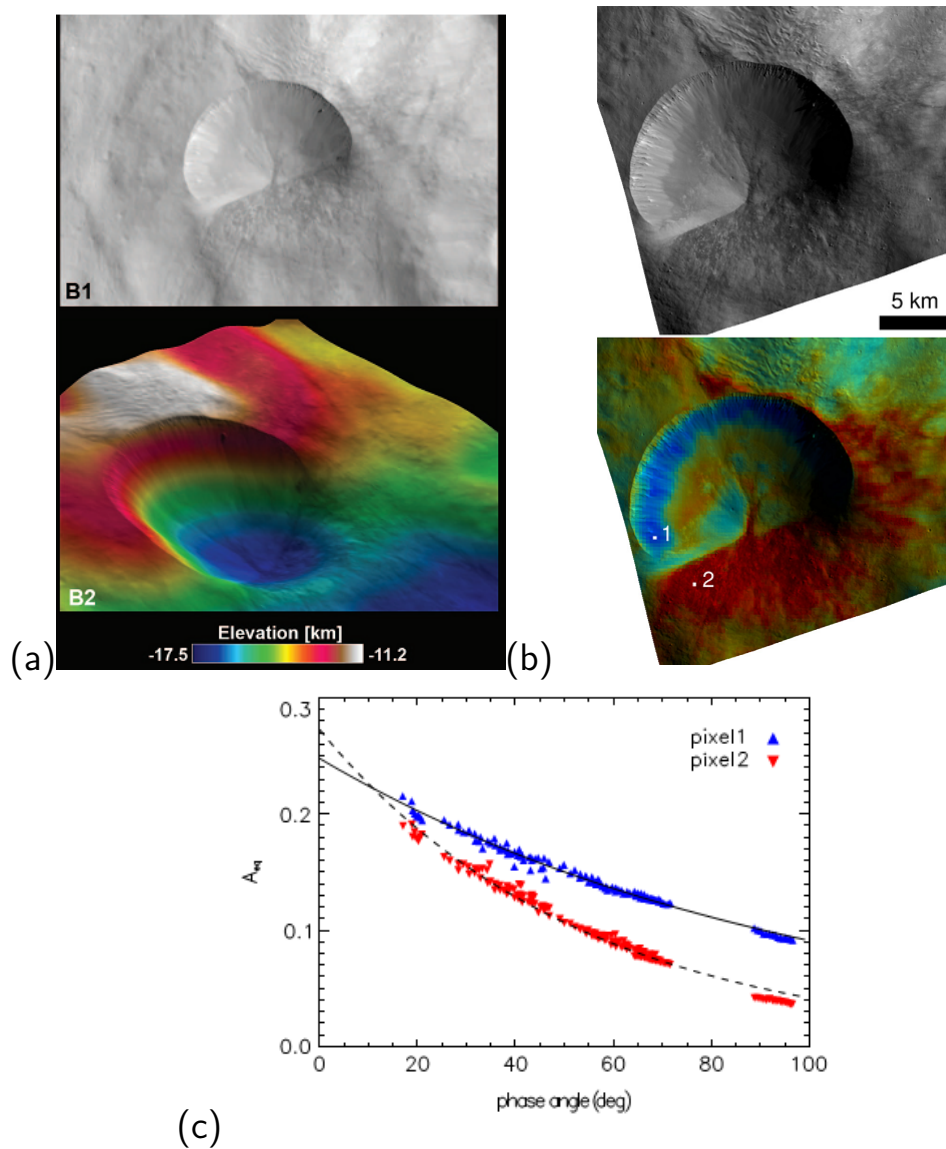


Figura 5.11: Cratera Antonia em (4) Vesta. (a) Mapa de elevação em quilômetros. (b) Mapa de inclinação da curva de fase. (c) Curvas de fase em dois pixels de áreas diferentes da cratera. Fonte: *Schröder et al. (2013)*.

Vesta (Figura 5.11, *Schröder et al.*, 2013). Antonia apresenta uma das paredes em maior inclinação, com aspecto mais suave e sinais de deslizamentos (1), e outra, mais próxima da base da cratera, menos inclinada, com aspecto mais rugoso (2). As duas paredes apresentam uma dicotomia similar a Gallicum e Danuvius-Corduba. Aquela mais rugosa (2), aparentemente apresenta maior albedo normal (não houve observações na oposição) e curva de fase mais acentuada. À parede mais suave e em maior inclinação, se apresenta o inverso, ela é mais escura como Danuvius. De acordo com a interpretação de *Schröder et al.*, 2013 para as curvas de fase, as paredes mais inclinadas de crateras apresentam menos rugosidade microscópica e possivelmente menos porosidade. Em áreas relacionadas ao material de ejeção, como a área 2, a micro-rugosidade e porosidade são mais elevadas. Experimentos de laboratório (*Déau et al.*, 2013) indicam que porosidade e micro-rugosidades estão geralmente relacionadas: as amostras tendem apresentar ambas características. Portanto, podemos concluir que, após a craterização, eventos morfológicos similares devem ter ocorrido em ambos asteroides do Cinturão Principal, produzindo regolitos com dicotomias similares.



# Artigo

Asteroid (21) Lutetia: Disk-resolved photometric analysis of Baetica region

*Pedro Henrique Hasselmann, Maria Antonella Barucci, Sonia Fornasier, Cedric Leyrat, Jorge Márcio Carvano & Daniela Lazzaro*

**Submetido na Icarus (07/2015)**

## ASTEROID (21) LUTETIA: DISK-RESOLVED PHOTOMETRIC ANALYSIS OF BAETICA REGION

P. H. HASSELMANN<sup>1,2</sup>, M. A. BARUCCI<sup>2</sup>, S. FORNASIER<sup>2</sup>, C. LEYRAT<sup>2</sup>, J. M. CARVANO<sup>1</sup>,  
D. LAZZARO<sup>1</sup>, AND H. SIERKS<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Observatório Nacional (COAA), Rua General José Cristino 77, São Cristóvão, CEP20921-400, Rio de Janeiro RJ, Brazil.

<sup>2</sup>Observatoire de Paris-Meudon, 5 place Jules Janssen, F-92195, Meudon, France

<sup>3</sup>Max Planck Institute for Solar System Research, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077, Göttingen, Germany

corresponding author at: hasselmann@on.br

**ABSTRACT.** (21) Lutetia has been visited by Rosetta mission on July 2010 and observed with a phase angle ranging from 0.15 to 156.8 degrees. The Baetica region, located at the north pole has been extensively observed by OSIRIS cameras system. Baetica encompasses a region called North Pole Crater Cluster (NPCC), shows a cluster of superposed craters which presents signs of variegation at the small phase angle images. For studying the location, we used 187 images distributed throughout 14 filters recorded by the NAC (Narrow Angle Camera) and WAC (Wide Angle Camera) of the OSIRIS system on-board Rosetta taken during the fly-by. Then, we photometrically modeled the region using Minnaert disk-function and Akimov phase function to obtain a resolved spectral slope map at phase angles of  $5^\circ$  and  $20^\circ$ . We observe a dichotomy between Gallicum and Danuvius-Sarnus Laves in the NPCC, but no significant phase reddening ( $20 \pm 21\% \cdot \text{microns}^{-1} \text{deg}^{-1}$ ). In the next step, we applied the Hapke (2008,2012) model for the NAC F82+F22 (649.2 nm), WAC F13 (375 nm) and WAC F17 (631.6 nm) and we obtained normal albedo maps and Hapke parameter maps for NAC F82+F22. On Baetica, at 649.2 nm, the geometric albedo is  $0.205 \pm 0.005$ , the average single-scattering albedo is  $0.181 \pm 0.001$ , the average asymmetric factor is  $-0.342 \pm 0.003$ , the average shadow-hiding opposition effect amplitude and width are  $0.824 \pm 0.002$  and  $0.040 \pm 0.0007$ , the average roughness slope is  $11.45^\circ \pm 3^\circ$  and the average porosity is  $0.85 \pm 0.002$ . We are unable to confirm the presence of coherent-backscattering mechanism. In the NPCC, the normal albedo variegation among the craters walls reach 8% brighter for Gallicum Laves and 2% fainter for Danuvius Laves. The Hapke parameter maps also show a dichotomy at the opposition effect coefficients, single-scattering albedo and asymmetric factor. We are again unable to confirm whether the dichotomy is due to fresh and mature regolith or simply compositional. In addition, we compared the Hapke (2008, 2012) and Hapke (1993) parameters with laboratory samples and other small-solar system bodies visited by space missions.

Asteroid Lutetia, Regoliths, Photometry

## 1. INTRODUCTION

The asteroid (21) Lutetia was observed during a flyby by Rosetta mission on July 10th, 2010. Rosetta is an ESA cornerstone mission, launched on March 2nd, 2004, composed of two elements: the Orbiter and the lander Philae, with the aim to visit the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. Rosetta spacecraft reached the comet from the heliocentric distance of about 4 AU to start the characterization of the nucleus prior to the delivery of the Philae lander (November 12, 2014) and followed it until its perihelion passage in August 2015 with the end of extended mission on September 2016.

The final choice of the targets (21) Lutetia and (2867) Steins (*Barucci et al.*, 2005) was made only after the launch of the mission and the first orbital correction manoeuvre. The two asteroids have been selected for their high scientific return and Lutetia in particular because of its large size which was expected to lead to accurate mass and density determinations.

Several instruments were active, resulting into acquiring images and spectrometric observations from the ultraviolet (70 nm, by ALICE UV spectrometer) through the visible (by OSIRIS imaging system) and infrared (by the VIRTIS imaging spectrometer) to the millimeter range (0.5-1.3 mm by the MIRO microwave spectrometer), and the radio science investigation (see *Barucci et al.*, in press, for detailed results).

The Rosetta spacecraft flew by (21) Lutetia obtaining resolved images for about 10 hours before the closest approach and revealing an object with a highly complex history. The OSIRIS camera systems (*Keller et al.*, 2007) composed of two cameras (NAC, Narrow Angle Camera and WAC, Wide Angle Camera) observed the asteroid (*Sierks et al.*, 2011) in 21 broad and narrow band filters covering more than 50% of the surface with spatial scales up to 60 m/pixel. The rotational period of 8.168 hours and direction of the pole axis were improved (*Carry et al.*, 2010). The global shape with principal axes dimensions of  $121 \pm 1 \text{ km} \times 101 \pm 1 \text{ km} \times 75 \pm 13 \text{ km}$  was determined (*Sierks et al.*, 2011), even if a large fraction of the asteroid's southern hemisphere was not visible during the fly-by and consequently the shortest semi-major dimension is not well constrained. From the shape model, an estimation of volume of  $(5.0 \pm 0.4) \cdot 10^5 \text{ km}^3$  has been derived and combining it with the mass obtained by the Radio science investigation  $1.7 \cdot 10^{18} \text{ kg} \pm 1$  by *Pätzold et al.* (2011) a bulk density of  $3.4 \pm 0.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  has been computed.

The north pole is located near a depression that has been produced by multiple impacts called NPCC (North Polar Crater Clusters). The north rotational pole was roughly pointed towards the Sun at the time of the Rosetta encounter and hence high-resolution imaging was restricted by the illumination to one hemisphere. (21) Lutetia shows to have geological complex surface dominated by impact craters, landslides and a diversity set of lineaments (see *Thomas et al.*, 2012, for detailed description). The largest visible depression is the Massilia structure, which is a highly degraded crater-like structure of 57 km diameter. The surface shows a remarkable structure with boulders and landslides. Its rim appears to have been modified by subsequent impacts. Another dominant feature is the NPCC itself, which forms the most striking structure within the Baetica region. This appears to be one of the youngest surfaces on the object and results of several impacts of varying size, which have overlapped each other.

The relatively low density of smaller impact craters within the NPCC contrasts sharply with the high crater density seen in other regions. *Marchi et al.* (2012) studied the crater distribution and estimate the age for different regions on Lutetia. Significant amounts of ejecta were also observed on the far side of the impact crater. Detailed results on Lutetia surface characterization are reported and discussed by *Barucci et al.* (in press).

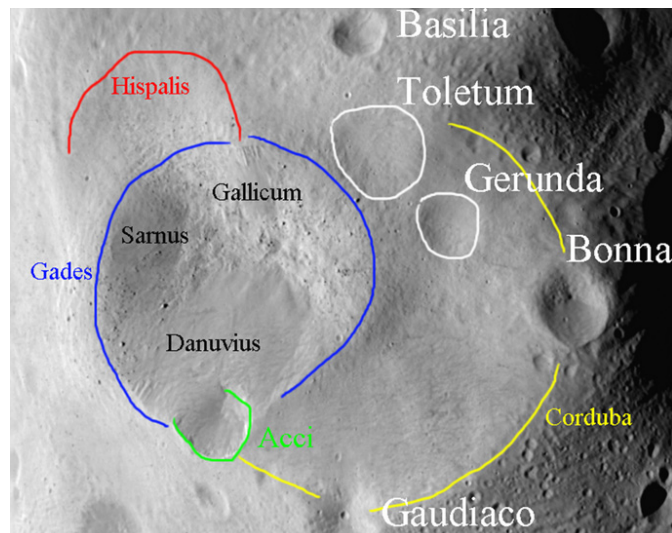


FIGURE 1.1. The geomorphological units of the Baetica Region reproduced from *Thomas et al.* (2012). Sarnus, Gallicum, Sarnus, Danuvius Labes and Corduba are the major landslides on NPCC. Gades has diameter 21 km, Corduba - 34 km, Hispalis - 14 km e Acci - 6 km.

In this paper we analyze the Baetica region (Figure 1.1) as observed by the OSIRIS camera. We apply empirical and theoretical photometric analysis to derive the spectral slope map and semi-physical parameters of the surface. All analysis is done in disk-resolved scale. The region is our main focus of interest due to the identification of some talus of bright material coming down through one of the walls of the NPCC at the small phase angle images (*Schulz et al.*, 2012; *Magrin et al.*, 2012; *Thomas et al.*, 2012), moreover it is the only one to be most extensively covered during all fly-by. Therefore, we are interested to investigate possible space weathering processes (*Gaffey*, 2010), and for this purpose we analyze real variegations and parametric variations among the Gallicum, Danuvius, Sarnus Labes, Corduba and the surrounding areas.

(21) Lutetia has been observed with a phase angle ranging from 0.15 to 156.85 degrees, a varying resolution of 0.375 km/pixel to 0.059 km/pixel and limited incidence angle conditions due to the fast fly-by of about 15 km/s. Only a photometric modeling covering all aspects of the phase curve of an atmosphereless body may provide complete analysis of the (21) Lutetia surface. The main aspect is the opposition effect, a non-linear increase in brightness when the phase angles approach zero degrees, observed in asteroids for the first time by *Gehrels* (1956). This has been studied for the connection with two important optical mechanisms of particulate media: The shadow-hiding (e.g., *Irvine*, 1966; *Hapke*, 1981; *Shkuratov et al.*, 1999; *Morozhenko and Vidmachenko*, 2013) and the coherent-backscattering enhancement (e.g., *van Albada et al.*, 1990; *Mishchenko and Dlugach*, 1992; *Mishchenko*, 1992; *Mishchenko et al.*, 2009; *Muinonen et al.*, 2012). The former is related to the disappearance of mutual shadows among the regolith particles when zero degree is reached. The latter happens when the multiple scattered emerging ray coherently

interferes with the incidence ray from the source. Those mechanisms are intrinsically connected to regolith packing, size distribution, particle shape, inclusions and transparency in a complex relation that is still subject of on-going research (*Shkuratov et al.*, 2002; *Nelson et al.*, 2002; *Tupieva*, 2003; *Kaasalainen*, 2003). Other aspect is the macroscopic shadowing, a mechanism often significant when a surface is observed at phase angle larger than about 30 degrees and when illumination azimuth is higher. Generally, boulders, microcraters or micro-irregularities are evoked to explain the hindering of brightness due to the casting of large shadows (*Hapke*, 1984; *Goguen et al.*, 2010; *Shkuratov et al.*, 2012).

Previous studies on disk-resolved small Solar System bodies have basically relied on a class of models based on Radiative Transfer Equation (RTE) to retrieve semi-physical parameters related to those mechanisms. The Hapke (1981; 1993; 2002; 2008; 2012) models have been the most widespread among the treatment of spacecraft data of atmosphereless bodies of the Solar System. (433) Eros, orbited by NEAR Shoemaker (*Clark et al.*, 2002), Phobos and Deimos, visited by Viking Orbiter (*Thomas et al.*, 1996; *Simonelli et al.*, 1998) and (25143) Itokawa, orbited by Hayabusa (*Kitazato et al.*, 2008) and (4) Vesta, orbited by Dawn (*Li et al.*, 2013b), are examples of small bodies which had their global Hapke parameters obtained. However, only recently, efforts have been taken to derive a spatially resolved Hapke parameters out of disk-resolved data (*Spjuth et al.*, 2012; *Sato et al.*, 2014).

Moving further from the RTE models, there is a class of empirical models that decouples the reflectance dependence of phase angles, the phase function, from the gradient behavior due to local topography, called disk function (*Shkuratov et al.*, 2011). Generally, those models neglect or roughly describe the multiple-scattering and the macroscopic roughness, making their application restricted to dark smooth surfaces on limited phase angle coverage. A recent application of such models was undertaken by *Schröder et al.* (2013), where classical scattering laws as Lambert, Minnaert, Lommel-Seeliger and Akimov were used to photometrically correct images of (4) Vesta, and an empirical phase function was used to fit each single pixel on the illuminated surface.

The OSIRIS camera on-board Rosetta observed (21) Lutetia using 23 filters, however the solar phase angle coverage and number of images is not uniform for all filters. We therefore model the filters following two different approaches. First, for normalizing images of undersampled filters to a standard illumination condition, we tested five scattering laws to find the most suitable one for the photometric correction of topography, in same manner as *Schröder et al.* (2013). Since the phase dependence can vary throughout (21) Lutetia's surface, the individual fitting of Akimov phase function (*Shkuratov*, 1983) was obtained for each surface element of the shape model, called facet. The spectro-photometry of each facet is derived through the normalization to same a phase angle, allowing a spectral slope map to be obtained. On the second approach, for the filters NAC F82+F22 (649 nm), WAC F13 (375 nm) and WAC F17 (630 nm), where the phase angle coverage was more extensive, we undertake a photometric analysis with Hapke model ( *Helfenstein and Shepard*, 2011; *Hapke*, 2012) to determine photometric parameters at each facet and thus got their albedo, porosity, macroscopic roughness and opposition surge. Hence, we expect modeling the opposition effect at better precision and verify if the albedo variations at the Baetica regions are connected with different soil properties.

On the following sections, we describe the characteristics of data and shape model used on this article (Section 2.1), we specify how the emergence, incidence and azimuth angles were obtained through an image simulator (Section 2.2), we explain the photometric correction method (Section 3.1), we present the color and spectral slope maps obtained through the method (Section 3.2) and the locally-resolved Hapke parameters (Section 4).

Finally, we conclude and interpret results and their implication on the nature of Baetica albedo variations (Section 5 and 6).

## 2. OBSERVATIONS AND METHODS

**2.1. OSIRIS Images and Lutetia shape model.** Resolved images of (21) Lutetia started to be taken at 9:30 hours before the closest-approach (CA) at a distance of approximately 500.000 km, reaching some 20 pixels wide. The closest-approach happened at 3168.2 km with a velocity of 15 km/s. Several hours later, clear images of Baetica region were taken, at 46 minutes before the CA, on a pixel scale of 0.375 km/pixel and phase angle of 1.9 degrees. From this point, Baetica is on field-of-view until became a dim limb at 4 minutes after the CA at phase angle of 126 degrees. Table 1 presents the characteristics of the filters and images used in this work.

The OSIRIS obtained 462 images on 27 filter combinations. 234 images were taken with NAC, and 228 with WAC. All images used in this work have quality of level 3 on OSIRIS pipeline calibration, which means they were corrected to dark current, bias, coherent noise, geometry distortion and flat field. The images were calibrated to absolute radiance ( $W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ) and converted to radiance factor (I/F) by dividing them to the incoming solar irradiance given by  $F = S_o / \pi R^2$  at Lutetia heliocentric distance of  $R = 2.72$  UA and solar spectral irradiance  $S_o (W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1})$ , normalized at 1 AU). The solar spectral irradiance is set to the central wavelength of each filter combination.

The uncertainties of OSIRIS camera vary for each filter, mainly due to uncertainties related to the zero point flux. NAC F16 in the UV have errors about 4-6%, while NAC and WAC filters in the visible and NIR have just 2% of uncertainties in respect to the absolute flux. WAC F13, however, have estimated errors of about 8-10%. The internal coherence error for each image, i.e., how much noise is able to mischaracterize the image, are estimated to 1.5-2% (Magrin *et al.*, 2012; Tubiana *et al.*, 2015).

The shape model for (21) Lutetia was obtained through the stereo-photogrammetric analysis (Jorda *et al.*, 2011; Capanna *et al.*, 2012). The shape model has 3145728 facets and 1579014 vertices, comprising a file of 175 MB (Farnham, 2013). Each facet represent a surface element and have about 0.01  $km^2$ . Detailed shape models are essential to undertake a disk-resolved photometric correction.

**2.2. Retrieving the Photometric Angles.** The photometric angles are obtained through the OASIS simulator (Leyrat *et al.*, 2011, 2012; Spjuth *et al.*, 2012) developed by L. Jorda of the Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. The simulator allows us to recreate absolute flux images of a body on same observational conditions based on a given reflectance model. For irregular shapes, ray-tracing code reconstructs shadows over the surface according to incidence angle. The Figure 2.1 exemplifies the degree of reproduction of OASIS simulator when rendering a image using Lambert law.

The OASIS takes the following information as input:

- Schedule, *binning*, filter and image size.
- Rotational period and orientation of the rotational axis.
- Target and spacecraft trajectory.
- Spacecraft orientation and instrument placement.
- Spacecraft instrument setups as field-of-view, size, gain, coherent noise and pointing.

TABLE 1. Summary of the selected OSIRIS NAC and WAC images acquired during the Lutetia fly-by.

Filter	central wavelength (nm)	FWHM (nm)	Image range (2010-07-10 UT)	Phase range (°)	Number	Solar spectral irradiance $S_o$
NAC F82+F22	649.2	81.0/83.0	15.26.05.175	0.15	47	1.5650
			-	-		
NAC F83+F23	535.7	60.0/	15.50.39.219	144.15	5	1.9950
			14.45.05.650	3.08		
NAC F84+F24	480.7	72.0/73.0	15.43.27.562	61.0	11	2.0600
			14.44.58.330	2.95		
NAC F88+F28	743.7	61.0/62.0	15.43.19.535	59.03	7	1.2890
			15.15.28.228	3.51		
NAC F16	360.0	50.0	15.43.43.881	65.1	7	1.0305
			14.44.51.065	2.82		
NAC F41	882.1	65.0	15.43.11.261	57.07	7	0.9230
			14.45.50.902	3.93		
NAC F51	805.3	39.0	15.43.43.881	67.15	5	1.1180
			14.45.43.923	4.15		
NAC F61	931.9	40.0	15.48.45.539	128.65	5	0.8480
			14.45.58.036	4.01		
NAC F71	989.3	44.0	15.49.01.668	130.41	9	0.7363
			14.46.05.075	4.22		
WAC F13	375.6	9.0	15.44.00.348	69.36	30	1.1030
			15.15.20.596	0.15		
WAC F15	572.1	10.0	15.47.49.781	121.44	5	1.8280
			15.15.23.117	3.18		
WAC F16	590.7	3.0	15.43.39.468	63.95	5	1.8180
			15.15.25.358	3.22		
WAC F17	630.5	3.0	15.43.47.143	65.91	39	1.6300
			15.14.41.474	0.33		
WAC F18	612.6	9.0	15.54.40.168	149.61	5	1.7090
			15.15.28.330	3.26		
			15.43.55.127	68.0		

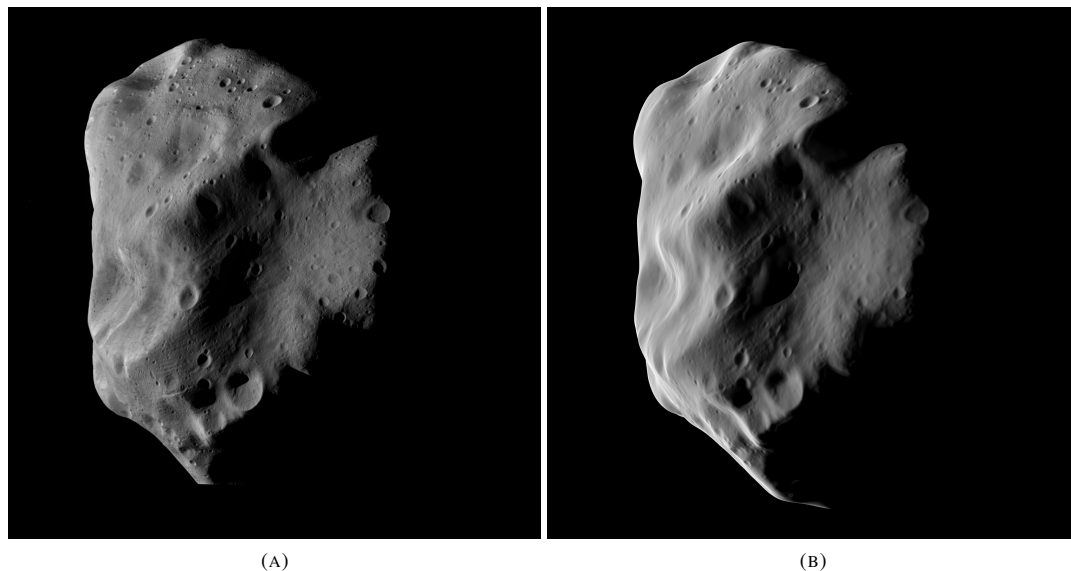


FIGURE 2.1. (a) Raw image at 15:45:09:210 UT. (b) Rendered image at same time instant by OASIS using Lambert law to recreate the surface reflectance.

- Target's shape model.

Then, it provides:

- A rendered image of the object on a specific distance and view;
- a table containing the relation of facets and incidence ( $i$ ), emergence ( $e$ ) and azimuth ( $\phi$ ) angles for the given orbital and rotational configuration;
- a table containing intersection of pixels and facets. The fraction of solid angle  $\Omega_j$  carried by the facet in one pixel or more is also given.

The trajectory and instrumental information for Rosetta and (21) Lutetia are available in the NAIF SPICE kernels<sup>1</sup>. SPICE kernels are continuously updated on the most accurate position and pointing of the spacecraft as the mission unveils. However, the camera off-set has not been incorporated into instrument pointing, causing shift between real and rendered images, not allowing a perfect link of facets, measured radiance factor and photometric angles. This complication is solved through semi-automatic corregistration, to achieve a sub-pixel overlap in the studied region. An algorithm was written in Python 2.7.5, using the scikit-image package<sup>2</sup>, for such kind of procedure. The user must define at least four control points on exactly same features observed at the real and rendered images, these points are then used to calculate a correspondence matrix used in an affine transformation that shift, rotate and scale the real image to the rendered image. We observe a degraded matching of the pixels in the border, therefore all facets in the limb ( $i > 80^\circ$  and  $e > 80^\circ$ ) are removed of the analysis.

<sup>1</sup><http://www.cosmos.esa.int/web/spice/spice-for-rosetta>

<sup>2</sup><http://scikit-image.org/>



Thereafter, the OASIS simulator table containing intersection of pixels and facets allows the calculation of radiance factor for each observed facet in the asteroid surface. Those values are then computed through the relation:

$$(2.1) \quad (I/F)_k = \sum_j^n (I/F)_j \frac{\Omega_j}{\Omega_k}$$

where the radiance factor of a given facet  $(I/F)_k$  is given by the sum of all intersected pixels  $j$  weighted by the ratio of the partial solid angle  $\Omega_j$  over the total solid angle  $\Omega_k$  of the facet. Thereby, we end with a full catalog of photometric angles and radiance factors for each facet.

The resolved phase curve of Lutetia acquired with the NAC F82+F22 is reported in the Figure 2.2a. Most of the data have been acquired at relatively small phase angles, thus we have a good sampling of the opposition surge. If we fit a straight line for the radiance factor of facets observed with phase angle larger than  $20^\circ$ , we measure a increase of the radiance factor of 0.11 due to the non-linear enhancement, which is  $\sim 50\%$  of the albedo at zero phase angle ( $0.19 \pm 0.02$ , the geometric albedo according to *Sierks et al.*, 2011). The spread of points is due to geometric condition only, the so-called disk profile (*Shkuratov et al.*, 2011), where facets close to limb are obscured in the extreme values of incidence and emergence angles. On Figure 2.2b, we observe a concentration of radiance factor along diagonal that results from the specular behavior of the opposition effect, and outside of it, the diffusive scattering component. Figures 2.2cd shows that most of Etruria and Baetica areas satisfy the minimum phase angle coverage required to limit the degeneracy among all Hapke parameters ( $> 50^\circ$ , *Fernando et al.*, 2015). Hapke model analysis is reported in the section 5.

### 3. SPECTRAL SLOPE

**3.1. Photometric Correction.** For the photometric correction, we relied on models where the explicit dependence of phase angles is decoupled from topographic behavior. Generally, the reliance of this type of modeling is constrained up to phase angle of  $\sim 70^\circ$ . We are aware that resolution per pixel widely varies across the image, and therefore also varies the quality and the amount of variegation we might detect in respect to phase angle.

Radiance factor or apparent albedo is the bi-directional reflectance  $r$  depending at arbitrary illumination conditions:

$$(3.1) \quad I/F = A_p(i, e, \alpha, \lambda) = \pi \cdot r_{(i, e, \alpha, \lambda)}$$

Then, radiance factor can be separated in two components, the equigonal albedo and the disk brightness contribution:

$$(3.2) \quad I/F = A_{eq}(\alpha, \lambda) \cdot D(i, e, \varphi, \bar{\alpha}, \lambda)$$

The equigonal albedo  $A_{eq}$  describes the solar phase angle dependence only, or so-called phase curve.  $D(i, e, \varphi, \alpha, \lambda)$  describes brightness distribution over the disk of the resolved object relative to the mirror point fixed at  $\alpha$ , and it is known as disk function. The disk functions we have implemented are Lambert law, Lommel-Seeliger law (*Fairbairn*, 2005), Minnaert law (*Minnaert*, 1941), McEwen or Lunar-Lambertian function (*McEwen*, 1991)

TABLE 2. Disk functions

Function	Description	Coefficient meaning
$D_{LS} = 2 \frac{\cos(i)}{\cos(i) + \cos(e)}$	Lommel-Seeliger law.	-
$D_L = \cos(i)$	Lambert law.	-
$D_{LL} = 2c \frac{\cos(i)}{\cos(i) + \cos(e)} + (1 - c) \cos(i)$	Lunar-Lambertian (McEwen) law.	L-S to Lambert ratio.
$D_M = \cos(i)^k \cos(e)^{k-1}$	Minnaert law.	Diversions from Lambert law.
$D_{ON}^\dagger$	Oren-Nayar model.	Average spike slope.

<sup>†</sup>The expression is cumbersome to be written here. We invite readers to check Oren & Nayar(1993).

and Oren-Nayar function (Oren & Nayar 1993) (Table 2). This component is related to limb darkening, topography and also the global surface scattering properties. Further mathematical and qualitative description of photometric definitions was recently reviewed by *Shkuratov et al.* (2011). In what follows, the equigonal albedo is also decomposed in two terms:

$$(3.3) \quad A_{eq}(\alpha, \lambda) = A_0(\lambda) f(\alpha)$$

where the Normal Albedo  $A_0$  is the equigonal albedo at  $\alpha = 0$  and  $f(\alpha)$  is the phase function normalized to unity at  $\alpha = 0$ . Retrieving normal albedo is the main goal for characterizing real albedo or color variations over the object landscape. The phase function as proposed by Akimov (*Shkuratov*, 1983; *Shkuratov et al.*, 1999) was derived to be applied to a random rough surface area covered by semi-translucent particles:

$$(3.4) \quad f(\alpha) = \frac{e^{-\mu_1 \alpha} + m e^{-\mu_2 \alpha}}{1 + m}$$

where  $m$  is the amplitude of the SHOE,  $\mu_1$  and  $\mu_2$  are related to width of the SHOE and surface roughness, respectively.

The methodology involved two steps: the disk correction and the facet-by-facet phase curve fitting. First, we took images of phase angle  $< 90^\circ$  and the data was binned into a  $40 \times 40 \times 40$  cell grid (about  $2^\circ \times 2^\circ \times (0.1^\circ - 2^\circ)$  step) of the  $i$ ,  $e$  and  $\phi$  angles. The radiance factor was averaged for each cell. This was done to soft the aspect of any albedo variation and bad pixel/facet effect on the disk correction. Then, through the Levenberg-Marquardt minimization<sup>3</sup> (*Levenberg*, 1944; *More*, 1978) of the unweighted RMS between measured I/F and equation 3.2, we obtain the  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$  and a disk coefficient for each image. On the next step, we divide the disk function to all measured I/F for each image and each facet. On these values, we fit each facet using again the Levenberg-Marquardt minimization to obtain the  $A_0(\lambda)$  and the four parameters of Akimov phase function. We obtain a table contain Normal Albedo and Akimov parameters for each facet and the disk coefficient for each image. The operation is reported for all filters in Table 1. The table of Akimov parameters and Normal Albedos can be replaced in equation 3.3 and 3.4 to reconstruct the Equigonal Albedo for any phase angle.

### 3.2. Projected map.

<sup>3</sup><http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.leastsq.html>

TABLE 3. Global Akimov phase parameters.

Filter	$A_0$	$m$	$\mu_1$	$\mu_2$
<b>NAC F82+F22</b>	<b>0.195</b>	<b>1.32</b>	<b>8.55</b>	<b>0.678</b>
NAC F83+F23	0.179	2.02	-	0.861
NAC F84+F24	0.176	2.43	-	0.925
NAC F88+F28	0.181	2.76	-	0.857
NAC F16	0.165	2.28	-	0.902
NAC F41	0.187	2.39	-	0.783
NAC F51	0.180	2.86	-	0.849
NAC F61	0.200	1.39	-	0.365
NAC F71	0.203	2.09	-	0.716
<b>WAC F13</b>	<b>0.187</b>	<b>1.62</b>	-	<b>0.791</b>
WAC F15	0.175	2.70	-	0.871
WAC F16	0.177	2.40	-	0.880
<b>WAC F17</b>	<b>0.190</b>	<b>1.69</b>	-	<b>0.768</b>
WAC F18	0.174	2.66	-	0.828

The disk functions (Table 2) were tested on the NAC F82+F22 images to select the most suitable disk function for describing the photometric profile of Lutetia. As reported in 3.1, the Lunar-Lambertian and Minnaert laws have the smallest residues. Both laws have a hybrid behavior, predicting a uniform disk brightness at zero phase angle and have the Lambert law as limit case ( $c = k = 1$ ). On Figure 3.2, we present the dependence of the disk coefficients of each law as function of phase angle. All coefficients show how the surface becomes more lambertian as the phase angle increases, same behavior observed on the Moon (*McEwen, 1996*), Vesta (*Schröder et al., 2013*) and Tempel 1 (*Li et al., 2013a*). Lutetia presents a steep Minnaert coefficient slope of  $0.005/deg$ , similar to Vesta, while dark objects like Tempel 1 present a slope of  $0.002/deg$ . Moreover, Lutetia also converges to same Minnaert coefficient as the Moon, Vesta and Temple 1, at  $0.5505 \pm 0.01$ . We find similar behavior for Lunar-Lambertian law. Such behavior is interpreted as weak limb darkening at opposition evolving to a bright limb trend, solely dominated by single scattering. Therefore, we decided to relay on the Minnaert law for the photometric correction of the images of the remaining filters.

The  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$  for each image and the phase curves for each filter are illustrated at Figure 3.3. The Akimov phase parameters are presented in Table 3. Aside NAC F82+22, WAC F13 and WAC F17, the other filters miss data to phase angle under  $3^\circ$  and over  $60^\circ$ , and have quite sparse points, therefore, we have fixed the parameter  $\mu_1$  and hence  $A_0(\lambda)$  becomes better constrained. All filters have most of their images around phase angles of  $5^\circ$  and  $20^\circ$ , thus we are able to obtain a better phase curve fitting on these points. Therefore, we calculated the  $A_{eq}(5, \lambda)$  and  $A_{eq}(20, \lambda)$  for each filter and constructed a disk-resolved projected map of spectral slope for Baetica region (Figure 3.4). A linear equation was fit to each pixel and its angular coefficient computed. Based on the internal coherence error and an uncertainty on the  $i$ ,  $e$  and  $\phi$  angles of 0.1 degrees, we estimate a propagated error to  $A_{eq}$  of , at most, 4%. This value is consistent with the variations among neighbouring pixels and previous estimations with OASIS simulator (5%, *Spjuth et al., 2012*).

We do not observe any major change on the spectro-morphology of the region at two different phase angle nor significant phase reddening ( $20 \pm 21\% \cdot \text{microns}^{-1} \text{deg}^{-1}$ ). Nonetheless, we identify a dichotomy between Gallicum and Danuvius-Sarnus-Corbuda Labes. Gallicum and its upper borders present a spectra about 35-60% (3.9 – 4.8 %/microns) redder than average of  $2.9 \pm 0.4$  %/microns at phase angle of  $20^\circ$ , while Danuvius and Corbuda present a neutral spectrum of slope of about 15-35% (1.8 – 2.5 %/microns) bluer than average. The Gallicum-Danuvius slope ratio remains similar for the  $A_{eq}(5, \lambda)$ -map ( $A_{eq}(5, \lambda) = 3.5 \pm 0.55$  %/microns). Gallicum Labes is covered by a redder and brighter material that extends out of NPCC into the borders of Baetica and Achaia regions. Danuvius and Sarnus Labes, on the other hand, are darker and bluer and are confined inside NPCC.

Furthermore, we clearly see a small bluer spot amid Gallicum Labes connected to the small and smooth landslide we observe in the area (Structure L, details at *Thomas et al.*, 2012). The landslide present the same morphological characteristics of Danuvius Labes. Gallicum and Danuvius-Sarnus Labes are landslides of very different morphological and photometric characteristics that may have been produced at different temporal events.

#### 4. HAPKE-PARAMETERS RESOLVED MAP

**4.1. Hapke Model.** The Hapke model applied in this work is the latest version by Hapke (2008; 2012). We included some proposed corrections (Helfenstein & Shepard, 2011) and criticisms (*Shkuratov et al.*, 2012) in respect to the treatment of the CBOE. The model attempts to analytically describe many regimes on the photometric curve of a particulate media based on the most recent theoretical and laboratory results. The model expression for the bi-directional reflectance is:

$$r(\mu_0, \mu, \alpha) = K \frac{w}{4\pi} \left( \frac{\mu_{0e}}{\mu_e + \mu_{0e}} \right) [(1 + B_{SH}(\alpha))P(\alpha) + (1 + B_{CB}(\mu_0, \mu, \alpha))(H(\mu_0/K, w)H(\mu/K, w) - 1)]S(\mu_0, \mu, \alpha) \quad (4.1)$$

$\mu_{0e}$  and  $\mu_e$  are the effectives cosine of incidence and emission angle, involving the topographic correction of the facet. All Hapke free parameters are described in the Table 4. As follows, we summarize the mathematical framework for all function in expression 4.1:

$P(\alpha)$  The single-particle phase function is modeled by the Henyey-Greenstein (H-G) functions (*Hapke*, 2002). The functions are single-term or double-term, depending on the kind of grain is being represented. For double-term function, the asymmetric factor is given as  $g_{sca} = -b \cdot c$ .

$B_{SH}(\alpha, B_{s0}, h_s)$  The SHOE function (Section 8, Hapke, 1993). The half-width at half-maximum (HWHM) of the SHOE is given by  $\Delta\alpha_{SHOE} = 2h_s$ . On our formalism, we explicitly take  $B_{s0} \propto \frac{S(0)}{wP(0)}$ , as function of the specular component  $S(0)$  (Hapke, 1993). Therefore  $B_{s0} = nS(0)$ , where  $n$  is a unknown proportional component. We observe that normalizing  $B_{s0}$  give more realistic values, i.e., under unity.

$B_{CB}(\mu_0, \mu, \alpha, B_{c0}, h_c)$  The original CBOE function by *Akkermans et al.* (1988) (equation 18, *Shkuratov et al.*, 2012). The HWHM of the CBOE is given by  $\Delta\alpha_{CBOE} =$

TABLE 4. Hapke Parameters

parameter	Description	Boundaries
$w$	Particle Single-Scattering Albedo (SSA).	{0.05, 0.5}
$b$	Coefficients of bi-lobe Heyney-Greenstein function. $b$ models the wideness of the back and forward lobes. $c$ represents the partitioned contribution of each. Both coefficients are correlated by $c = 3.29 \exp(-17.4b^2) - 0.908$ (Hapke, 2012).	{0.1, 0.9}
$g_{sca}$	Asymmetric factor. Coefficient of the mono-lobe Heyney-Greenstein function. The average cosine of emergence angle of the particle phase function.	{-0.9, 0.9}
$K$	Porosity factor $K = \ln(1 - 1.209\phi^{2/3})/1.209\phi^{2/3}$ , $\phi$ is the filling factor. Hapke (2008) model addition corresponding the porosity role in the regolith scattering.	{1.0, 1.6}
$B_{s0}, h_s$	Amplitude and angular width of the SHOE. $h_s$ correlates with surface roughness and porosity. $B_{s0}$ is a function of the specular component of the particle scattering function.	{0.0, 1.0}, {0.0, 0.52}
$B_{c0}, h_c$	Amplitude and angular width of the CBOE. $h_c = \frac{\lambda}{2\pi l}$ , thus $h_c$ is inversely proportional to the mean photon path $l$ . $B_{c0}$ is somehow connect to the particle scattering matrix.	{0.0, 0.6}, {0.0, 0.2}
$\bar{\theta}$	Average macroscopic roughness slope of sub-pixel scale.	{1°, 60°}

$0.36h_c$ . The CBOE mechanism arises from the multiple-scattering, thus we incorporated the proposition of Helfenstein & Shepard (2011) to make this function multiplying only the multiple-scattering term in equation 4.1.

$H(x, w)$  The second-order approximate Ambartsumian-Chandrasekhar function describes the multiple-scattering contribution (equation 13, Hapke, 2002).

$S(\mu_0, \mu, \alpha)$  The shadowing function and describes the hindering of brightness due to shadows produced by random irregularities on the medium. The formulation is long, thus we invite the readers to consult it in Hapke (1981; 1993).

**4.2. Fitting procedure.** The Hapke modeling involved independently fitting each facet with the L-BFGS-B algorithm (Broyden, 1970; Zhu *et al.*, 1997) available through the Scipy package (Van Der Walt *et al.*, 2011). The L-BFGS-B is a minimization method that allows setting boundaries to the variables and uses up to the second derivative to converge to the closest minima. Table 4 also shows the boundaries used for the minimization. First, a global modeling is undertaken to the binned data (section 3), as the same fashion applied in Fornasier *et al.* (2015). The global Hapke parameters is used as initial input for each facet. Then, we fit the facets through computational multiprocessing and we divide them into three groups, for speeding up computation purposes:

- Those observed on the opposition regime (phase angle  $< 7^\circ$ ) and with incidence angles higher enough to cast large shadow at neighboring particles ( $i > 30^\circ$ ). For those, we fit the opposition effect mechanisms ( $B_{SH}$  and  $B_{CB}$ ) and the shadowing function  $S(\mu_0, \mu, \alpha)$ . Free parameters are  $w$ ,  $b$  or  $g_{sca}$ ,  $B_{s0}$ ,  $h_s$ ,  $B_{c0}$ ,  $h_c$  and  $\bar{\theta}$ .
- Those observed on the opposition regime, but with incidence angles unable to cast large shadows ( $i < 30^\circ$ ). The  $S(\mu_0, \mu, \alpha)$  does not diverge from unity in this

TABLE 5. Hapke average parameters for three tests on Baetica and Etruria regions at NAC F82+22 (649.5 nm). A global Hapke (1993) test is present for comparison with the values given by the updated model.

	H1	H2	H3	Hapke (1993)
CBOE	Yes	Yes	No	No
HG	bi-lobe	single-lobe	single-lobe	single-lobe
$A_0$	$0.204 \pm 0.005$	$0.205 \pm 0.005$	$0.186 \pm 0.005$	$0.196 \pm 0.005$
$w$	$0.241 \pm 0.02$	$0.181 \pm 0.001$	$0.182 \pm 0.002$	$0.238 \pm 0.002$
$g_{sca}$	$-0.276 \pm 0.006$	$-0.342 \pm 0.003$	$-0.343 \pm 0.006$	$-0.271 \pm 0.001$
$b, c$	$-0.191 \pm 0.003, 1.45 \pm 0.02$	-	-	-
$B_{s0}$	$0.872 \pm 0.02$	$0.824 \pm 0.002$	$0.829 \pm 0.0025$	$1.69 \pm 0.006$
$h_s$	$0.086 \pm 0.004$	$0.040 \pm 0.0007$	$0.039 \pm 0.00065$	$0.047 \pm 0.0002$
$B_{c0}$	$0.396 \pm 0.002$	$0.072 \pm 0.033$	-	-
$h_c$	$0.038 \pm 0.003$	$0.060 \pm 0.039$	-	-
$\bar{\theta}$	$13.5^\circ \pm 4.6^\circ$	$11.45^\circ \pm 3^\circ$	$11.45^\circ \pm 1^\circ$	$29.2 \pm 1^\circ$
$1 - \phi$	$0.788 \pm 0.003$	$0.85 \pm 0.002$	$0.86 \pm 0.002$	-
<i>RMS</i>				0.0346

condition. Then, only the  $B_{SH}$  and  $B_{CB}$  are fit. *Free parameters are  $w$ ,  $b$  or  $g_{sca}$ ,  $B_{s0}$ ,  $h_s$ ,  $B_{c0}$  and  $h_c$ .*

- Those not observed at the opposition regime. We fit only  $S(\mu_0, \mu, \alpha)$ . *Free parameters are  $w$ ,  $\bar{\theta}$ ,  $b$  or  $g_{sca}$ .*

Due to the highly coupled nature of the Hapke parameters (*Bowell et al., 1989*), we avoided estimating errors for each parameters separately. When the associated errors to the measurements are small, such as the case for OSIRIS data, the main causes of parametric uncertainties are the undersampling of some regimes in the phase curve and the entangling itself. Therefore, we took the average I/F,  $i$ ,  $e$  and  $\alpha$  angles for each image to simulate the average conditions of a fitting facet. Then, we monitored the convergence of the error-weighted RMS, first derivative and parameters, using the same initial input. After a specific turning point, where the first derivative becomes the smallest and the minimization procedure scans the minima, we retrieve all the associated Hapke parameters and calculated their standard deviation in respect to the final solution.

In the next step, we performed three independent tests with intent to verify the most suitable particle phase function and the role of CBOE. The tests are:

- H1 Hapke model with CBOE and bi-lobe H-G function.
- H2 Hapke model with CBOE and single-lobe H-G function.
- H3 Hapke model without CBOE and with single-lobe H-G function.

The CBOE and SHOE functions have similar behavior, both represent a small peak close to small phase angles. Generally, the CBOE can be solely confirm at the observation of a sharp negative branch at small phase angles (*Shkuratov et al., 2002*) in the polarimetric curves or the measurement of dependence of HWHM with the wavelength (*Akkermans et al., 1988*). To test that, a initial input for  $B_{c0}$  and  $h_c$  are set both to 0.05 ( $\Delta\alpha_{CBOE} = 1^\circ$ ). We expect no large divergence from initial condition unless there is any odd opposition peak not possibly fit solely by the SHOE function. The Table 5 presents the global solutions for each test. At first, we observed how oddly the  $B_{c0}$  behaves, reaching almost 0.40 at H1

and barely diverging at H2.  $h_c$ , otherwise, varies 63%. Since the multiple-scattering term, for  $w = 0.2$  and  $K = 1.2$ , contributes for just about 15% in the opposition, the factor of 50% to which the  $B_{c0}$  modifies the multiple-scattering contribution may not be significant in respect to the other effects, causing the indeterminacy of the parameter.

Although, the addition  $B_{CB}(\mu_0, \mu, \alpha, B_{c0}, h_c)$  of improves the estimation of the geometric albedo, rising the value to 9% when comparing H2 to H3, placing it closer to the thermal geometric albedo (*O'Rourke et al.*, 2012). Inspecting at the residue across the images at Figure 4.1, however, we observe no large variations at smaller phase angles. H2 and H3 delivers almost the same percent of residue across the images, and it is overall better than H1. Therefore, the  $B_{SH}$  function describes well the opposition effect without any necessary addition of another function. Therefore, aside the geometric albedo, without any noticeable improvement in the residue comparing H3 over H2, CBOE may still considered ambiguous under Lutetia opposition effect at NAC F82+22. Nonetheless, we still choose H2 to represent the Hapke parameters maps produced in the following subsection. The CBOE parameters may still help interpreting the regolith properties.

#### 4.3. Analysis for the NAC F82+22 filter.

The projected Hapke parameters, normal albedo and normalized RMS into NAC\_2010-07-10T15.40.39.231Z\_ID30\_1251276000\_F82 image are shown in the Figure 4.2. Some limb, border and crater effects should be ignored due to the method failing to describe extreme illumination and multiple-scattering on strong convex topographies. We observe that differences among Sarnus, Gallicum and Danuvius walls are the strongest features in the Baetica region. The average normal albedo of Sarnus and Gallicum are about 8% higher than the global average of the region. Danuvius and Corduba, on the other side, have a normal albedo of about 2-3% smaller. The differences are also reproduced on the Hapke parameters, where the three regions have their own particular behavior.

Gallicum Labes, the brighter and rougher NPCC talus on the raw images (*Thomas et al.*, 2012), is observed on low incidence angle condition, out of the Hapke shadowing function  $S$  regime. Its parameters present a broader CBOE and a sharper SHOE, a 33%-higher SSA and a  $B_{s0}$  value closer to average and Danuvius ( $\bar{B}_{s0} = 0.81 \pm 0.03$ ), which can be interpreted as presence of less opaque, smoother and fine-grained regolith, corresponding to a increase in the internal multiple scattering. This kind of regolith distribution could be related to background soil properties, awhile large settled boulders have insignificant photometric contribution in the scattering. On the spatial distribution of the parameters and on the normal albedo map, we can observe a alignment of bright stripped material coming down from Hispalis to Gallicum and Sarnus, likely related to material once in the bottom of NPCC.

Measured on incidence angles of about  $70^\circ$ , allowing us to estimate  $\bar{\theta}$ , the Sarnus Labes has also a different behavior from Gallicum and Danuvius. It presents a broad CBOE and SHOE, high  $B_{c0}$  and  $B_{s0}$  amplitudes, 11%-darker single-scattering albedo and 8%-higher normal albedo indicates a intermediary regolith where fine-grained particles co-exist with other large opaque particles. Visually, Sarnus is quite similar to Gallicum, which might denote that a broad SHOE could be an effect of the intermediary incidence angle, that turns internal shadows more expressive on this lightning condition. The  $\bar{\theta} \approx 12^\circ$ , nonetheless, is close to the average of Baetica region, which does not present any wide variation.

TABLE 6. Hapke parameters of WAC F13 (375.6 nm) and WAC F17 (630 nm) for Baetica and Etruria region. H2 test applied to both filters.

WAC	F13	F17
CBOE	Yes	Yes
HG	single-lobe	single-lobe
$A_0$	$0.184 \pm 0.02$	$0.194 \pm 0.01$
$w$	$0.165 \pm 0.008$	$0.179 \pm 0.008$
$g_{sca}$	$-0.346 \pm 0.026$	$-0.349 \pm 0.025$
$b,c$	-	-
$Bs_0$	$0.765 \pm 0.015$	$0.788 \pm 0.013$
$h_s$	$0.034 \pm 0.002$	$0.035 \pm 0.0013$
$Bc_0$	$0.0645 \pm 0.003$	$0.062 \pm 0.017$
$h_c$	$0.055 \pm 0.014$	$0.057 \pm 0.07$
$\bar{\theta}$	$16.9^\circ \pm 5^\circ$	$14.04^\circ \pm 5^\circ$
$1 - \phi$	$0.864 \pm 0.005$	$0.863 \pm 0.005$

Danuvius Labes and Corduba are observed at intermediary incidence angles of  $45^\circ$ . Morphologically, Danuvius is smoother, absent of larger boulder and presents a wavy-pattern. The wall seems a slightly darker normal albedo crossed by a 3%-brighter strip. This strip is probably connected to the Acci crater and it is also reproduced in the SSA and CBOE parameter maps. The most discrepant parameter in the area is the  $g_{sca}$ , which is 11% smaller than average.

Globally for Baetica and part of Etruria, the SHOE mechanism seems completely prevalent on the North pole. The single-scattering albedo is close to the normal albedo, resulting of just about 15% of contribution by incoherent multiple-scattering in the opposition. The  $\bar{\theta}$  is low. The  $g_{sca}$  value represent back-scatter grains, corresponding to rough-surfaced grains (McGuire & Hapke, 1995) or a regolith with significant inter-grain porosity (Shepard and Helfenstein, 2011). Therefore, we can state that Lutetia is largely composed of irregular, opaque and larger-than-wavelength grains under a smooth and porous superficial distribution.

We complement that Etruria region, despite being out of the scope of our work, is partially modeled and presents a interesting bright strip across this region (Structure J). The bright structure starts out of a crater and landslides into a bigger depression. The structure J is discernible in the Normal Albedo,  $w$ ,  $Bc_0$ ,  $h_c$  and porosity maps. It is possibly the ejecta material of a recent crater, which have not yet suffered a spectral attenuation due to space weathering. The material shows similar characteristics to Gallicum Labes and surroundings, but much less brighter.

#### 4.4. Analysis for the WAC F13 and WAC F17 filters.

Lutetia was observed with WAC F13 (375 nm) and WAC F17 (630 nm) 30 and 39 times, respectively (Table 1). The images were obtained mainly during the CA, close to the opposition. The oversampling in this regime allows us a good estimation the Normal Albedo and the opposition parameters. Therefore, we applied the same Hapke analysis undertaken to NAC F82+22, using the conditions of test H2. The Table 6 presents the average Hapke parameters. The Hapke parameter maps are similar to NAC F82+F22. We



find a significant spectral variation of the single-scattering albedo and the Normal Albedo (Figure 4.3). We fit a line for each corresponding pixel in the two filters plus the NAC F82+F22, in the same manner of section 3.2. The  $w$ -slope map have an average of  $6 \pm 2.5$  %/microns and the  $A_0$ -slope map have also an similar average of  $5.8 \pm 0.2$  %/microns.

The  $A_0$  spectral slope projection shows the spectral dichotomy of the Gallicum-Danuvius landslides, as stated previously. We measure a phase reddening of about 100% when compared to the  $\bar{A}_{eq}(20, \lambda)$ -map. However, we are dealing with just 3 filters instead of the 14 used in the  $\bar{A}_{eq}(5, \lambda)$  and  $\bar{A}_{eq}(20, \lambda)$  maps. If we consider just the same 3 filters in the  $\bar{A}_{eq}(20, \lambda)$ -map, the average is decreased to  $2.1 \pm 0.06$  %/microns, which would still represent a quite high phase reddening. Even if we are underestimating the uncertainties, we may interpret a certain amount of increase of reddening as a increase of multiple scattering, which would also implicate on some role of the CBOE in the opposition effect.

The  $w$ -slope map shows some distortion due to the border and small craters, but Sarnus Labes bears a redder slope of about 25% than average. The  $w$  and  $A_0$  spectral slopes seems decoupled, which means that not all spectral wavelength dependence observe in the region is due to single-scattering. Therefore, we expect to observe the dependence of  $h_c$  with the wavelength, which it is considered an evidence in favor of the presence of CBOE. However, the slope of wavelength of  $h_c$  carries a large degree of uncertainties ( $16 \pm 13$  %/microns) and most of the spectro-morphological variations are confined up to 5.6 %/microns.

## 5. DISCUSSION

*The presence of CBOE.* Our results are, in respect to the presence of the CBOE, ambiguous. The Hapke CBOE parameters do not improve the fitting and the SHOE only is enough to fit the opposition surge. However, we find a high phase reddening in the  $A_0$  spectral slope map. *Belskaya et al.* (2010) work on polarimetry of Lutetia was also inconclusive in respect to the existence of coherent-backscattering mechanism. Belskaya et al. showed that Lutetia presents one of broadest negative polarization branch, only (234) Barbara and other four asteroids have wider negative polarization than Lutetia. When comparing Lutetia polarimetric curve with laboratory powder of meteorites, only the carbonaceous chondrites, specially the CV3, show similar minimum of negative branch and inversion angle. Multiple hypothesis have been evoked to explain this phenomena (*Shkuratov et al.*, 1994, for a review), but the shadow-hiding and coherent-backscattering seems to prevail as the main mechanisms (*Shkuratov et al.* 2002). The connection with such dark meteoritic composition should rule out the contribution of CBOE, since the mechanism is also connect to grain shape and size. *Shkuratov et al.* (2002) states that scattering of higher orders still significantly contribute to negative polarization, even for very dark surfaces. Therefore, the wide negative branch of Lutetia may still be a product of both mechanisms.

*Comparison with laboratory measurement and Global regolith properties.* The precise estimation of Hapke parameters of (21) Lutetia allow us compare it to laboratory samples where their Hapke parameter have been determined. Shepard & Helfenstein (2007) and Helfenstein & Shepard (2011) have tested Hapke model to particulated media of several different characteristics: compression, grain size, roughness, shape and composition. In both paper the authors have accounted for the CBOE, but only in Helfenstein & Shepard (2011) used the same Hapke formalism and accounted for the porosity correction. *Beck et al.* (2012) have applied the *Hapke* (1993) model for reflectance phase curve of 8 meteoritic samples. The authors did not include the opposition effect mechanisms, which

allows comparisons with just three parameters:  $w$ ,  $g_{sca}$  and  $\bar{\theta}$ . Therefore, while we do not state that any of the samples are, in fact, what Lutetia is composed of, we expect they give us some analog information about the major characteristics of the regolith covering Lutetia in the Baetica region.

None of the laboratory samples of the cited works have matching Hapke parameters we have derived for Baetica. The meteoritic samples were compared to our Hapke (1993) parameters, and likewise, none of them match neither. However, only Cobalt Oxide measured at 700 nm (CO 700) and Red Iron Oxide measured at 550 nm (FE 550) are the particulated media with most similar  $w$ ,  $h_s$ ,  $B_{s0}$ ,  $\bar{\theta}$  and porosity (their parameters are produced in Table 7).

The CO 700 is described as a dark, flat spectrum and dense powder of  $\sim 20 \mu m$  spheroidal grains. Its SSA,  $h_s$  and porosity encloses well Lutetia parameters, considering the errors.  $\bar{\theta}$  is defined as  $16^\circ$  in Shepard & Helfenstein (2007) against  $0^\circ$  in Helfenstein & Shepard (2011). The farther is closer to Lutetia's. On the high-resolution optical images, CO presents some roughness and large grains on its surface, thus  $\bar{\theta} = 0^\circ$  is probably incorrect. On the scanning electron microscope (SEM) images, the grain are indeed more ellipsoidal and of sharp cut shape.

FE 550 is composed of primarily red-spectrum hematite and it is described as composed of shape-complex grains of around 4 – 10 microns in size. Its SSA,  $h_s$ ,  $B_{s0}$  and  $b$  are the closest Hapke parameters to Lutetia's. The  $\bar{\theta}$  is almost the double, but is encompassed by the average value found on asteroids (Table 7). The high-resolution optical images show an very rough surface, populated by large grains and micro shadows. The SEM images present intersected grains of extreme irregular shape.

However, CO 700 show no similar CBOE parameters. The test presents too high  $h_c$  of corresponding HWHM of  $27.5^\circ$ , such large value probably interferes on the estimation of the particle phase function parameters. FE 550, on the other hand, is ambiguous about the CBOE, the RMS is relatively independent of the presence of the mechanism.

#### *Comparison with other small solar system bodies.*

We compiled in the Table 7 the global Hapke parameters of Small Solar System Bodies modeled after disk-resolved data. To be able of comparing the global Hapke parameters of Lutetia with other bodies, we also fit the Hapke (1993) model into data (Table 5). Lutetia shares similar  $w$ ,  $g_{sca}$ ,  $A_0$  and  $B_{s0}$  with (243) Ida, a S-type asteroid of 31.4 km diameter.  $\bar{\theta}$  and  $A_0$  are also close to (941) Gaspra and (433) Eros, both main-belt asteroids of S group. The resemblance of Lutetia phase curve to S-type asteroids has been previously pointed out by Masoumzadeh *et al.* (2015), which we also find similar Hapke (1993) parameters. However, we must emphasize we do not state that Lutetia compositionally match to S-type asteroids. The parameters may only indicate that those asteroid share near regolith properties, like grain size distribution, compression and roughness.

Most of the bodies seems to have  $B_{s0} > 1$ , which has been interpreted as necessity to included the CBOE mechanism. None of them present a completely matching opposition effect characteristics ( $B_{s0}$  and  $h_s$ ). The  $B_{s0}$  of Lutetia is the second higher after (243) Mathilde among the Main-belt asteroids.

One of few bodies that allows further comparison to our update Hapke parameters is (2867) Steins. (2867) Steins is an E-type, a type of asteroid that generally presents a strong opposition effect (Belskaya *et al.*, 2003). This body was one of the Rosetta asteroid targets and was observed with the OSIRIS camera in similar conditions to (21) Lutetia, having a

Lutetia, Baetica	-	0.181	-0.343	11.45	0.824	0.04	0.072	0.06	85	0.205	650	this work (Hapke, 1993)
Lutetia	M/C	0.238	-0.271	29	1.69	0.047	-	-	-	0.196	650	this work (Hapke, 1993)
Lutetia	M/C	0.22	-0.28	28	1.78	0.05	-	-	-	-	650	Masoumzadeh et al. (2015)
Cobalt Oxide sample	sample	0.186	-0.33	0/16	1.00	0.08	0.681	0.7	83	-	700	Helfenstein & Shepard (2011)
Iron Oxide sample	sample	0.17	-0.09	22	(1.00)	0.07	-	-	-	-	550	Shepard & Helfenstein (2007)
(1) Ceres	G	0.07	-0.4	44	1.58	0.06	-	-	-	0.088	555	Li et al. (2006)
(4) Vesta	V	0.51	-0.24	18	1.7	0.07	-	-	-	0.42	554	Li et al. (2013b)
(243) Ida	S	0.22	-0.33	18	1.53	0.02	-	-	-	0.21	560	Helfenstein et al. (1996)
(253) Mathilde	C	0.035	-0.25	19	3.18	0.074	-	-	-	0.041	700	Clark et al. (1999)
(433) Eros	S	0.33	-0.25	28	1.4	0.01	-	-	-	0.23	550	Li et al. (2004)
(941) Gaspra	S	0.36	-0.18	29	1.63	0.06	-	-	-	0.22	560	Helfenstein et al. (1994)
(2867) Steins	E	0.57	-0.27	28	0.6	0.06	0.52	0.0025	84	0.39	630	Spujth et al. (2012)
(5535) Annefrank	S	0.63	-0.09	50	(1.32)	0.015	-	-	-	0.28	550	Hillier et al. (2011)
(25143) Itokawa	S	0.42	-0.35	26	0.87	0.01	-	-	-	0.33	1570	Kitazato et al. (2008)
Moon, Highland	-	0.38	-0.09	24	1.7	0.075	-	-	-	0.13	600	Sato et al. (?)
Moon, Maria	-	0.22	-0.026	24	2.1	0.05	-	-	-	0.07	600	Sato et al. (?)
Deimos	C	0.079	-0.29	16	1.65	0.068	-	-	-	0.067	540	Thomas et al. (1996)
Phobos	C	0.07	-0.08	22	4.0	0.05	-	-	-	0.056	540	Simonelli et al. (1998)
9P/Tempel 1	JFC	0.039	-0.49	16	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.056	550	Li et al. (2007b)a
19P/Borrelly	JFC	0.057	-0.43	22	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.072	660	Li et al. (2007a)b
67P/C-G	JFC	0.032	-0.42	28	2.25	0.061	-	-	87	0.067	649	Fornasier et al. (2015)
81P/Wild 2	JFC	0.038	-0.52	27	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.063	647	Li et al. (2009)
103P/Hartley 2	JFC	0.036	-0.46	15	(1.0)	(0.01)	-	-	-	0.045	625	Li et al. (2013a)

phase angle that ranged from 0.36 to 141 degrees and varying pixel resolution. *Spjuth et al.* (2012) used the latest Hapke model to obtain global solution for all shape model facets that were corregistered to rendered images. Then, they fixed all parameters, leaving just one for variation. Hence they obtained residual maps of Hapke parameters for all asteroid observed surface. The CBOE is quite small but it improves the modeling at the opposition regime. Aside the surface porosity value, we find little resemblance of the parameters between both bodies.

## 6. SUMMARY AND CONCLUSION

We examined images taken in 18 filters by the NAC and WAC cameras of the imaging system OSIRIS on-board Rosetta of the Baetica region and surroundings. The region contains a cluster of superimposed craters called NPCC, where the larger crater walls, called Gallicum, Danuvius and Sarnus Labes, present differences in morphology, texture and boulder distribution (*Thomas et al.*, 2012). Aiming to characterize any spectrophotometrical variation among the walls and concerning to investigate the effect of any space weathering process, we undertook a disk-resolved photometric analysis. We applied the latest Hapke model and we were able to drawn a spatial distribution map of the parameters. The major results are summarized as:

- (1) No significant phase reddening has been observed ( $20 \pm 21\% \cdot \text{microns}^{-1} \text{deg}^{-1}$ ). We observe a spectral dichotomy between Gallicum and Danuvius-Sarnus Labes. The Gallicum Labes is around 50% redder than average spectrum ( $\bar{A}_{eq}(5, \lambda) = 3.5 \pm 0.55\%/\text{microns}$ ,  $\bar{A}_{eq}(20, \lambda) = 2.9 \pm 0.4\%/\text{microns}$ ), while Danuvius-Sarnus Labes and Corduba are 15-35% bluer. The variegation, otherwise, is no higher than 8% for Gallicum-Sarnus Labes. Sarnus has a more intriguing behavior, since it shares characteristics of Gallicum and Danuvius Labes, it is spectrally closer to the latter, but it has similar normal albedo to Gallicum. If compared to Psyche Crater in (433) Eros (*Clark et al.*, 2001), the correlation is opposite, the variegation is larger (32-40%), but spectrally, the dark material at the bottom of the crater and the bright material on the walls, show no more than 4-8% of difference. Thus, we have confirmed that the variegation and spectral differences between crater walls are significant, as hinted by the small phase angle images of (21) Lutetia. We emphasize that the compositional nature of (21) Lutetia is not accessed by our spectral range or photometric analysis. Lutetia shows a featureless spectra with varying spectral slope. *Barucci et al.* (2012) have previously concluded that the surface composition is ambiguous, possibly a chondritic mixture of carbonaceous and enstatite.
- (2) Gallicum Labes has the brightest wall ( $\bar{A}_0 = 0.214 \pm 0.002$ ) with accentuated asymmetric factor ( $\bar{g}_{sca} = -0.35 \pm 0.5$ ) and with sharper SHOE ( $\bar{B}_{s0} = 0.81 \pm 0.03$ ,  $h_s = 0.029 \pm 0.002$ ) and broader CBOE ( $\bar{B}_{c0} = 0.10 \pm 0.004$ ,  $h_c = 0.07 \pm 0.002$ ). Danuvius Labes and Corduba, on the other hand, are darker ( $\bar{A}_0 = 0.199 \pm 0.001$ ), slightly less back-scatter ( $\bar{g}_{sca} = -0.30 \pm 0.1$ ) with narrower CBOE ( $\bar{B}_{c0} = 0.065 \pm 0.002$ ,  $h_c = 0.056 \pm 0.003$ ) with average SHOE ( $\bar{B}_{s0} = 0.83 \pm 0.02$ ,  $h_s = 0.043 \pm 0.001$ ). The average roughness slope  $\bar{\theta}$  ( $11 - 12^\circ$ ) for all the computed areas was constrained, which gives indication of smooth terrain.
- (3) Measurements with VIRTIS (*Coradini et al.*, 2011) and MIRO (*Gulkis et al.*, 2012) instruments have reported very low thermal inertia of  $20\text{-}30 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-\frac{1}{2}}$  or even less. The range is consistent with highly porous upper regolith layer of 1-3 cm thick. A roughness modeling by Keihm et al. (2012) affirms that a surface

composed of 50% of unresolved craters of 1 cm or larger are necessary to correct the MIRO-VIRTIS measurement offset. Therefore, the thermal data points to a porous regolith layer with an amount of sub-pixel roughness. Our Hapke modeling of 85% porosity and  $11.5^\circ$  of average roughness slope, however, is partially consistent with this interpretation. Our  $\bar{\theta}$  indicates a smooth surface, but it is not representative of the whole Lutetia surface, since we model only Baetica and part of the Etruria region. However, our global Hapke (1993) modeling returns  $\bar{\theta} = 29^\circ$ , a much rougher and compatible surface. This value is highly influenced by the inclusion of the rougher Narbonensis region, which a preliminary modeling indicated  $\bar{\theta}$  ranging from  $20^\circ$  to  $30^\circ$ .

- (4) We compared our Hapke parameters with laboratory samples and other disk-resolved small bodies of the Solar System. None of the bodies completely match Baetica, while the global Hapke (1993) parameters of Lutetia match some S-type asteroids, as it has been pointed out by *Masoumzadeh et al. (2015)*. However, Lutetia spectrum diverges from this spectral type, therefore the similarities may only be related to the state of the regolith. Comparing with laboratory, we conclude that Cobalt Oxide (700 nm) and Red Iron Oxide (550 nm) are the best analogs for the morphological characteristics of the regolith in Baetica.
- (5) The presence of the CBOE is ambiguous. The addition of the mechanism does not improve the fitting, moreover the given  $Bc_0$  is small. We find that the SHOE parameters are robust for the tests conducted with and without CBOE. We thus conclude that shadow-hiding must be the dominant opposition effect mechanism, with a average HWHM of  $4.6^\circ$ .
- (6) Even after photometric correction with two different approaches, the Gallicum, Sarnus and Danuvius-Corduba remains collectively different from the surroundings on different ways. Gallicum Labes is redder and composed of bright material exposed by nearby perturbation or impact. The Hapke parameters point to a porous regolith distribution of fine grains. The morphology in the region points to landslides with no further signs of craterization over it. To reinforce this assumption, we observe the bright structure J in Etruria. This structure is few pixels wide ( $\sim 4$  km) and starts from a small crater and comes down to a deeper depression, as the filaments also found in Gallicum. However, we cannot certainly state that Gallicum is composed of a fresher material that not suffered further space weathering or just a different composition.

*Acknowledgements.* The authors thanks CNPq, process no.402085/2012-4, for the support. FAPERJ and CAPES are also acknowledged for diverse grants and fellowships to D.L. and P.H.H.

OSIRIS was built by a consortium of the Max-Planck- Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany, CISAS–University of Padova, Italy, the Laboratoire d’Astrophysique de Marseille, France, the Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Granada, Spain, the Research and Scientific Support Department of the European Space Agency, Noordwijk, The Netherlands, the Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, Madrid, Spain, the Universidad Politécnica de Madrid, Spain, the Department of Physics and Astronomy of Uppsala University, Sweden, and the Institut für Datentechnik und Kommunikationsnetze der Technischen Universität Braunschweig, Germany. The support of the national funding agencies of Germany (DLR), France (CNES), Italy (ASI), Spain (MEC), Sweden (SNSB), and the ESA Technical Directorate is gratefully acknowledged.

## REFERENCES

- Akkermans, E., P. Wolf, R. Maynard, and G. Maret (1988), Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media, *Journal de Physique*, 49, 77–98.

- Barucci, M., F. M., J. J., M. S., and T. N. (in press), *Asteroids IV*, editors: P. Michel, B. Bottke and F. DeMeo.
- Barucci, M. A., et al. (2005), Asteroid target selection for the new Rosetta mission baseline. 21 Lutetia and 2867 Steins, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 313–317, doi:10.1051/0004-6361/20041505.
- Barucci, M. A., et al. (2012), Overview of Lutetia’s surface composition, *planss*, 66, 23–30, doi:10.1016/j.pss.2011.11.009.
- Beck, P., A. Pommerol, N. Thomas, B. Schmitt, F. Moynier, and J.-A. Barrat (2012), Photometry of meteorites, *Icarus*, 218, 364–377, doi:10.1016/j.icarus.2011.12.005.
- Belskaya, I. N., V. G. Shevchenko, N. N. Kiselev, Y. N. Krugly, N. M. Shakhovskoy, Y. S. Efimov, N. M. Gaftonyuk, A. Cellino, and R. Gil-Hutton (2003), Opposition polarimetry and photometry of S- and E-type asteroids, *Icarus*, 166, 276–284, doi:10.1016/j.icarus.2003.09.005.
- Belskaya, I. N., S. Fornasier, Y. N. Krugly, V. G. Shevchenko, N. M. Gaftonyuk, M. A. Barucci, M. Fulchignoni, and R. Gil-Hutton (2010), Puzzling asteroid 21 Lutetia: our knowledge prior to the Rosetta fly-by, *Astronomy and Astrophysics*, 515, A29, doi:10.1051/0004-6361/201013994.
- Bowell, E., B. Hapke, D. Domingue, K. Lumme, J. Peltoniemi, and A. W. Harris (1989), Application of photometric models to asteroids, in *Asteroids II*, edited by R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, pp. 524–556.
- Broyden, C. G. (1970), The Convergence of a Class of Double-rank Minimization Algorithms 1. General Considerations, *IMA Journal of Applied Mathematics*, 6(1), 76–90, doi:10.1093/imamat/6.1.76.
- Capanna, C., L. Jorda, P. L. Lamy, and G. Gesquiere (2012), A new multiresolution method applied to the 3D reconstruction of small bodies, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. B1937.
- Carry, B., et al. (2010), Physical properties of the ESA Rosetta target asteroid (21) Lutetia. II. Shape and flyby geometry, *Astronomy and Astrophysics*, 523, A94, doi:10.1051/0004-6361/201015074.
- Clark, B. E., P. Helfenstein, J. F. Bell, C. Peterson, J. Veverka, N. I. Izenberg, D. Domingue, D. Wellnitz, and L. McFadden (2002), NEAR Infrared Spectrometer Photometry of Asteroid 433 Eros, *Icarus*, 155, 189–204, doi:10.1006/icar.2001.6748.
- Clark, B. E., et al. (1999), NEAR Photometry of Asteroid 253 Mathilde, *Icarus*, 140, 53–65, doi:10.1006/icar.1999.6124.
- Clark, B. E., et al. (2001), Space weathering on Eros: Constraints from albedo and spectral measurements of Psyche crater, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 1617–1637, doi:10.1111/j.1945-5100.2001.tb01853.x.
- Coradini, A., et al. (2011), The Surface Composition and Temperature of Asteroid 21 Lutetia As Observed by Rosetta/VIRTIS, *Science*, 334, 492–, doi:10.1126/science.1204062.
- Fairbairn, M. B. (2005), Planetary Photometry: The Lommel-Seeliger Law, *jrasc*, 99, 92.
- Farnham, T. (2013), SHAPE MODEL OF ASTEROID 21 LUTETIA, RO-A-OSINAC/OSIWAC-5-LUTETIA-SHAPE-V1.0, *NASA Planetary Data System*.
- Fernando, J., F. Schmidt, C. Pilorget, P. Pinet, X. Ceamanos, S. Douté, Y. Daydou, and F. Costard (2015), Characterization and mapping of surface physical properties of mars from {CRISM} multi-angular data: Application to gusev crater and meridiani planum, *Icarus*, 253(0), 271 – 295, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2015.03.012.
- Fornasier, S., et al. (2015), Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft, *ArXiv e-prints*.

- Gaffey, M. J. (2010), Space weathering and the interpretation of asteroid reflectance spectra, *Icarus*, 209, 564–574, doi:10.1016/j.icarus.2010.05.006.
- Gehrels, T. (1956), Photometry of asteroids., *Astrophysical Journal*, 61, 178, doi:10.1086/107312.
- Goguen, J. D., T. C. Stone, H. H. Kieffer, and B. J. Buratti (2010), A new look at photometry of the Moon, *Icarus*, 208, 548–557, doi:10.1016/j.icarus.2010.03.025.
- Gulkis, S., et al. (2012), Continuum and spectroscopic observations of asteroid (21) Lutetia at millimeter and submillimeter wavelengths with the MIRO instrument on the Rosetta spacecraft, *planss*, 66, 31–42, doi:10.1016/j.pss.2011.12.004.
- Hapke, B. (1981), Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4571–4586.
- Hapke, B. (1984), Bidirectional reflectance spectroscopy. III - Correction for macroscopic roughness, *Icarus*, 59, 41–59, doi:10.1016/0019-1035(84)90054-X.
- Hapke, B. (1993), *Theory of reflectance and emittance spectroscopy*.
- Hapke, B. (2002), Bidirectional Reflectance Spectroscopy. 5. The Coherent Backscatter Opposition Effect and Anisotropic Scattering, *Icarus*, 157, 523–534, doi:10.1006/icar.2002.6853.
- Hapke, B. (2008), Bidirectional reflectance spectroscopy. 6. Effects of porosity, *Icarus*, 195, 918–926, doi:10.1016/j.icarus.2008.01.003.
- Hapke, B. (2012), *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*, second ed., Cambridge University Press, Cambridge Books Online.
- Helfenstein, P., and M. K. Shepard (2011), Testing the Hapke photometric model: Improved inversion and the porosity correction, *Icarus*, 215, 83–100, doi:10.1016/j.icarus.2011.07.002.
- Helfenstein, P., et al. (1994), Galileo photometry of Asteroid 951 Gaspra, *Icarus*, 107, 37, doi:10.1006/icar.1994.1005.
- Helfenstein, P., et al. (1996), Galileo Photometry of Asteroid 243 Ida, *Icarus*, 120, 48–65, doi:10.1006/icar.1996.0036.
- Hillier, J. K., J. M. Bauer, and B. J. Buratti (2011), Photometric modeling of Asteroid 5535 Annefrank from Stardust observations, *Icarus*, 211, 546–552, doi:10.1016/j.icarus.2010.10.009.
- Irvine, W. M. (1966), The Shadowing Effect in Diffuse Reflection, *Journal of Geophysical Research*, 71, 2931.
- Jorda, L., R. Gaskell, P. Lamy, M. Kaasalainen, O. Groussin, G. Faury, P. Gutierrez, W. Sabolo, and S. Hviid (2011), Shape and Physical Properties of Asteroid (21) Lutetia from OSIRIS Images, in *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, p. 776.
- Kaasalainen, S. (2003), Laboratory photometry of planetary regolith analogs. I. Effects of grain and packing properties on opposition effect, *Astronomy and Astrophysics*, 409, 765–769, doi:10.1051/0004-6361:20031145.
- Keller, H. U., et al. (2007), Observations of Comet 9P/Tempel 1 around the Deep Impact event by the OSIRIS cameras onboard Rosetta, *Icarus*, 187, 87–103, doi:10.1016/j.icarus.2006.09.023.
- Kitazato, K., et al. (2008), Near-infrared spectrophotometry of Asteroid 25143 Itokawa from NIRS on the Hayabusa spacecraft, *Icarus*, 194, 137–145, doi:10.1016/j.icarus.2007.08.029.
- Levenberg, K. (1944), A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares, *Quarterly of Applied Mathematics*, 2, 164–168.

- Leyrat, C., A. Coradini, S. Erard, F. Capaccioni, M. T. Capria, P. Drossart, M. C. de Sanctis, F. Tosi, and Virtis Team (2011), Thermal properties of the asteroid (2867) Steins as observed by VIRTIS/Rosetta, *Astronomy and Astrophysics*, 531, A168, doi:10.1051/0004-6361/201116529.
- Leyrat, C., H. Sierks, A. Barucci, S. Fornasier, M. Fulchignoni, and Osiris Team (2012), Photometric Surface Properties of Lutetia as seen by OSIRIS/Rosetta, *LPI Contributions*, 1667, 6332.
- Li, J., M. F. A'Hearn, and L. A. McFadden (2004), Photometric analysis of Eros from NEAR data, *Icarus*, 172, 415–431, doi:10.1016/j.icarus.2004.07.024.
- Li, J.-Y., L. A. McFadden, J. W. Parker, E. F. Young, S. A. Stern, P. C. Thomas, C. T. Russell, and M. V. Sykes (2006), Photometric analysis of 1 Ceres and surface mapping from HST observations, *Icarus*, 182, 143–160, doi:10.1016/j.icarus.2005.12.012.
- Li, J.-Y., M. F. A'Hearn, L. A. McFadden, and M. J. S. Belton (2007a), Photometric analysis and disk-resolved thermal modeling of Comet 19P/Borrelly from Deep Space 1 data, *Icarus*, 188, 195–211, doi:10.1016/j.icarus.2006.11.015.
- Li, J.-Y., M. F. A'Hearn, T. L. Farnham, and L. A. McFadden (2009), Photometric analysis of the nucleus of Comet 81P/Wild 2 from Stardust images, *Icarus*, 204, 209–226, doi:10.1016/j.icarus.2009.06.002.
- Li, J.-Y., et al. (2007b), Deep Impact photometry of Comet 9P/Tempel 1, *Icarus*, 187, 41–55, doi:10.1016/j.icarus.2006.09.018.
- Li, J.-Y., et al. (2013a), Photometric properties of the nucleus of Comet 103P/Hartley 2, *Icarus*, 222, 559–570, doi:10.1016/j.icarus.2012.11.001.
- Li, J.-Y., et al. (2013b), Global photometric properties of Asteroid (4) Vesta observed with Dawn Framing Camera, *Icarus*, 226, 1252–1274, doi:10.1016/j.icarus.2013.08.011.
- Magrin, S., et al. (2012), (21) Lutetia spectrophotometry from Rosetta-OSIRIS images and comparison to ground-based observations, *planss*, 66, 43–53, doi:10.1016/j.pss.2011.10.001.
- Marchi, S., et al. (2012), The cratering history of asteroid (21) Lutetia, *planss*, 66, 87–95, doi:10.1016/j.pss.2011.10.010.
- Masoumzadeh, N., H. Boehnhardt, J.-Y. Li, and J.-B. Vincent (2015), Photometric analysis of Asteroid (21) Lutetia from Rosetta-OSIRIS images, *Icarus*, 257, 239–250, doi:10.1016/j.icarus.2015.05.013.
- McEwen, A. S. (1991), Photometric functions for photoclinometry and other applications, *Icarus*, 92, 298–311, doi:10.1016/0019-1035(91)90053-V.
- McEwen, A. S. (1996), A Precise Lunar Photometric Function, in *Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 27, p. 841.
- McGuire, A. F., and B. W. Hapke (1995), An experimental study of light scattering by large, irregular particles, *Icarus*, 113, 134–155, doi:10.1006/icar.1995.1012.
- Minnaert, M. (1941), The reciprocity principle in lunar photometry, *Astrophysical Journal*, 93, 403–410, doi:10.1086/144279.
- Mishchenko, M. I. (1992), The angular width of the coherent back-scatter opposition effect - an application to icy outer planet satellites, *Astrophysics Space and Science*, 194, 327–333, doi:10.1007/BF00644001.
- Mishchenko, M. I., and Z. M. Dlugach (1992), The amplitude of the opposition effect due to weak localization of photons in discrete disordered media, *Astrophysics Space and Science*, 189, 151–154, doi:10.1007/BF00642962.



- Mishchenko, M. I., J. M. Dlugach, L. Liu, V. K. Rosenbush, N. N. Kiselev, and Y. G. Shkuratov (2009), Direct Solutions of the Maxwell Equations Explain Opposition Phenomena Observed for High-Albedo Solar System Objects, *Astrophysical Journal*, 705, L118–L122, doi:10.1088/0004-637X/705/2/L118.
- More, J. (1978), The levenberg-marquardt algorithm: Implementation and theory, in *Numerical Analysis, Lecture Notes in Mathematics*, vol. 630, edited by G. Watson, pp. 105–116, Springer Berlin Heidelberg, doi:10.1007/BFb0067700.
- Morozhenko, A. V., and A. P. Vidmachenko (2013), Shadow mechanism and the opposition effect of brightness of atmosphereless celestial bodies, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 29, 228–236.
- Muinonen, K., M. I. Mishchenko, J. M. Dlugach, E. Zubko, A. Penttilä, and G. Videen (2012), Coherent Backscattering Verified Numerically for a Finite Volume of Spherical Particles, *Astrophysical Journal*, 760, 118, doi:10.1088/0004-637X/760/2/118.
- Nelson, R. M., W. D. Smythe, B. W. Hapke, and A. S. Hale (2002), Low phase angle laboratory studies of the opposition effect: search for wavelength dependence, *planss*, 50, 849–856, doi:10.1016/S0032-0633(02)00059-4.
- Oren, M., and S. K. Nayar (1993), Diffuse Reflectance from Rough Surfaces, in *IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, pp. 763–764.
- O'Rourke, L., et al. (2012), Thermal and shape properties of asteroid (21) Lutetia from Herschel observations around the Rosetta flyby, *planss*, 66, 192–199, doi:10.1016/j.pss.2012.01.004.
- Pätzold, M., et al. (2011), Asteroid 21 Lutetia: Low Mass, High Density, *Science*, 334, 491–, doi:10.1126/science.1209389.
- Sato, H., M. S. Robinson, B. Hapke, B. W. Denevi, and A. K. Boyd (2014), Resolved Hapke parameter maps of the Moon, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119, 1775–1805, doi:10.1002/2013JE004580.
- Schröder, S. E., S. Mottola, H. U. Keller, C. A. Raymond, and C. T. Russell (2013), Resolved photometry of Vesta reveals physical properties of crater regolith, *planss*, 85, 198–213, doi:10.1016/j.pss.2013.06.009.
- Schulz, R., H. Sierks, M. Küppers, and A. Accomazzo (2012), Rosetta fly-by at asteroid (21) Lutetia: An overview, *planss*, 66, 2–8, doi:10.1016/j.pss.2011.11.013.
- Shepard, M. K., and P. Helfenstein (2007), A test of the Hapke photometric model, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, E03001, doi:10.1029/2005JE002625.
- Shepard, M. K., and P. Helfenstein (2011), A laboratory study of the bidirectional reflectance from particulate samples, *Icarus*, 215, 526–533, doi:10.1016/j.icarus.2011.07.033.
- Shkuratov, Y., V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, N. Opanasenko, and G. Videen (2011), Optical measurements of the Moon as a tool to study its surface, *planss*, 59, 1326–1371, doi:10.1016/j.pss.2011.06.011.
- Shkuratov, Y., V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, D. Petrov, E. Zubko, D. Stankevich, and G. Videen (2012), A critical assessment of the Hapke photometric model, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 113, 2431–2456, doi:10.1016/j.jqsrt.2012.04.010.
- Shkuratov, Y., et al. (2002), The Opposition Effect and Negative Polarization of Structural Analogs for Planetary Regoliths, *Icarus*, 159, 396–416, doi:10.1006/icar.2002.6923.
- Shkuratov, Y. G. (1983), Model of the Opposition Effect in the Brightness of Airless Cosmic Bodies, *Soviet Astronomy*, 27, 581.

- Shkuratov, Y. G., M. A. Kreslavsky, A. A. Ovcharenko, D. G. Stankevich, E. S. Zubko, C. Pieters, and G. Arnold (1999), Opposition Effect from Clementine Data and Mechanisms of Backscatter, *Icarus*, *141*, 132–155, doi:10.1006/icar.1999.6154.
- Shkuratov, Y. G., et al. (1994), A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphereless solar system bodies, *Earth Moon and Planets*, *65*, 201–246, doi:10.1007/BF00579535.
- Sierks, H., et al. (2011), Images of Asteroid 21 Lutetia: A Remnant Planetesimal from the Early Solar System, *Science*, *334*, 487–, doi:10.1126/science.1207325.
- Simonelli, D. P., M. Wisz, A. Switala, D. Adinolfi, J. Veverka, P. C. Thomas, and P. Helfenstein (1998), Photometric Properties of PHOBOS Surface Materials From Viking Images, *Icarus*, *131*, 52–77, doi:10.1006/icar.1997.5800.
- Spjuth, S., L. Jorda, P. L. Lamy, H. U. Keller, and J.-Y. Li (2012), Disk-resolved photometry of Asteroid (2867) Steins, *Icarus*, *221*, 1101–1118, doi:10.1016/j.icarus.2012.06.021.
- Thomas, N., et al. (2012), The geomorphology of (21) Lutetia: Results from the OSIRIS imaging system onboard ESA’s Rosetta spacecraft, *planss*, *66*, 96–124, doi:10.1016/j.pss.2011.10.003.
- Thomas, P. C., D. Adinolfi, P. Helfenstein, D. Simonelli, and J. Veverka (1996), The Surface of Deimos: Contribution of Materials and Processes to Its Unique Appearance, *Icarus*, *123*, 536–556, doi:10.1006/icar.1996.0177.
- Tubiana, C., et al. (2015), 67P/Churyumov-Gerasimenko: Activity between March and June 2014 as observed from Rosetta/OSIRIS, *Astronomy and Astrophysics*, *573*, A62, doi:10.1051/0004-6361/201424735.
- Tupieva, F. A. (2003), UVB photometry of the asteroid 44 Nysa, *Astronomy and Astrophysics*, *408*, 379–385, doi:10.1051/0004-6361:20030663.
- van Albada, M. P., M. B. van der Mark, and A. Lagendijk (1990), Experiments on Weak Localization of Light and Their Interpretation, *Scattering And Localization Of Classical Waves In Random Media. Series: Series on Directions in Condensed Matter Physics*, ISBN: <ISBN>978-9971-5-0539-4</ISBN>. WORLD SCIENTIFIC, Edited by Ping Sheng, vol. 8, pp. 97-136, 8, 97–136, doi:10.1142/9789814340687\_0002.
- Van Der Walt, S., S. C. Colbert, and G. Varoquaux (2011), The numpy array: A structure for efficient numerical computation, *Computing in Science & Engineering*, *13*(2), 22–30, doi:http://dx.doi.org/10.1109/MCSE.2011.37.
- Zhu, C., R. H. Byrd, P. Lu, and J. Nocedal (1997), Algorithm 778: L-bfgs-b: Fortran subroutines for large-scale bound-constrained optimization, *ACM Trans. Math. Softw.*, *23*(4), 550–560, doi:10.1145/279232.279236.

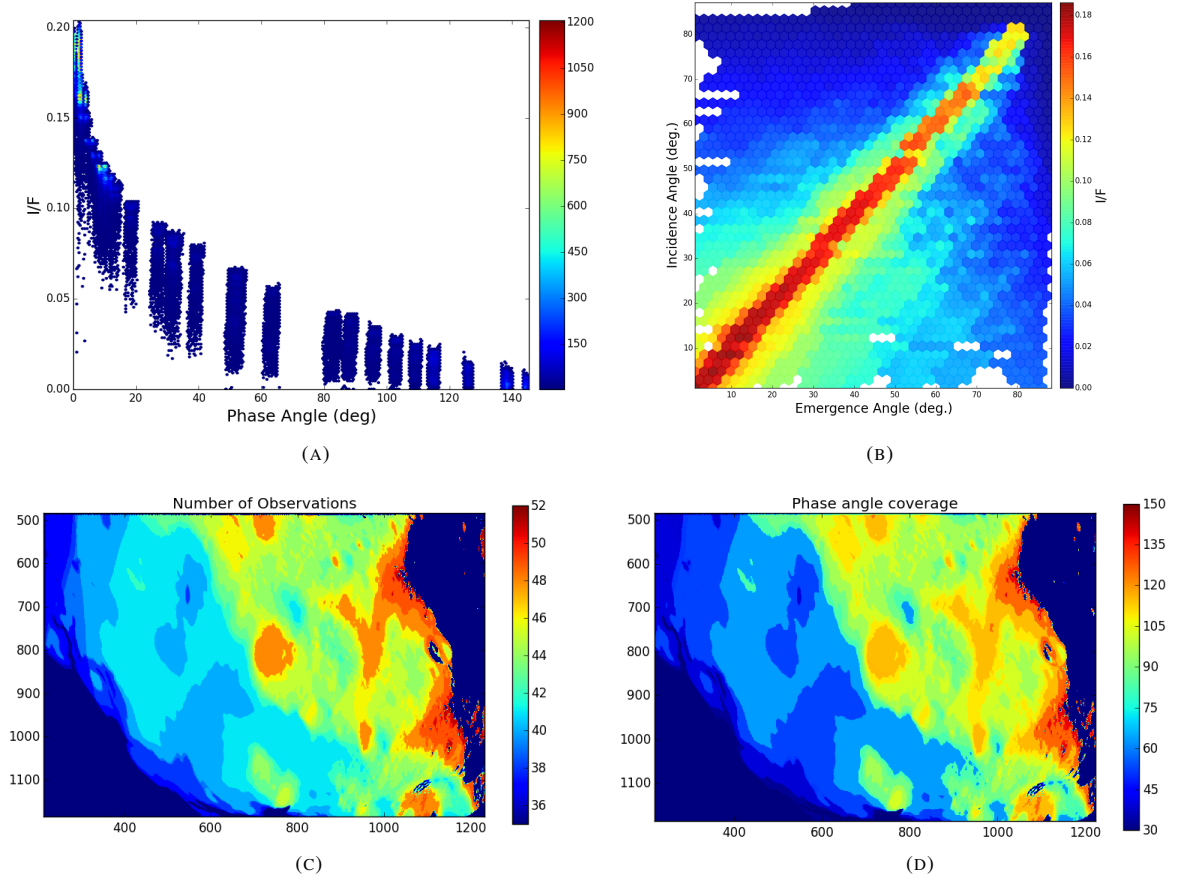


FIGURE 2.2. Radiance factor of (21) Lutetia in function of the illumination angles. The data was binned on a grid of  $40 \times 40 \times 40$  (incidence, emergence, azimuth), with 2 degrees of interval on average. (a) Phase curve of (21) Lutetia in the NAC F82+F22. The color code indicate the number of measurements. (b) Radiance factor as function of  $i$  and  $e$ . (c) Baetica region superimposed with number of observations by pixel for  $i < 80^\circ$  and  $e < 80^\circ$ . (d) Baetica region and the phase angle coverage by pixel at same conditions above.

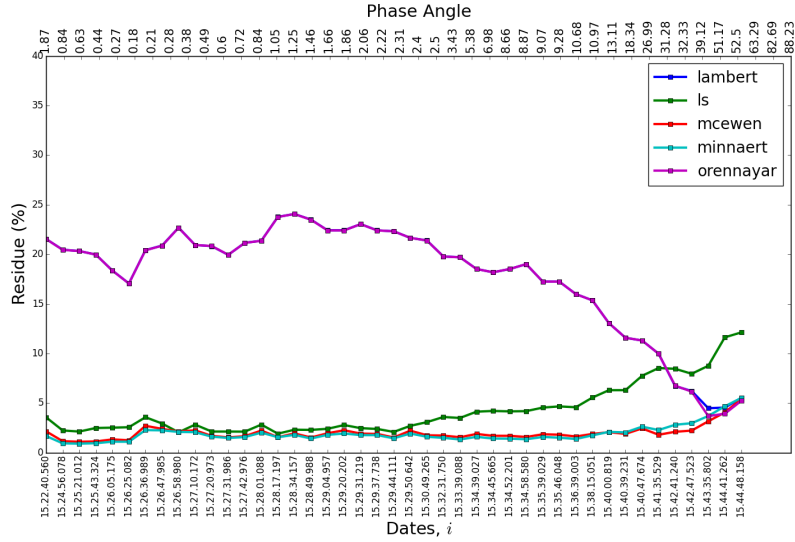


FIGURE 3.1. The normalized RMS (%) between the modeled and measured radiance factor of each image  $i$ . The residues of Lunar-Lambertian and Minnaert laws are below 5%.

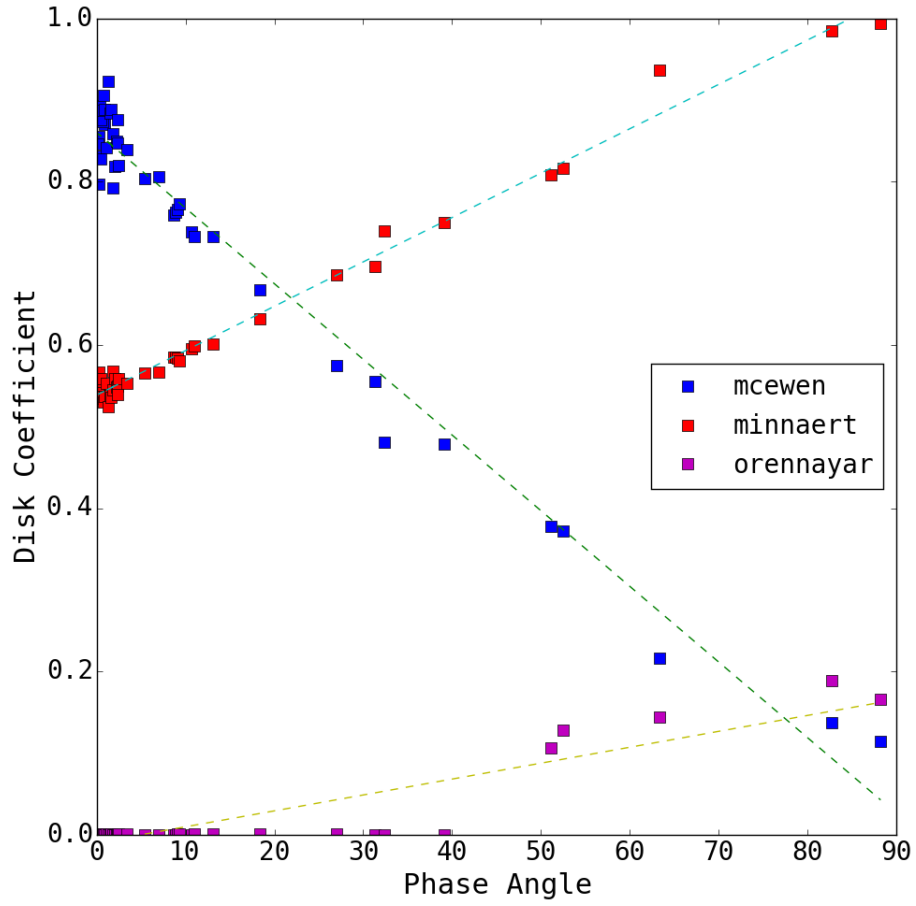


FIGURE 3.2. Disk coefficients of McEwen (Lunar-Lambertian), Minnaert and Oren-Nayar laws as function of phase angles.

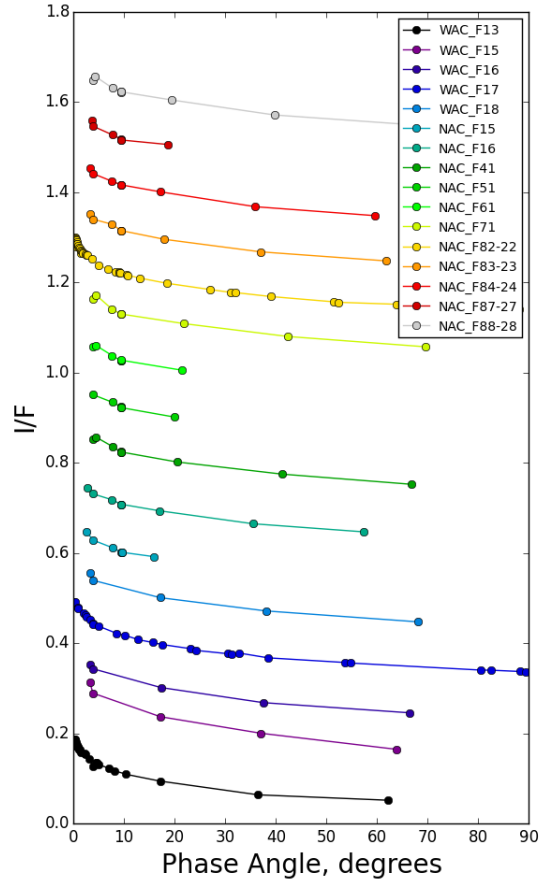
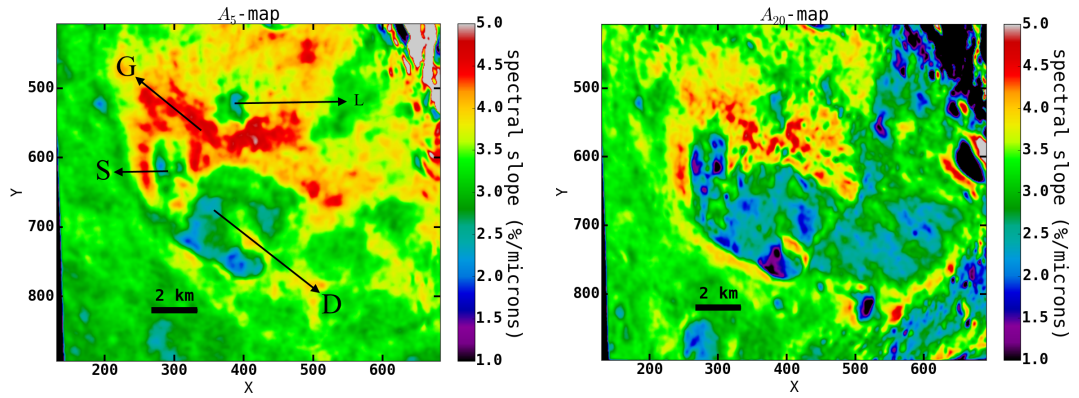
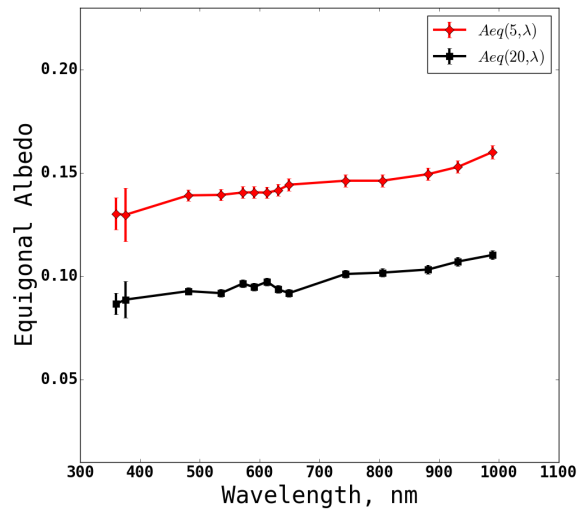


FIGURE 3.3. The  $A_{eq}(\alpha, \lambda)$  for each image composing a phase curve for each filter. The curves are shifted by 0.1 unit of radiance factor. Only the images at phase angle under  $90^\circ$  are used. Over this limit, the photometric correction must strongly rely on a function to correct the macroscopic shadowing.



(A)

(B)



(C)

FIGURE 3.4. Projected spatial map of spectral slope into NAC\_2010-07-10T15.40.39.231Z\_ID30\_1251276000\_F82 image. (a) Spectral slope ( $\mu m^{-1}$ ) at  $5^\circ$  of phase angle and (b)  $20^\circ$  of phase angle. (c) The global  $A_0$ ,  $A_5$  and  $A_{20}$  photometric spectra with the OSIRIS estimated errors. The  $A_0$  photometric spectrum is mostly underestimated due to the lack of points in the opposition for most of the filters. (G) Gallicum. (D) Danuvius. (S) Sarnus. (L) Landslide. (C) Craters.

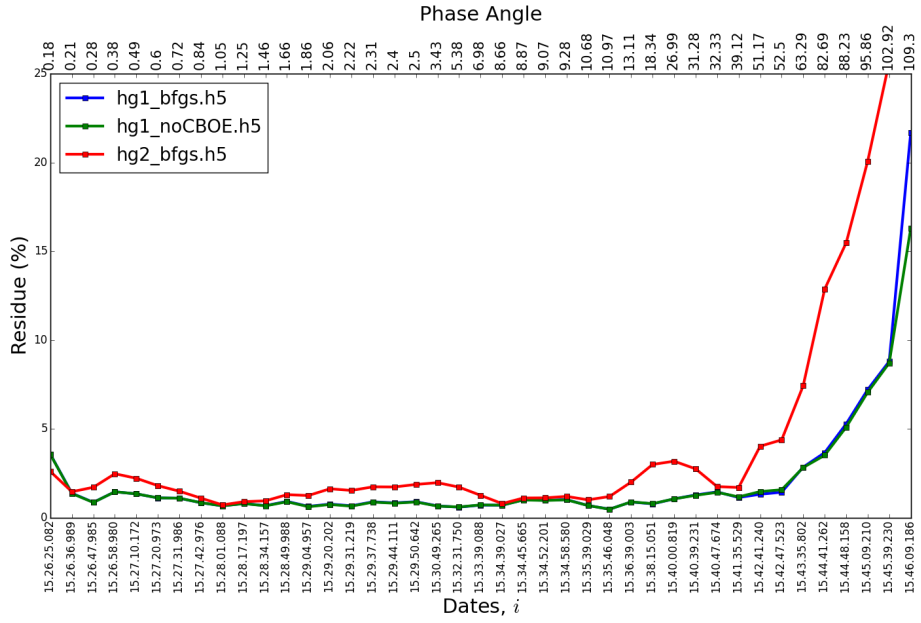


FIGURE 4.1. The normalized RMS between the modeled and measured radiance factor of each image  $i$ . The residue increases as the surface becomes darker due to the extreme phase angle and as shadows overcome great part of the observed facets.



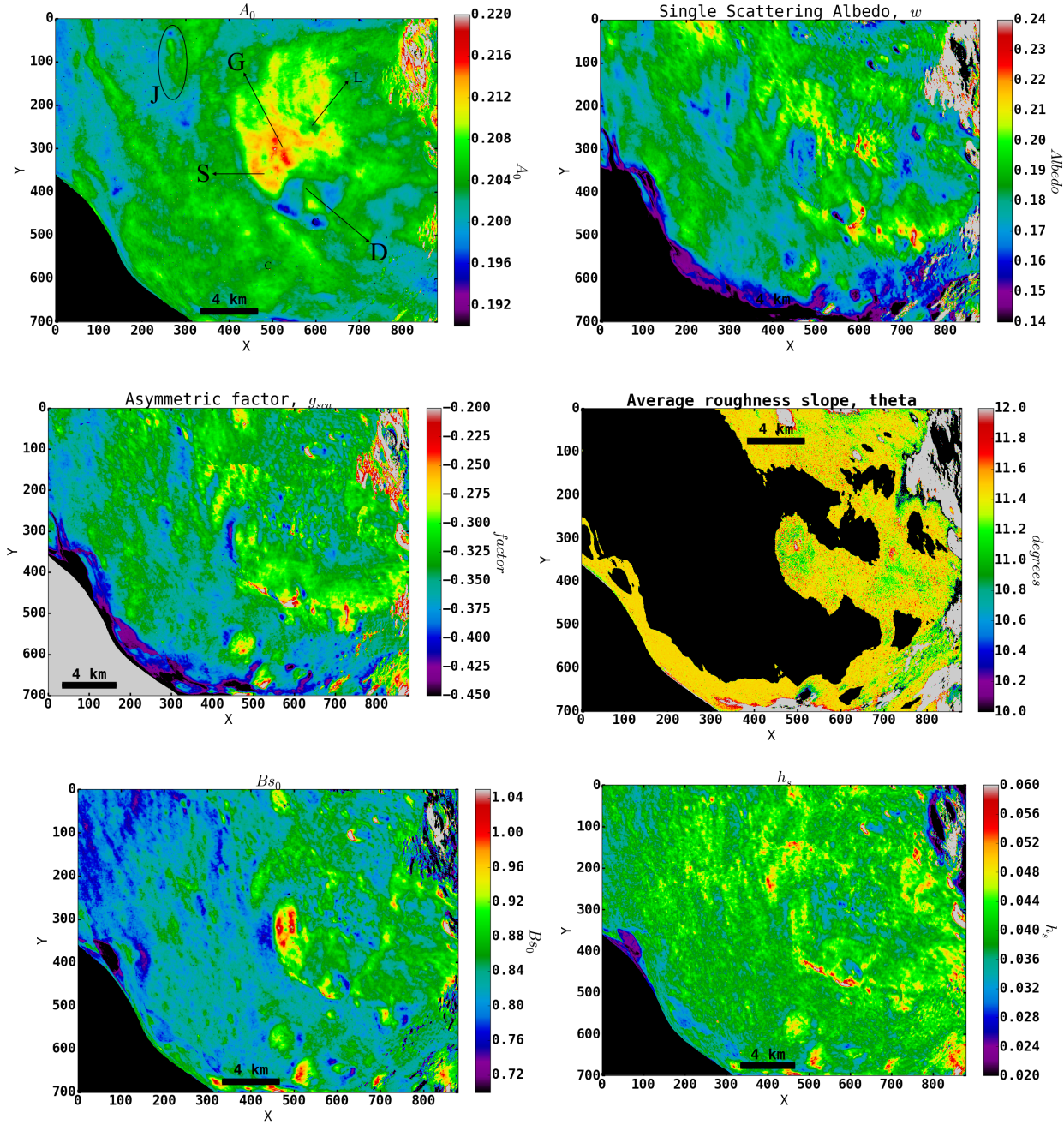
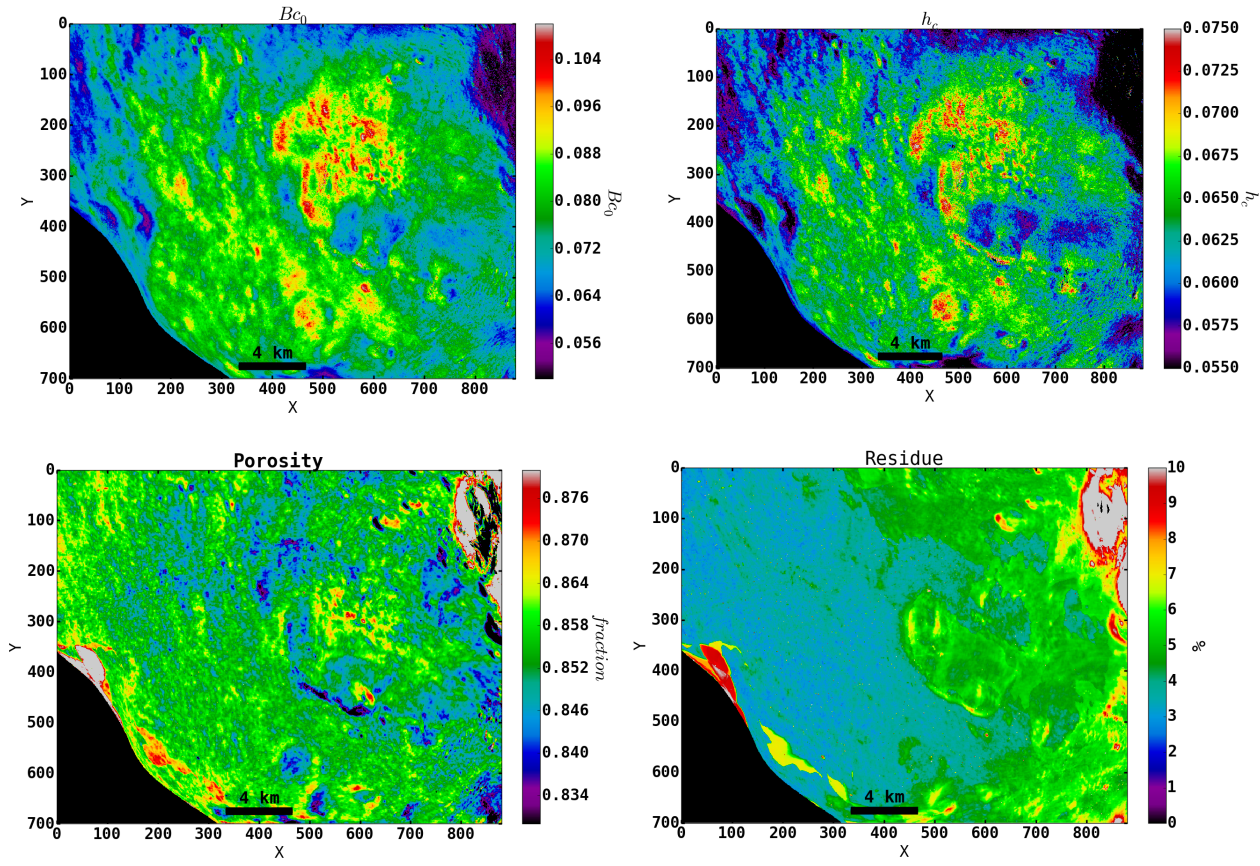
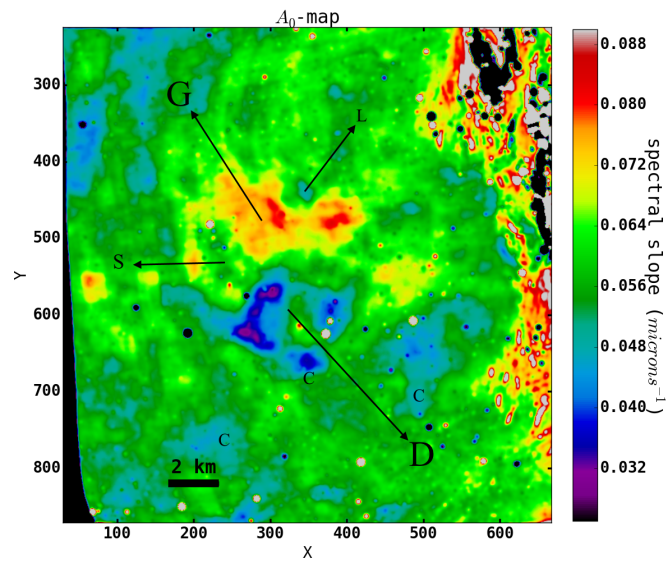


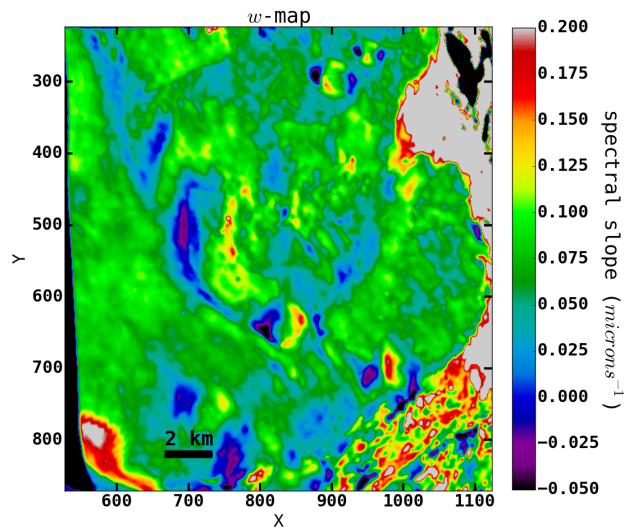
FIGURE 4.2. Resolved Hapke parameters for 650 nm (NAC F82+F22) projected to NAC\_2010-07-10T15.40.39.231Z\_ID30\_1251276000\_F82 image. The projections are labeled according the parameter. Narbonensis region at the right corner returns the most problematic values and highest residue due to the phase angle coverage starting at  $34.3^\circ$  and the high incidence angles of  $80^\circ$ . (G) Gallicum. (D) Danuvius. (S) Sarnus. (L) Landslide. (J) Ejecta. (C) Craters.



Cont. Figure 4.2.



(A)



(B)

FIGURE 4.3. Spectro-photometric behavior of (a) the Normal Albedo and (b) the single-scattering albedo. Projected to NAC\_2010-07-10T15.40.39.231Z\_ID30\_1251276000\_F82 image. (G) Gallicum. (D) Danuvius. (S) Sarnus. (C) Craters.

## Capítulo 6

# Superfície de 67P/Churyumov–Gerasimenko

*The hour arrive - and it became*

*A wandering mass of shapeless flame*

*A pathless comet; and a curse*

*The Menace of the Universe*

— Lord Byron, *Manfred*

### 6.1 67P/Churyumov–Gerasimenko

O cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko, não sendo o alvo prioritário da missão Rosetta quando a missão foi planejada, possuía poucos trabalhos haviam sido desenvolvidos sobre suas propriedades físicas. Havia grande incerteza quanto ao tamanho do núcleo e a sua densidade, o que acarretava em possíveis complicações para o pouso da Philae (Lamy *et al.*, 2006). Desde de sua descoberta, em outubro de 1969, por Klim Churyumov do Observatório Astronômico da Universidade de Kiev,

a partir de placas fotográficas obtidas por Svetlana Gerasimenko, o cometa havia tido apenas uma estimativa do diâmetro baseada em observações da curva de luz durante a passagem periélica de maio de 1991 (Tabela 6.1, Mueller, 1992). Logo, uma medida precisa do diâmetro, assim como informações sobre a atividade cometária e a rotação, eram necessárias para uma pré-calibração e reforço estrutural da Philae. Aproveitando a passagem periélica de agosto de 2002, *Lamy et al.* (2006) realizaram observações do cometa pelo Hubble (Figura 6.1b). A análise dos dados foi baseada em uma técnica de determinação do raio do núcleo através da modelagem do perfil fotométrico, anteriormente aplicada ao cometa 46P/Wirtanen (*Lamy et al.*, 1998). A estimativa de diâmetro (Tabela 6.1) foi repassada à ESA, de forma que as modificações necessárias ao robô puderam ser feitas antes do lançamento em 2 de março de 2004. *Lamy et al.* também estimaram o período de rotação, o eixo e forma a partir das curvas de luz (Figura 6.1b).

Em um dos únicos trabalhos completos sobre as características da atividade de Churyumov–Gerasimenko antes da seleção como alvo da missão Rosetta, *Osip et al.* (1992) analisaram as observações fotométricas da passagem periélica do cometa entre outubro de 1982 à março de 1983. Dentre outros cometas-alvo de missões, *Osip et al.* encontraram em 67P um cometa cuja taxa de produção de gás-poeira de  $2.1 \times 10^{25} \text{ mol} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  era a mais baixa quando comparada com a média de 80 outros cometas,  $5.9 \times 10^{25} \text{ mol} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Além de ser um dos cometas mais “poeirentos” já encontrados, 67P/C-G também apresentava uma depleção moderada das espécies baseadas em carbono, como  $CN$ ,  $C_2$  e  $C_3$ .

Após o envio da sonda, *Schleicher* (2006) revisou todos os dados das aparições de 1982/83 e 1995/96, e complementou as conclusões de *Osip et al.* (1992). Considerando um núcleo esférico e um modelo simples de sublimação de OH, a principal espécie observada em 67P, *Schleicher* estimou uma fração de área ativa de apenas 3-4% sob a superfície do núcleo. Portanto, a sublimação aconteceria em “regiões quentes”, talvez produzindo jatos, em áreas isoladas da superfície. *Schleicher* ainda

Tabela 6.1: Características de 67P/Churyumov–Gerasimenko antes da missão Rosetta.

Grupo	Família de Júpiter	JPL
Semi-eixo maior, UA	3.463	JPL
distância periélica, UA	1.243	JPL
distância afélica, UA	5.683	JPL
Ecentricidade	0.641	JPL
Inclinação, graus	7.04	JPL
Período Orbital, anos	6.556	JPL
Parâmetro de Tisserand	2.75	Lamy et al. (2007)
Magnitude absoluta	15.35 ± 0.04	Tubiana et al. (2008)
Polo (RA, DEC)	51°, 79°	Lowry et al. (2012)
Período de Rotação, horas	12.4 ± 0.41, 12.7 ± 0.001	Lamy et al. (2006), Tubiana et al. (2008)
raio, km (1)	2.8 ± 0.1	Mueller (1992)
raio, km (2)	1.98 ± 0.02, 2.04 ± 0.11	Lamy et al. (2006), Kelley et al. (2009)
Albedo geométrico	0.054 ± 0.007	Keller et al. (2009)
Inclinação da curva de fase (mag/deg)	0.076	Tubiana et al. (2011)
gás/poeira ( $Q(OH)/Apf$ ), $mol \cdot s^{-1} \cdot cm^{-1}$	$2.1 \times 10^{25}$	Osip et al. (1992)
$\log Q(OH), mol \cdot s^{-1}$	27.55	"
$\log Q(CN), mol \cdot s^{-1}$	24.32	"

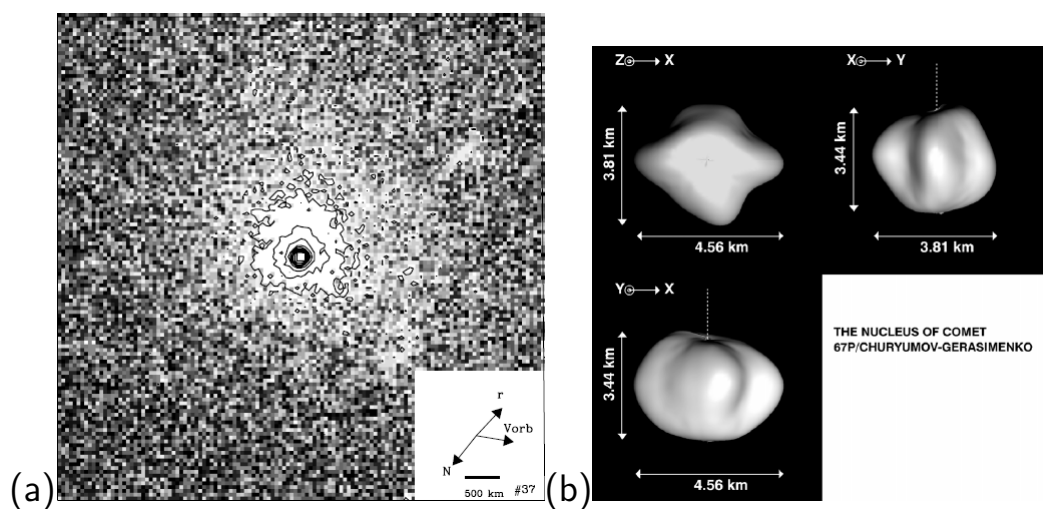


Figura 6.1: Imagem de 67P/Churyumov–Gerasimenko obtido pela câmera WFPC2 do telescópio espacial Hubble em 11 de março de 2003. (a) O contorno mais interno representa o núcleo cometário, enquanto as outras linhas definem a coma assimétrica. Os vetores indicam a direção anti-solar ( $r$ ), o norte celeste (N) e a velocidade orbital (V). (b) Forma do núcleo cometário a partir das curvas de luz de março de 2003, utilizando a técnica de *Kaasalainen and Torppa* (2001a, 2001b). O eixo de rotação mais provável possui uma obliquidade de +50 graus em respeito à eclíptica. Fonte: *Lamy et al.* (2006).

observou consistentemente que a produção máxima das espécies voláteis e poeira acontecia um mês após o periélio, indicando uma provável obliquidade no eixo de rotação confirmada por *Lamy et al.* (2006). De acordo com Schleicher, a baixa fração de áreas ativas, alta produção de poeira e pouca diferença entre as atividades durante a passagem pelo periélio condizem com um cometa antigo com várias passagens periélicas. O comportamento é similar a de outros cometas da família de Júpiter, como o antigo alvo 46P/Wirtanen, Tempel 1 e 81P/Wild 2, no que diz respeito às taxas de produção de poeira.

Enquanto a atividade periélica estava bem caracterizada, continuavam incógnitas as propriedades do cometa para distâncias heliocêntricas além de 3 UA, antes de atravessar a "linha de gelo", abaixo do qual o fluxo solar sublima gelos de  $H_2O$ . *Kelley et al.* (2009), enquanto o cometa estava à distâncias heliocêntricas de 4.4 e de 5.5 UA, observaram-no com o telescópio espacial Spitzer no térmico, nos canais de 8 e 24  $\mu\text{m}$ , para determinar o albedo geométrico do núcleo e fazer uma nova estimativa de tamanho, sem a interferência da coma de gás (Tabela 6.1, os albedo e raio estimados se encontram na mesma tabela). Um persistente rastro de poeira também foi observado e reportado em um trabalho utilizando as mesmas observações (*Kelley et al.*, 2008). A comparação deste rastro e modelos de simulação radiativo-dinâmico indicam uma distribuição de poeira dominada por grãos maiores do que 100  $\mu\text{m}$  até o limite de 5 mm. Considerando que parte dessa poeira retorne à superfície do núcleo, estes grãos devem renovar a camada superior de poeira.

Visando estudar o núcleo cometário próximo do afélio, *Tubiana et al.* (2008; 2011) analisaram imagens obtidas com o *Very Large Telescope* (VLT, ESO) nos filtros V (545 nm), R (638 nm) e I (797 nm) em junho de 2004 (4.9 UA), maio de 2006 (5.6 UA) e julho de 2007 (3.76 UA), para derivar as cores do núcleo e aprimorar o período rotacional. Além disso, as imagens de maio cobriram ângulos de fase de 0.5 à 1.3 graus e em 10 graus, sendo, portanto, possível estudar a presença do efeito de oposição. *Tubiana et al.* encontraram uma curva de luz muito irregular, indicativa de uma forma bastante irregular ou de grandes variações ou de ambos. A espectro-fotometria indicou um avermelhamento (11%/1000Å) sem bandas de absorção ou emissão, muito similar a asteroides do tipo D ou Centauros (*Fornasier et al.*, 2009). A curva de fase não apresentou qualquer não-linearidade na oposição,



sendo similar à curvas de fase observada em alguns asteroides troianos (*Shevchenko et al.*, 2012). A inclinação da curva de fase ( $0.061 - 0.076 \text{ mag/grau}$ ), por outro lado, é mais oblíqua, quase o dobro, do que a dos Troianos ( $0.04 \pm 0.01 \text{ mag/grau}$ ). A supressão efeito de oposição também é encontrada em asteroides do Cinturão Principal do tipo C, P e F (*Shevchenko et al.*, 2008). Neste caso a hipótese mais aceita é de que os materiais escuros, como condritos carbonáceos, dominantes nestas superfícies, absorvem a maior parte da radiação e suprimem o espalhamento múltiplo e portanto o CBOE.

Em sua última passagem periélica antes da chegada da sonda Rosetta, 67P foi observado fotometricamente por *Lara et al.* (2011) em fevereiro e março de 2009, quando o cometa se encontrava entre 1.25 à 1.3 UA, no Observatório Calar Alto. Utilizando óptica adaptativa e método de isofotos, Lara e colaboradores mediram 5 estruturas na coma de poeira, que poderiam ser relacionadas com áreas ativas na superfície do núcleo. Todas as taxas de produção de  $CN$ ,  $NH_2^-$  e outras espécies de carbono continuaram em concordância com as medidas anteriores.

### 6.1.1 A superfície de 67P/C-G pela missão Rosetta

As primeiras imagens resolvidas do núcleo de 67P/Churyumov–Gerasimenko, em final de julho de 2014 (Figura 3.3), revelaram que o modelo de forma de *Lamy et al.* (2006) não condizia com o bi-lóbulo observado. As medidas de pólo, período de rotação e albedo geométrico determinadas por telescópios da Terra, por outro lado, estavam em concordância com aquelas medidas pela sonda Rosetta. Apenas o período de rotação apresenta uma redução de 0.36 horas desde a passagem periélica de 2009, possivelmente devido à assimetrias na atividade cometária.

A primeira leva de trabalhos sobre 67P/Churyumov–Gerasimenko baseou-se em dados adquirido até o final de setembro de 2014, durante os estágios de aproximação e correção orbital (Seção 3.2). *Sierks et al.* (2015) apresentou as principais características do núcleo e o estado da atividade cometária até aquele momento, compondo as informações do infográfico da figura 6.2. Devido à obliquidade do polo, apenas o hemisfério norte encontrava-se iluminado, o que somente mudará durante a pas-

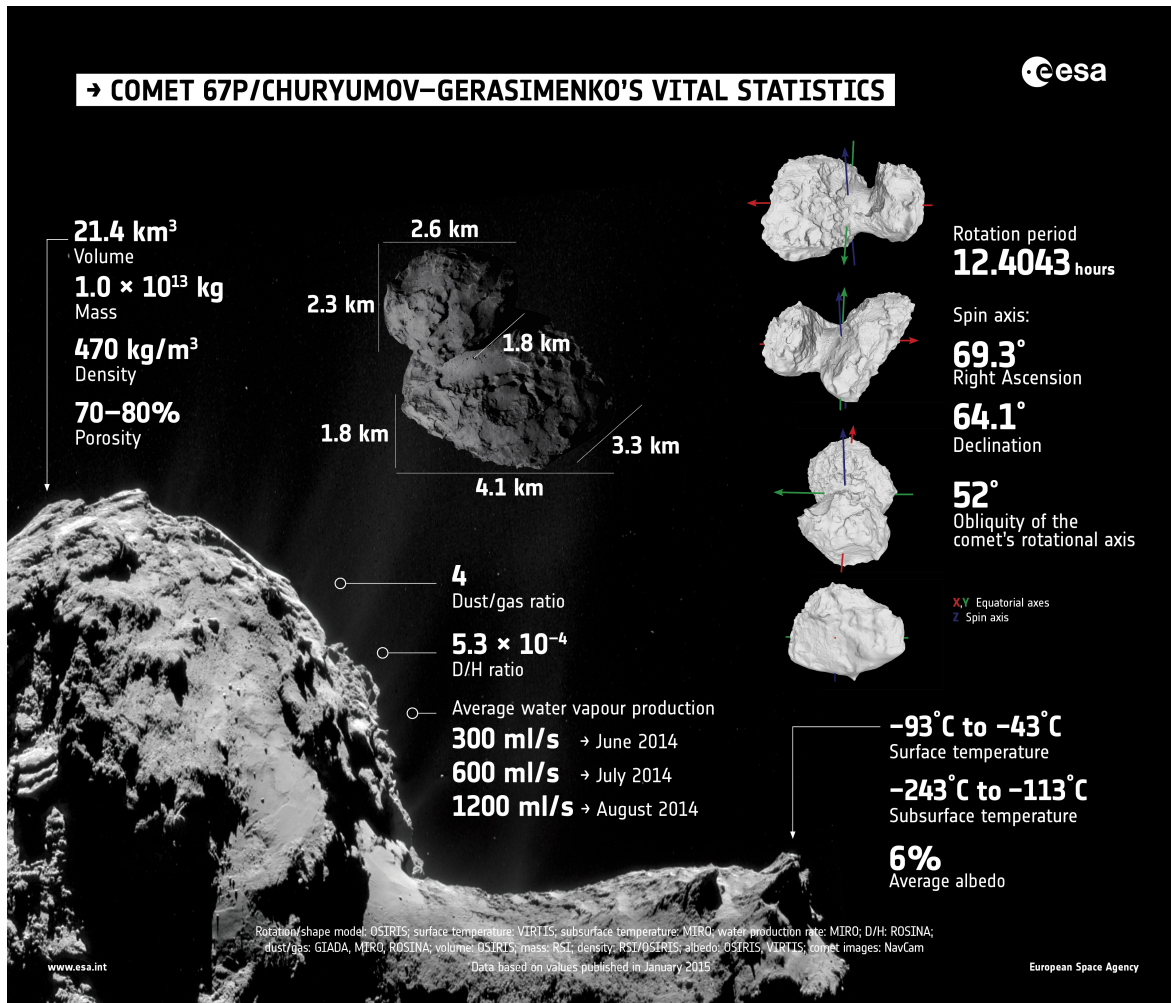


Figura 6.2: Quantidades medidas pela sonda Rosetta reportadas pela ESA. Fontes: *Sierks et al. (2015)*; *Capaccioni et al. (2015)*; *Thomas et al. (2015)*; *Hässig et al. (2015)*.

sagem periélica, em agosto de 2015. A densidade estimada pelo instrumento RSI, junto com o volume obtido pelo modelo de forma, indicam uma porosidade total de 70-80%, consistentes com valores estimados para outros núcleos cometários (Carry, 2012). Pelas imagens da câmera OSIRIS, Sierks *et al.* identificou que a maioria das estruturas de sublimação (chamados jatos) eram provenientes de uma região entre os lóbulos, chamada Hapi (Figura 6.3) em homenagem ao deus egípcio do rio Nilo. A região é dotada de um material mais suave e brilhante do que todo o resto da superfície de 67P. Superfície esta que é extremamente irregular, composta por poços, escarpas e quebras alinhadas (Thomas *et al.*, 2015). Tais estruturas são produtos da erosão produzida por diversas passagens pelo periélio, em especial os poços, encontrados principalmente nas regiões de Seth e Ash, sendo o maior destes em Hatmehit. Estes produzem a maioria dos jatos fora da região de Hapi (Vincent *et al.*, 2015) e estão relacionados com assimetrias na coma e à própria atividade cometária.

A espectroscopia no infravermelho com VIRTIS mediu um espectro com poucas estruturas de absorção entre 500 e 2500 nm, e uma banda de absorção profunda de 2800 à 3600 nm. Capaccioni *et al.* (2015) encontraram uma alta variabilidade de inclinações espectrais (+5 à +25 %/1000Å), sendo Hapi a região onde concentram-se os espectros mais neutros. Hapi também apresenta a banda de 3000 nm mais profunda, com seu centro deslocado para -100 nm em relação ao resto do corpo. Capaccioni *et al.* interpretam como um indício de contaminação de gelos d'água, fato que é confirmado pela sincronia da volatilização do OH com a visibilidade de região de Hapi com respeito à sonda Rosetta (Hässig *et al.*, 2015). A banda de absorção de 3300 nm seria produzida pela vibração de moléculas do tipo X-H, sendo, OH e CH são os principais candidatos. Sub-estruturas na banda seriam indicativos da presença de espécies de hidrocarbonetos aromáticos e alifáticos, em concordância com orgânicos já observados em grãos capturados do cometa Wild 2 pela missão Stardust (Kissel *et al.*, 2004).

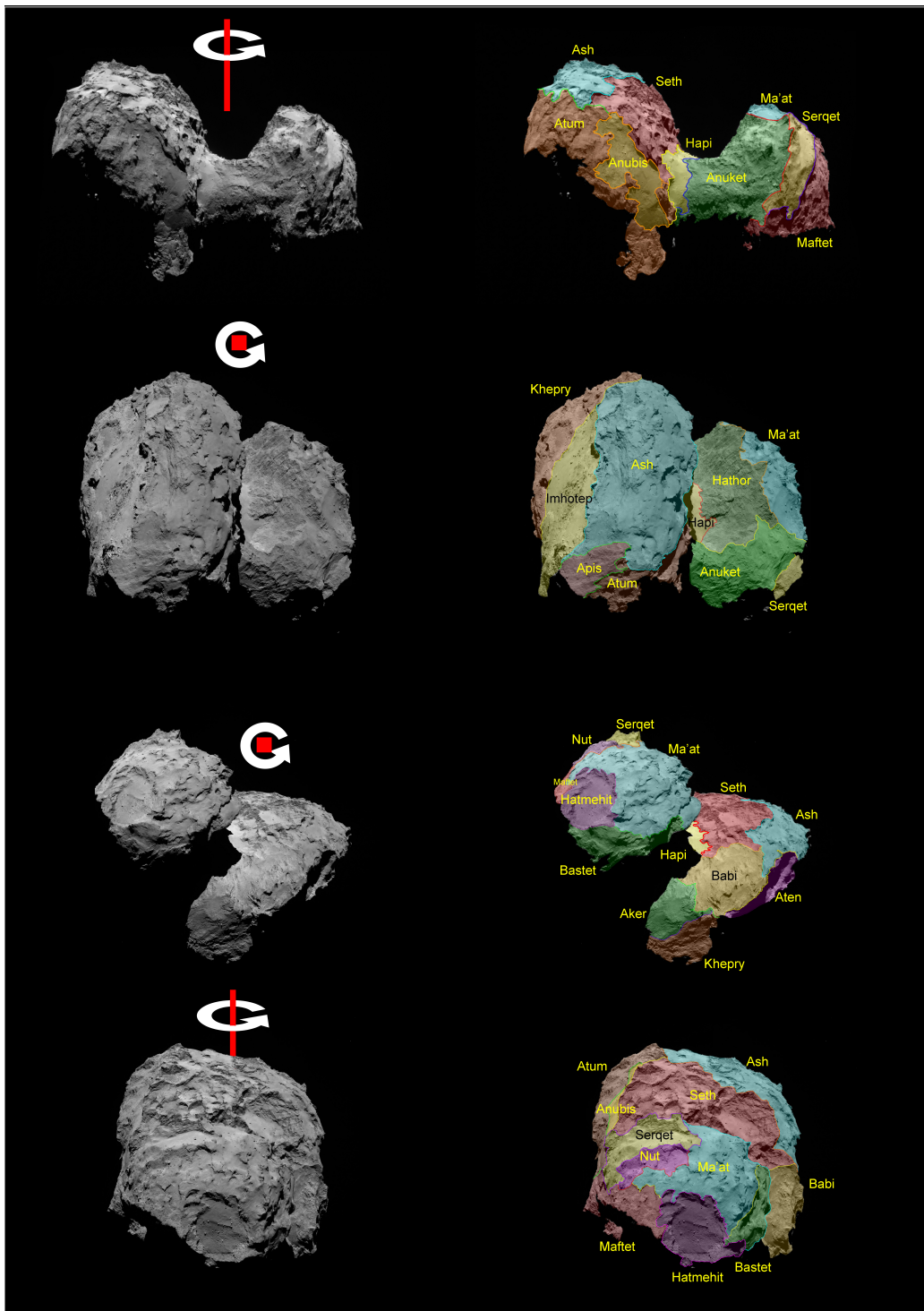


Figura 6.3: Nomeclatura das região de 67P/Churyumov–Gerasimenko (*Thomas et al., 2015*) sobre as imagens de 6 de agosto de 2014. O eixo de rotação também está representado.

## 6.2 Análise fotométrica global

A partir das primeiras imagens resolvidas obtidas durante o estágio de “rendez-vous”, entre 21 de julho a 06 de agosto de 2014, estudamos o comportamento fotométrico global do núcleo de 67P. Os dados e os procedimentos de tratamento estão descritos na seção 3.2. O objetivo foi caracterizar a curva de fase em fluxo integrado e em disco resolvido e também obter os albedos geométricos e corrigidos em comportamento de disco. Isto é importante para poder construir os mapas de albedo normal e inclinação espectral para a superfície.

### 6.2.1 Análise de disco integrado

O núcleo de 67P é o primeiro a ser resolvido em ângulos de fase menores que 5 graus. Somado a uma cobertura de ângulo de fase de até cerca de 55 graus, isto nos permitiu calcular a inclinação da curva de fase ( $\beta$ ) e comportamento da inclinação espectral com o ângulo de fase. O núcleo apresenta dois regimes de inclinação na curva de fase, para  $\alpha > 7^\circ$ ,  $\beta = 0.047 \pm 0.002 \text{ mag/grau}$ , e outro para  $\alpha < 10^\circ$ ,  $\beta = 0.074 \text{ mag/grau}$ . O primeiro é compatível com valores encontrados para Troianos e para os cometas Hartley (*Li et al.*, 2013a), 9P/Tempel (*Li et al.*, 2007b), Borelly (*Li et al.*, 2007a), e um pouco menor que a média geral para cometas da família de Júpiter ( $0.053 \pm 0.016 \text{ mag/grau}$ , *Snodgrass et al.*, 2011). O segundo regime é compatível com o estimado por *Tubiana et al.* (2011), explicando o alto valor encontrado e confirmando a presença do efeito de oposição.

A espectro-fotometria de disco integrado foi calculada através da média do fator de radiância para todas as imagens analisadas que fossem maior que 0.5 do valor mediano total na imagem. Depois foi dividida pela área projetada do núcleo derivada do modelo de forma transposto para a mesma configuração observacional da imagem real. A espectro-fotometria indica um comportamento avermelhado e sem estruturas no visível, compatível com o espectro obtido por *Tubiana et al.* (2011) da Terra e com outros núcleos cometários, Troianos e asteroides do tipo D (*Fornasier et al.*, 2007). No ultravioleta próximo (240-375 nm), uma larga banda de absorção centrada em 290 nm é reconhecível. Trata-se possivelmente de uma assinatura de gelo de  $SO_2$  observada nos experimentos de *Hodyss et al.* (2013).

O comportamento da inclinação espectral com o ângulo de fase mostrou pela primeira vez o efeito do avermelhamento do espectro por ângulo de fase para um núcleo cometário. O efeito é explicado evocando a mudança no caminho médio de penetração da radiação no regolito. A probabilidade do fóton ser absorvido depende do quanto a radiação se propagou dentro do meio. E para a maioria dos minerais o coeficiente de absorção é inversamente proporcional ao comprimento de onda. Portanto, em pequenos ângulos de fase, a penetração não é tão profunda, enquanto para ângulos de fase de até 90 graus, existe um contínuo aumento da penetração e também da absorção. Logo, o espectro se avermelha com o aumento da absorção dos fótons mais energéticos em ângulos de fase maiores (*Hapke and van Horn, 1963*). O efeito também apresenta dependência com a compressão e rugosidade microscópica (*Schröder et al., 2014*).

Para interpretar a curva de fase em disco integrado, aplicamos o modelo de *Hapke (1993)* integrado para uma esfera, desconsiderando CBOE e correção do fator de porosidade. Apenas da forma irregular do núcleo, trabalhos anteriores mostraram que para  $\alpha < 60^\circ$ , a forma do objeto pouco interfere na obtenção dos parâmetros (*Li et al., 2003*). Neste regime, as propriedades microfísicas do regolito são mais importantes que os efeitos topográficos. Ajustamos as curvas de fase de fator de radiância integrado. O procedimento de ajuste consistiu em buscar pelo mínimo global usando o método de BFGS, uma extensão do método de Newton que incorpora a derivada segunda, dentro de outro método, chamado *Basin-hopping* (*Wales and Doye, 1997; Prentiss et al., 2008; Kim et al., 2014*). O *Basin-hopping* funcionando dando saltos controlados para variar as condições iniciais que serão inseridas no BFGS (Apêndice A), e este converge para o mínimo mais próximo. Em seguida, de uma lista de mínimos amostrados, o mínimo global é escolhido dentre aqueles com menor resíduo entre modelo e medida. A melhor solução, com o menor resíduo, é escolhida dentre 30 testes com o *Basin-hopping*. A incerteza é estimada do desvio padrão de todos os testes para cada parâmetro. A incerteza, no caso do modelo de *Hapke*, é principalmente devido à sub-amostragem de algumas regiões da curva e às correlações indiretas entre os termos do modelo. Devido à falta de medidas para  $\alpha > 60^\circ$ ,  $\bar{\theta}$  foi fixo em 15 graus. A figura 6.4 apresenta os testes aplicados às curvas de fase para diferentes filtros. A tabela com

os parâmetros encontra-se no artigo *Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft* em anexo a este capítulo. Para todos os comprimentos de onda encontramos um pico de oposição estreito e acentuado: uma amplitude alta nunca menor que 1.78, e largura angular de 2.57-3.6 graus. O albedo geométrico em 649 nm é de  $0.0677 \pm 0.039$ , o maior dentre os núcleos cometários já visitados por sondas.

## 6.2.2 Análise de disco resolvido

As imagens de alta resolução do núcleo permitem estudar variações locais na superfície do cometa. No entanto, é necessário corrigir o comportamento de disco das imagens para se obter o albedo equigonal (Seção 2.2). Como uma primeira abordagem, aplicamos a lei de Lommel-Seeliger como função de disco para o grupo de imagens em ângulo de fase de 1.3, 10 e 50 graus (consultar o artigo em anexo). Observamos uma anti-correlação entre o albedo equigonal em 535 nm e a inclinação espectral. A região de Hapi, situada entre os dois lóbulos do núcleo, é a região mais brilhante (+16% acima da média) e mais azulada ( $9\%/ (100nm)$ ), enquanto Ash é mais escura (-9%) e mais avermelhada ( $14.5\%/ (100nm)$ ). Como descrito anteriormente, Hapi é a região mais ativa do cometa, associada ao conteúdo de  $H_2O$  e aos jatos de sublimação. A cor azulada é provavelmente devido a mistura de refratários com pequena quantidade de gelos d'água. Dessa forma, decidimos classificar, de acordo com a inclinação espectral, a espectro-fotometria da superfície em três grupos baseada nas imagens de mais alta resolução de ângulo de fase de 50 graus:

1. Baixa inclinação espectral ( $11 - 14\%/ (100nm)$ ): Estas regiões, que incluem Hapi, Hathor e Seth, geralmente possuem albedo equigonal alto. São regiões que apresentam atividade (Sierks et al., 2015; Vincent et al., 2015) e estão associadas a presença de  $H_2O$ .

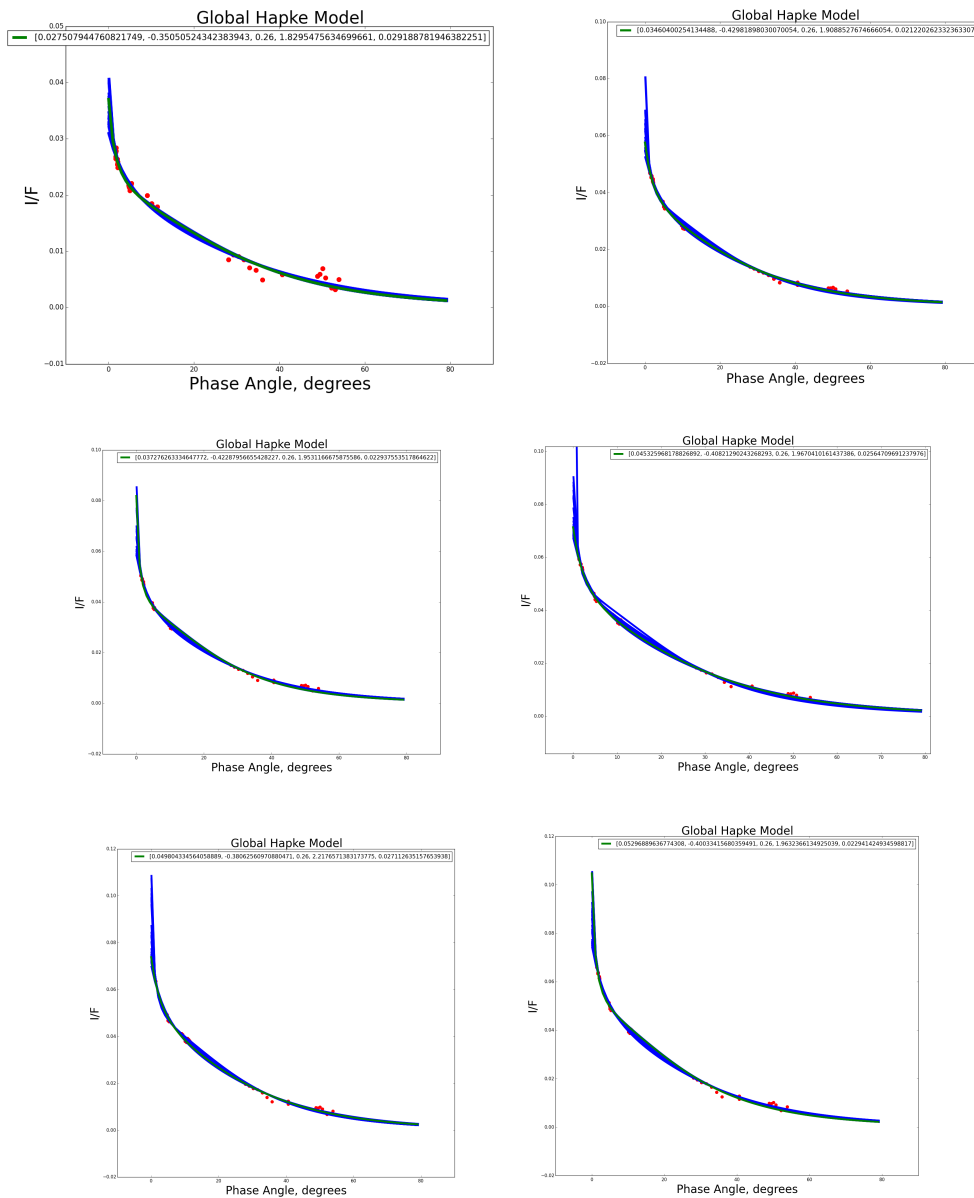
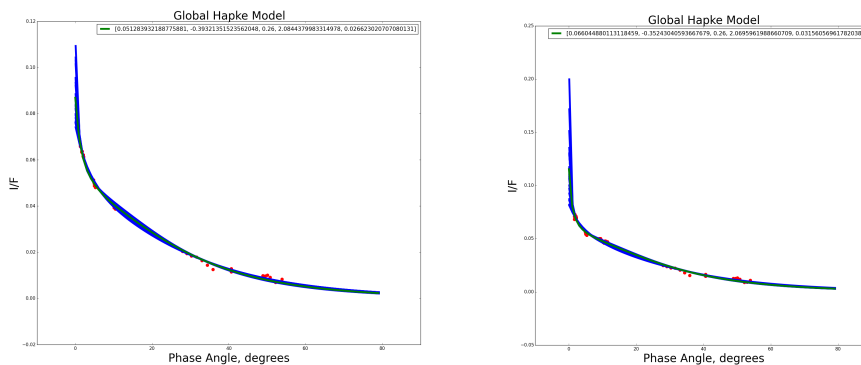


Figura 6.4: Curvas de fase de 67P para diferentes comprimentos de onda. O fator de radiância está integrado e o ângulo de fase é o central à imagem. As linhas azuis são todas as soluções encontradas pelos 30 testes. A linha verde representa a melhor solução. Da esquerda superior à direita inferior: 325 nm, 480 nm, 535 nm, 649 nm, 700 nm, 743 nm, 882 nm, 989 nm.





Continuação da figura 6.4.

2. Inclinação espectral mediana ( $14 - 18\%/(100nm)$ ): Regiões cujos espectros são similares ao espectro mediano do núcleo. Estão incluídas Anuket e Serqet, parcialmente Ma'at e Ash, e regiões de depressão. Este tipo espectral parece ser uma transição entre o grupo 1 e o grupo 3, a seguir. Composicionalmente pode estar associado ao manto refratário que se forma e é destruído conforme o cometa passa por múltiplas atividades.
3. Alta inclinação espectral ( $> 18\%/(100nm)$ ): Vários locais individuais e quase inteiramente as regiões de Apis, Ash, o grande poço de Hatmehit e regiões vizinhas, como Maftet, fazem parte desse grupo. As regiões deste grupo estão localizadas diametralmente opostas as regiões do "pescoço", Hapi e Hathor. Parece existir uma relação entre os poço e o espectro avermelhado. Ash é povoada por esta estrutura e Hatmehit é uma das maiores depressões, localizada na "cabeça". Entretanto, não parece haver relação com a morfologia, uma vez que estas regiões apresentam terrenos suaves como irregulares. A alta inclinação pode estar relacionada com o maior conteúdo de orgânicos que a média, que poderia ter sido liberado de camadas mais internas da superfície através da formação dos poços.

A presença de diversidade espectral na superfície corrobora o panorama construído a partir de experimentos e modelos anteriores (Seção 1.1.2) e indica também uma variedade de composições abaixo da superfície. Como as mesmas variegações são encontradas tanto na "cabeça" quanto no "corpo", a espectro-fotometria não é conclusiva sobre a origem como binário de contato (Sierks *et al.*, 2015; Rickman

*et al.*, 2015). O modelo de agregado gravitacional (Seção 1.1.2) sugere que espaços entre os cometesimais seriam preenchidos por materiais ricos em voláteis. Durante a passagem periélica, estas áreas se erodiriam por sublimação com mais facilidade, formando depressões e expondo o interior mais rico em voláteis. Este cenário é apresentado como origem para região de Hapi (*Sierks et al.*, 2015). A região é morfologicamente diferentes da vizinhança e apresenta maior quantidade de  $H_2O$  comparada ao resto do núcleo. Portanto, ao invés de binários de contato recentes, os dois lóbulos teriam sido separados pela erosão por sublimação de uma zona menos refratária.

Na última etapa, aplicamos o modelo de Hapke descrito na seção 2.3 para obter os parâmetros da superfície para o filtro NAC F82+22 (649 nm) e comparamos com resultados de experimentos e de outros corpos. Desta vez, utilizamos os ângulos de iluminação obtidos através do procedimento descrito na seção 3.2 e o fator de radiância de cada pixel (exemplo na Figura 6.5). Para que o peso estatístico durante a minimização do resíduo fosse independente da resolução para todas as imagens, fizemos uma compartimentação de 2 graus numa grade tridimensional composta pelos três ângulos de iluminação. A média do fator de radiância foi calculado para cada bin.

Utilizamos o método de BFGS com a solução para disco integrado como condição inicial para ajustar todos os dados de uma vez e obter os parâmetros globais. No fim do procedimento, observamos que o termo  $B_{CB}$  era invariante na solução final, portanto descartamos o CBOE como um mecanismo importante para o efeito de oposição em, ao menos,  $\alpha > 1.3^\circ$ . Os parâmetros obtidos foram:  $w_0 = 0.034$ ,  $g_{sca} = -0.42$ ,  $B_{s0} = 2.25$ ,  $h_s = 0.061$ ,  $\bar{\theta} = 28^\circ$ ,  $A_0 = 0.067$  e 87% de porosidade superficial. O resíduo acumulado foi de 6.4% da medida. A figura 6.6 apresenta os resíduos para cada imagem e a comparação do fator de radiância medido com o modelado.

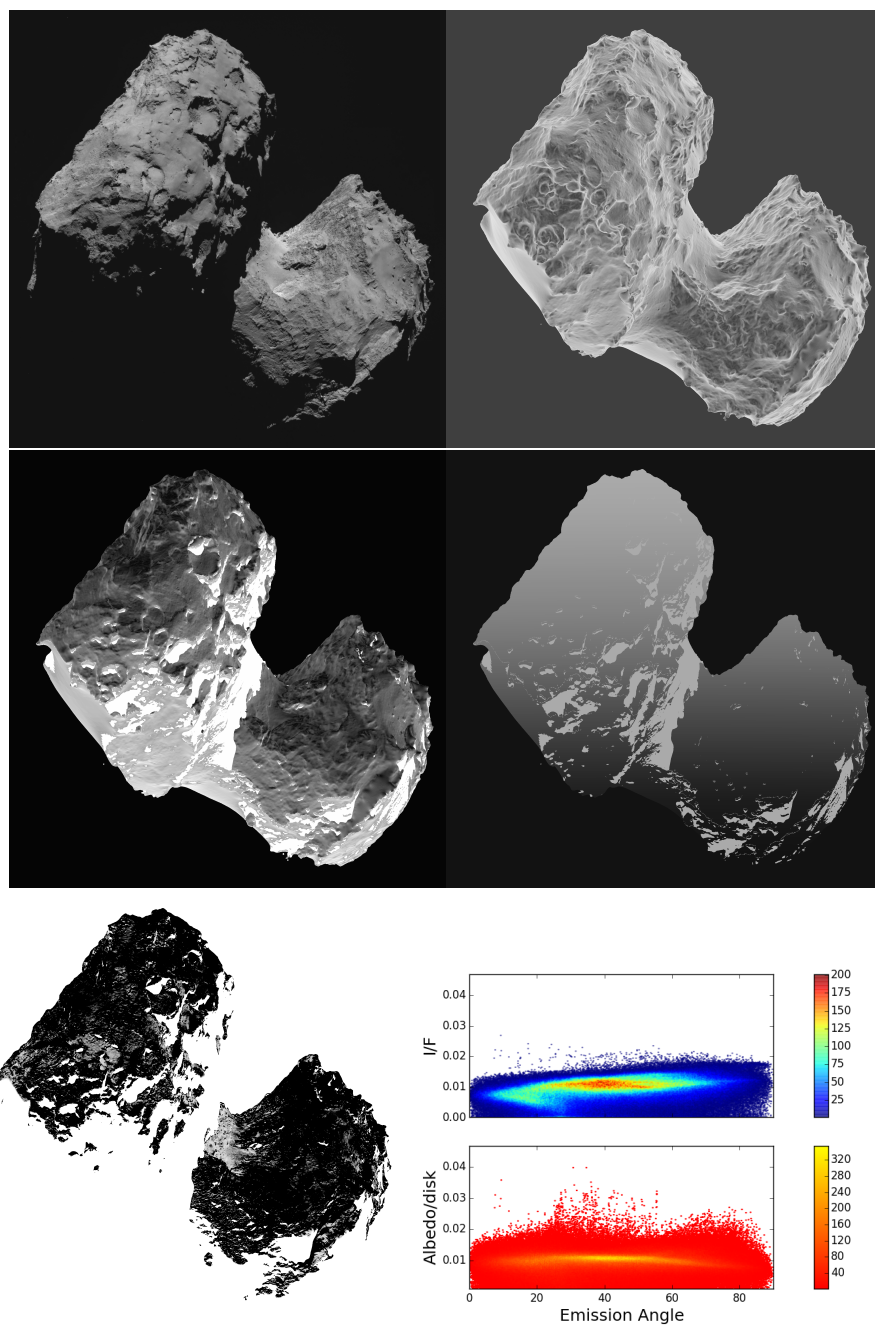


Figura 6.5: Imagens de 67P em 6 de agosto de 2014 05:19 UT. De cima para baixo, as quantidades nas imagens representam: fator de radiância, ângulo de emergência, ângulo de incidência, ângulo de fase e fator de radiância corrigido. Quando há regiões de sombra, os ângulos são substituídos por 190 graus. O último gráfico mostra a distribuição de fatores de radiância pelo ângulo de emissão. A correção fotométrica com o modelo de Hapke remove a dependência do fator com os ângulos de iluminação.

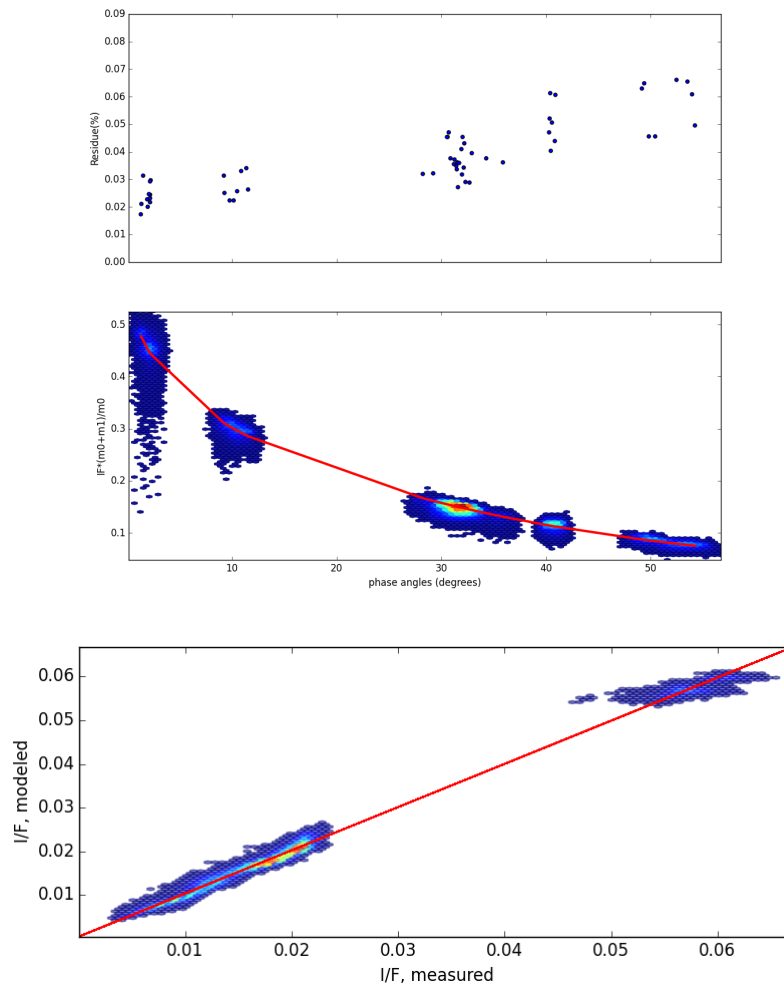


Figura 6.6: Ajuste do modelo de Hapke em disco resolvido do núcleo do cometa 67P. No primeiro painel, os pontos representam o resíduo total para cada imagem. No segundo painel, os pontos representam o fator de radiação compartimentado e a linha vermelha, a melhor solução. No terceiro e último painel, ajuste linear comparativo do fator de radiação medido e modelado. O coeficiente angular é 0.988, onde um ajuste perfeito seria 1.0.

O albedo de espalhamento simples  $w_0$ , rugosidade  $\bar{\theta}$  e o albedo geométrico são similares aos obtidos para os cometas 9P/Tempel e 81P/Wild. O fator de assimetria  $g_{sca}$ , por outro lado, é menor que o derivado para outros cometas, implicando que talvez a porosidade superficial seja menor. A porosidade que obtemos está de acordo com aquela encontrada para mantos de poeira produzidos por experimentos de laboratório (Figura 1.6, Seção 1.1.2). Em gravidade terrestre, a porosidade superficial não supera 80%, no entanto, em simulações computacionais com ambientes de baixa gravidade com partículas fractais (Levasseur-Regourd et al., 2007; Lasue et al., 2009) indicam que a porosidade pode alcançar 80-90%.

O trabalho completo sobre a espectro-fotometria global de 67P/C-G está em anexo abaixo e será publicado na edição especial da *Astronomy & Astrophysics* sobre a missão Rosetta. Nele estudamos o efeito de avermelhamento de fase, a inclinação espectral em disco resolvido e a análise de Hapke, como descrito acima. A abordagem e tratamento descritos nessa tese permitiram que observássemos três grupos distintos de inclinação espectral e derivássemos os parâmetros de Hapke para disco integrado e resolvido. Um albedo geométrico de  $0.065 \pm 0.02$  foi derivado e pela primeira vez a porosidade superficial para um núcleo cometário foi estimada a partir de dados fotométricos.

# Artigo

Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft.

*Sonia Fornasier, Pedro Henrique Hasselmann, Maria Antonella Barucci, Clement Feller, Sebastian Besse, Cedric Leyrat e outros*

**Aceito para publicação em futura edição especial sobre Rosetta na  
Astronomy & Astrophysics, [dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201525901](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525901)  
(05/2015)**

# Spectrophotometric properties of the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from the OSIRIS instrument onboard the ROSETTA spacecraft.

S. Fornasier<sup>1,2</sup>, P. H. Hasselmann<sup>1,3</sup>, M.A. Barucci<sup>1</sup>, C. Feller<sup>1,2</sup>, S. Besse<sup>4</sup>, C. Leyrat<sup>1</sup>, L. Lara<sup>5</sup>, P. J. Gutierrez<sup>5</sup>, N. Oklay<sup>6</sup>, C. Tubiana<sup>6</sup>, F. Scholten<sup>7</sup>, H. Sierks<sup>6</sup>, C. Barbieri<sup>8</sup>, P. L. Lamy<sup>9</sup>, R. Rodrigo<sup>10,11</sup>, D. Koschny<sup>4</sup>, H. Rickman<sup>12,13</sup>, H. U. Keller<sup>14</sup>, J. Agarwal<sup>6</sup>, M. F. A'Hearn<sup>15</sup>, J.-L. Bertaux<sup>16</sup>, I. Bertini<sup>8</sup>, G. Cremonese<sup>17</sup>, V. De Deppo<sup>18</sup>, B. Davidsson<sup>12</sup>, S. Debei<sup>19</sup>, M. De Cecco<sup>20</sup>, M. Fulle<sup>21</sup>, O. Groussin<sup>9</sup>, C. Güttler<sup>6</sup>, S. F. Hviid<sup>7</sup>, W. Ip<sup>22</sup>, L. Jorda<sup>9</sup>, J. Knollenberg<sup>7</sup>, G. Kovacs<sup>6</sup>, R. Kramm<sup>6</sup>, E. Kühr<sup>7</sup>, M. Küppers<sup>23</sup>, F. La Forgia<sup>8</sup>, M. Lazzarin<sup>8</sup>, J. J. Lopez Moreno<sup>5</sup>, F. Marzari<sup>8</sup>, K.-D. Matz<sup>7</sup>, H. Michalik<sup>24</sup>, F. Moreno<sup>5</sup>, S. Mottola<sup>7</sup>, G. Naletto<sup>25,26,18</sup>, M. Pajola<sup>26</sup>, A. Pommerol<sup>27</sup>, F. Preusker<sup>7</sup>, X. Shi<sup>6</sup>, C. Snodgrass<sup>6,28</sup>, N. Thomas<sup>27</sup>, and J.-B. Vincent<sup>6</sup>

(Affiliations can be found after the references)

Received Feb. 2015, ....

## ABSTRACT

**Context.** The Rosetta mission of the European Space Agency has been orbiting the comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P) since August 2014 and is now in its escort phase. A large complement of scientific experiments designed to complete the most detailed study of a comet ever attempted are onboard Rosetta.

**Aims.** We present results for the photometric and spectrophotometric properties of the nucleus of 67P derived from the OSIRIS imaging system, which consists of a Wide Angle Camera (WAC) and a Narrow Angle Camera (NAC). The observations presented here were performed during July and the beginning of August 2014, during the approach phase, when OSIRIS was mapping the surface of the comet with several filters at different phase angles (1.3°–54°). The resolution reached up to 2.1 m/px.

**Methods.** The OSIRIS images were processed with the OSIRIS standard pipeline, then converted into  $I/F$  radiance factors and corrected for the illumination conditions at each pixel using the Lommel-Seeliger disk law. Color cubes of the surface were produced by stacking registered and illumination-corrected images. Furthermore, photometric analysis was performed both on disk-averaged photometry in several filters and on disk-resolved images acquired with the NAC orange filter, centered at 649 nm, using Hapke modeling.

**Results.** The disk-averaged phase function of the nucleus of 67P shows a strong opposition surge with a G parameter value of  $-0.13 \pm 0.01$  in the HG system formalism and an absolute magnitude  $H_i(1, 1, 0) = 15.74 \pm 0.02$  mag. The integrated spectrophotometry in 20 filters covering the 250–1000 nm wavelength range shows a red spectral behavior, without clear absorption bands except for a potential absorption centered at  $\sim 290$  nm that is possibly due to SO<sub>2</sub> ice. The nucleus shows strong phase reddening, with disk-averaged spectral slopes increasing from 11%/(100 nm) to 16%/(100 nm) in the 1.3°–54° phase angle range. The geometric albedo of the comet is  $6.5 \pm 0.2\%$  at 649 nm, with local variations of up to  $\sim 16\%$  in the Hapi region. From the disk-resolved images we computed the spectral slope together with local spectrophotometry and identified three distinct groups of regions (blue, moderately red, and red). The Hapi region is the brightest, the bluest in term of spectral slope, and the most active surface on the comet. Local spectrophotometry shows an enhancement of the flux in the 700–750 nm that is associated with coma emissions.

**Key words.** Comets: individual: 67P/Churyumov-Gerasimenko, Methods: data analysis, Techniques: photometric

## 1. Introduction

The Rosetta spacecraft arrived on 6 August 2014 at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko (67P) after ten years of interplanetary journey. The nucleus has been mapped by the Optical, Spectroscopic, and Infrared Remote Imaging System (OSIRIS) (Keller et al., 2007), which comprises a Narrow Angle Camera (NAC) for nucleus surface and dust studies, and a Wide Angle Camera (WAC) for the wide-field coma investigations. From the beginning of July, images obtained with different filters (from 240 to 1000 nm) with the NAC camera allowed us to obtain color mapping of the comet nucleus with an increasing spatial resolution during the global mapping phase at the comet. Observations will continue during the nominal mission until the end of December 2015.

The very first results on the comet images and spectroscopy obtained with the OSIRIS and VIRTIS instruments (Sierks et al., 2015; Thomas et al., 2015; Capaccioni et al., 2015) reveal that the nucleus of 67P has surface characteristics that are very different, in terms of shape, complex morphology, and spectral properties, from those of the other cometary nuclei that were visited by space missions. Before the ESA Rosetta interplanetary mission, exploration of comets was considered by different space agencies. These began in 1986 with the flyby of comet 1P/ Halley (Keller et al., 1986) by the ESA Giotto mission, launched in 1985 and followed by a flotilla of spacecraft from the Japanese and Russian space agencies. The Giotto Extended Mission (GEM) made the second flyby of comet 26P/Grigg-Skjellerup in July 1992. In 2001, the NASA Deep Space 1 mission flew by comet

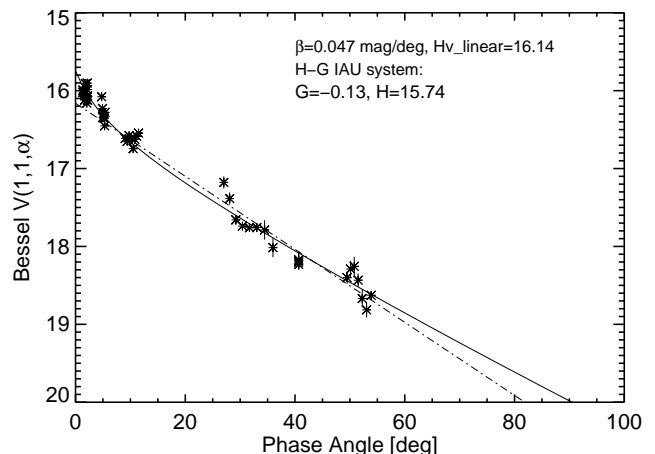
19P/Borrelly (Soderblom et al., 2002). The NASA Discovery program selected the missions Stardust and Deep Impact. The sample-return mission Stardust had flown by comet 81P/Wild 2 in 2004 (Brownlee et al., 2004), while in July 2005, the mission Deep Impact could observe the collision induced by an impactor on the nucleus of comet 9P/Tempel 1 (A’Hearn et al., 2005). The comet 103P/Hartley 2 was visited in November 2010 by the redirected Deep Impact mission, named EPOXI (A’Hearn et al., 2011), while Stardust, renamed NExT, was redirected to fly by comet 9P/Tempel 1 in February 2011 (Veveřka et al., 2013). These missions (see Barucci et al. (2011) for a complete review) yielded an incredible knowledge of comets, unveiling their surface structures and many other properties. The known cometary nuclei are irregularly shaped, and each of them presents a variety of different morphologies (e.g., depressions, ridges, chains of hills, smooth areas, rough terrains, layers, and craters) and different spectral properties. The Rosetta mission is the first mission following and orbiting a comet from  $\sim 4$  AU inbound to 2 AU outbound including the perihelion passage at 1.24 AU. The OSIRIS imaging system is the first instrument with the capability of mapping a comet surface at such a high resolution (lower than 20 cm/px at best) with 20 filters and covering various phase angle and illumination conditions.

We here present results for the spectrophotometric properties of the nucleus of 67P derived from the OSIRIS observations obtained from July to mid-August 2014, during the comet approach phase and the first bound orbits. We present the global and local analysis of the photometric properties of the nucleus and spectrophotometry. These data give indications for the properties of the comet nucleus and allow us to investigate the heterogeneity of the nucleus at several scales, both in terms of albedo and composition.

## 2. Observations and data reduction

The NAC has a field of view of  $2.2^\circ \times 2.2^\circ$  and was designed to obtain high-resolution images with different filters in the near-UV to near-IR range (240-1000 nm). These filters are optimized for mineralogical studies of the nucleus. The WAC has a wide field of view ( $11.6^\circ \times 12.1^\circ$ ) and a set of narrow-band filters devoted to study gaseous species in the coma. The NAC and WAC cameras have unobstructed mirror systems with focal lengths of 72 cm and 13 cm, respectively. Both cameras are equipped with  $2048 \times 2048$  pixel CCD detectors with a pixel size of  $13.5 \mu\text{m}$ . The image scale is  $3.9''/\text{px}$  for the NAC and  $20.5''/\text{px}$  for the WAC. We refer to Keller et al. (2007) for a more detailed description of the OSIRIS cameras.

From mid-July onward, the comet was resolved, and OSIRIS has mapped the nucleus surface with increasing spatial resolution. We present the results of OSIRIS observations obtained from the very first resolved images up to the beginning of August, when the spacecraft began to orbit the comet at a distance of 110 km. In this time frame, OSIRIS has mapped the surface of the comet with several filters at different phase angles ( $1.3^\circ$ – $54^\circ$ ) and with a resolution of 2.1 m/px (Table 1). The data were reduced using the OSIRIS standard pipeline up to level 3, following the data reduction steps described in Küppers et al. (2007) and Tübiana et al. (2015a), which include correction for bias, flat field, geometric distortion, and calibration in absolute flux. The absolute calibration factors that convert digital units into  $\text{Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}\text{sr}^{-1}$  (referred to the central wavelength of each filter) were recently revised in the OSIRIS pipeline and are slightly updated compared with those used before the Rosetta hibernation; they were successfully tested on Vesta (Fornasier et



**Fig. 1.** Phase curve of the nucleus of 67P from OSIRIS observations in the NAC green filter (F23). The continuous line represents the HG IAU model that best fits the data, and the linear fit to the data is plotted as the dashed-dotted line.

al., 2011). The absolute calibration factors were derived from Vega observations acquired during the instrument calibration campaign on 18 May 2014, and computed using the Vega and the Sun flux standard spectra from the HST CALSPEC catalog ([www.caha.es/pedraz/SSS/HST\\_CALSPEC](http://www.caha.es/pedraz/SSS/HST_CALSPEC)).

For each image, we computed the radiance factor (also known as  $I/F$ ) for each pixel,

$$\text{RadianceFactor}(\lambda) = \frac{\pi I(i, e, \alpha, \lambda)}{F_\lambda}, \quad (1)$$

where  $I$  is the observed scattered radiance,  $F_\lambda$  the incoming solar irradiance at the heliocentric distance of the comet, and  $i$ ,  $e$ , and  $\alpha$  are the incidence, emission, and phase angles, respectively. The solar irradiance  $F_\lambda$  is wavelength dependent and was calculated at the central wavelength of each filter to be consistent with the methodology applied to derive the absolute calibration factors.

## 3. Photometric properties from disk-averaged or integrated photometry

### 3.1. Phase function

For an irregular body such as the nucleus of comet 67P, the definition of the disk-integrated phase function becomes ambiguous (Li et al., 2004) because the observed disk-integrated reflectivity depends upon the solar phase angle  $\alpha$  and the illuminated surface seen during the observation. To build the phase function, we used the OSIRIS observations obtained with the NAC green filter, centered at 535 nm. Rosetta approached the comet very fast in July-August 2014, with a resulting rapid increase of the spatial resolution (see Table 1). The classical aperture photometry with a constant radius can therefore not be applied to evaluate the comet flux. We decided to integrate the comet signal over the pixels with a flux higher than  $0.2 \times \langle F \rangle$ , where  $\langle F \rangle$  is the mean flux of the illuminated surface of the nucleus in a given image that was previously cut around the comet to avoid any potential background contributions (stars or cosmic rays). In this way, we integrated the comet flux over an area that is slightly larger than the projected surface of the comet obtained from the shape model for a given observing sequence, thus including the



**Table 1.** Observing conditions for the OSIRIS data. The filter names are followed by their central wavelength in nm at the first time that they appear in the table. The time refers to the start time of the first image of each sequence.  $\Delta$  is the distance between the Rosetta spacecraft and comet 67P.

Camera	Time	filters	phase (°)	$\Delta$ (km)	res. (m/px)
NAC	2014-07-21T14.34.16	F22 (649.2), F23 (535.7), F24 (480.7), F16 (360.0), F27 (701.2), F28 (743.7), F41 (882.1), F51 (805.3), F61 (931.9), F71 (989.3), F15 (269.3), & WAC-F71 (325)	5.3	4952	93
NAC	2014-07-21T15.50.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.3	4915	93
NAC	2014-07-21T17.06.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.2	4878	92
NAC	2014-07-21T18.22.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.1	4842	91
NAC	2014-07-21T19.38.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.0	4805	91
NAC	2014-07-21T20.54.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	5.0	4768	90
NAC	2014-07-21T22.10.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.9	4731	89
NAC	2014-07-21T23.26.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.8	4695	88
NAC	2014-07-22T00.42.16	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	4.8	4658	88
NAC	2014-07-25T08.11.21	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3092	58
NAC	2014-07-25T09.34.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3074	58
NAC	2014-07-25T11.00.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3055	58
NAC	2014-07-25T12.26.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.2	3037	57
NAC	2014-07-25T13.52.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.1	3019	57
NAC	2014-07-25T15.18.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.1	3000	57
NAC	2014-07-25T18.10.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.0	2963	56
NAC	2014-07-25T19.55.58	F22, F23, F24, F16, F28, F41, F71, & WAC-F71	2.0	2940	55
NAC	2014-07-28T22.10.25	F27, F28, F41, F51, F61, F71, & WAC-F71	1.3	1984	37
WAC	2014-07-28T22.10.25	F18 (613), F71 (325), F13 (375), F14 (388), F31 (246), F41 (259), F51 (295), F61 (309), F81 (336)	1.3	1984	195
NAC	2014-07-28T23.25.31	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15, & WAC-F71	1.3	1968	37
WAC	2014-07-28T23.25.31	F18, F71, F13, F14, F31, F41, F51, F61, F81	1.3	1968	195
NAC	2014-07-29T00.45.31	F22, F23, F24, F16, F27, F28, F41, F51, F61, F71, F15	1.3	1951	37
WAC	2014-07-29T00.45.31	F18, F71, F13, F14, F31, F41, F51, F61, F81	1.3	1968	195
NAC	2014-08-01T11.50.14	F82 (649.2), F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.0	826	16
NAC	2014-08-01T13.20.42	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.3	807	15
NAC	2014-08-01T14.43.48	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	9.7	790	15
NAC	2014-08-01T16.08.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.1	772	14
NAC	2014-08-01T17.26.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.4	756	14
NAC	2014-08-01T18.31.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	10.8	742	14
NAC	2014-08-01T19.37.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	11.1	729	14
NAC	2014-08-01T20.43.34	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	11.5	715	13
NAC	2014-08-03T00.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	28.0	387	7.3
NAC	2014-08-03T01.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	29.1	377	7.1
NAC	2014-08-03T02.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	30.2	366	6.9
NAC	2014-08-03T03.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	31.6	356	6.7
NAC	2014-08-03T04.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	33.0	346	6.5
NAC	2014-08-03T05.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	34.4	336	6.3
NAC	2014-08-03T06.21.16	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	35.9	326	6.1
NAC	2014-08-03T13.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.7	287	5.4
NAC	2014-08-03T14.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.7	284	5.3
NAC	2014-08-03T15.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	281	5.3
NAC	2014-08-03T16.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	278	5.2
NAC	2014-08-03T17.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	275	5.2
NAC	2014-08-03T18.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	273	5.1
NAC	2014-08-03T19.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	270	5.1
NAC	2014-08-03T20.39.14	F82, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	40.6	267	5.0
NAC	2014-08-05T23.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	48.9	123	2.3
NAC	2014-08-06T00.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	49.5	121	2.3
NAC	2014-08-06T01.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	50.0	119	2.2
NAC	2014-08-06T02.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	50.8	117	2.2
NAC	2014-08-06T04.19.13	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	52.2	113	2.1
NAC	2014-08-06T05.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	53.0	111	2.1
NAC	2014-08-06T06.19.14	F22, F23, F24, F27, F28, F41, F71, & WAC-F71	53.9	110	2.1

limb contribution as well. We evaluated the coma contribution to be 0.1-0.2 % of the comet signal in the green filter for the observations up to 3 August, and 0.2-0.5 % for observations on 6 August, with the strongest coma contribution corresponding to the observation made at 04:19, when a jet departing from the Hapi

region (see Thomas et al., 2015, for the region nomenclature for comet 67P) is clearly visible in the stretched image (see Fig. 10). The coma contribution is thus negligible given the low activity of the comet at these large heliocentric distances, and smaller than the uncertainties from absolute calibration, which are lower than

1% for the green filter (Tubiana et al., 2015a). Nevertheless, we assumed a conservative approach for flux uncertainties, considering an error of 1.5% of the flux to take into account the coma contribution and the absolute calibration uncertainties. We then corrected the measured comet flux to take into account the fact that the comet spectrum is redder than that of the Sun, using

$$F_c = F_o \times \frac{\int_{\lambda} F_{\odot}(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda} F_{comet}(\lambda)T(\lambda)d\lambda}, \quad (2)$$

where  $F_c$  and  $F_o$  are the corrected and uncorrected cometary fluxes at the central wavelength  $\lambda_c$  of the green filter,  $T(\lambda)$  is the system throughput (telescope optics and CCD quantum efficiency), and  $F_{\odot}(\lambda)$  and  $F_{comet}(\lambda)$  are the solar (from the HST catalog) and cometary spectra (from Tubiana et al., 2011), respectively, both normalized to unity at the  $\lambda_c$  of the green filter. The visual magnitude of the comet was reduced to the standard Bessel V filter by

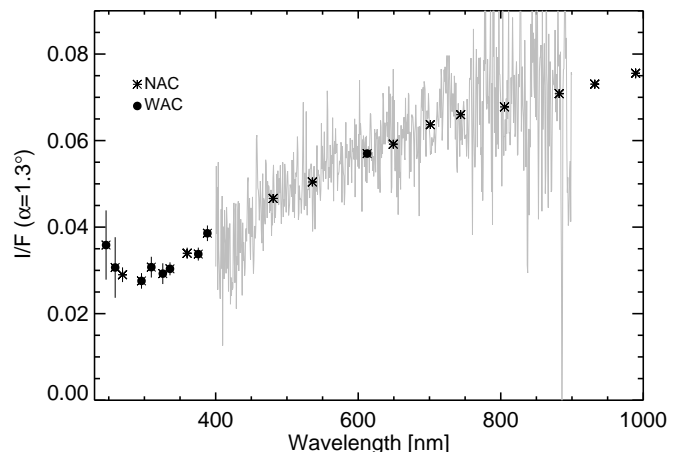
$$m_V = -2.5 \log \left( F_c \int_{\lambda} F_{comet}(\lambda)T_V(\lambda)d\lambda \right) + C, \quad (3)$$

where  $T_V$  is the transmission of the standard V filter taken from Bessel (1990). We determined the C constant as the difference between the apparent solar magnitude of  $-26.75$  (Cox, 2000) and the convolution of the solar spectrum with the V filter as in Eq. 3. The absolute magnitude  $V(1,1,\alpha)$  reduced to the V-Bessel filter is shown in Fig. 1.

We used the HG system (Bowell et al., 1989) to characterize the phase-function behavior of the nucleus and its absolute magnitude,  $H_V(1,1,0)$ . Our best-fit values for both parameters are  $G = -0.13 \pm 0.01$ , and  $H_V(1,1,0) = 15.74 \pm 0.02$  mag, which were determined from chi-squared fitting. The nucleus displays a strong opposition effect: its linear slope (calculated for  $\alpha > 7^\circ$ ) is  $\beta = 0.047 \pm 0.002$  mag/°, and the magnitude from the linear slope (thereby excluding the opposition effect) is  $H_{Vlin} = 16.16 \pm 0.06$  mag. The scatter of the measurements obtained at similar phase angles (Fig. 1) is related to the rotational phase of the comet.

Attempts to determine the phase function of the nucleus of 67P were made using ground-based observations as well. Tubiana et al. (2011) sampled the phase-angle range  $0.5^\circ$ – $10^\circ$  and concluded that a linear approximation better represents their measurements than the IAU-adopted phase function. They determined a very steep magnitude dependence on phase angle, with linear phase coefficients in the range  $0.061$ – $0.076$  mag/°. Lamy et al. (2007) combined HST (Lamy et al., 2006) and ESO-NTT observations (Lowry et al., 2006) and obtained a slope parameter  $G = -0.45$ , which implies a very steep brightness dependence on phase angle and a possible strong opposition effect. This result might be affected by changes in the observing geometry that are due to the orbital motion of the comet. Lowry et al. (2012) determined a slope parameter  $G = 0.11 \pm 0.12$  and, by a linear fitting,  $\beta = 0.059 \pm 0.006$  mag/°.

The phase function determined from the OSIRIS observations has a lower linear slope than the values previously obtained from ground-based and HST observations, simply because it is evaluated for phase angles  $> 7^\circ$ , excluding the contribution from the opposition effect. If we consider a linear fit of the OSIRIS data in the  $1$ – $10^\circ$  range, then the linear slope is  $0.074$  mag/°, thus compatible with previous measurements. Ciarniello et al. (2015) used data from the VIRTIS instrument and found a steeper slope for  $\alpha < 15^\circ$  ( $0.082 \pm 0.016$  mag/°) and a lower value ( $0.028 \pm 0.001$  mag/°) than we found for  $25 < \alpha < 110^\circ$ . The discrepancies of the results between OSIRIS and VIRTIS data are related to the



**Fig. 2.** Average spectrophotometry of NAC and WAC observations obtained on 28 July, 23:25–23:45 UT. The continuous gray line represents a ground-based spectrum of 67P taken in 2007, when the comet was inactive (Tubiana et al., 2011).

different phase-angle range used to compute the slope and to the fact that Ciarniello et al. (2015) derived the integrated magnitude from the disk-averaged albedo assuming that the nucleus of 67P is spherical with an equivalent radius of 1.72 km, while we directly measured the integrated flux.

The linear slope we determined is close to the average value for Jupiter-family comets ( $\beta = 0.053 \pm 0.016$  mag/°, Snodgrass et al., 2011), very similar to the value found for comets Hartley 2 ( $\beta = 0.046$  mag/°, Li et al., 2013), Tempel 1 ( $\beta = 0.046$  mag/°, Li et al., 2007a, 2013), and Borelly ( $\beta = 0.043$  mag/°, Li et al., 2007b), and similar to that of low-albedo asteroids (Belskaya & Shevchenko 1999).

### 3.2. Disk-averaged spectrophotometry

67P has been observed with several NAC filters since the very first resolved images, allowing us to investigate the spectrophotometric properties of the nucleus. We present in this section the global spectrophotometric properties derived from the NAC and WAC images obtained on 28 and 29 July, 2014, when Rosetta was at a distance of about 2000 km from the comet, at the smallest phase-angle reached during the 2014 observations ( $\alpha = 1.3^\circ$ ). The corresponding spatial resolution was 37 m/px for the NAC (Table 1). The data set includes sequences that consist of observing blocks of 11 NAC filters and 2 WAC filters repeated nine times during the rotational period of the comet (from 28 July 14:39 UT to 29 July 00:45 UT), but, as a result of pointing uncertainties, only the last three sequences, starting from 22:19 UT, are centered on the comet and useful for our analysis. In addition, and only for this run, we obtained parallel observing sequences including all the 14 WAC filters repeated eight times from 28 July 15:35 UT to 29 July 00:55 UT. Unfortunately, the WAC images acquired with filters covering  $\lambda > 500$  nm are saturated or have fluxes beyond the linearity range of the detector, therefore we decided to discard them from our analysis. We derived a mean  $I/F$  value for each NAC and WAC image by integrating the cometary signal for all the pixels with a flux  $> 0.5 \times \langle I/F \rangle$ , where  $\langle I/F \rangle$  is the mean radiance factor of the illuminated pixels on the cometary surface, and finally dividing by the projected surface of the comet derived from the stereophotogrammetric (SPG) shape model (Preusker et al., 2015).

The spectrophotometry derived from the WAC and NAC images taken on 28 July, 23:25 UT, is shown in Fig. 2, with a superposed ground-based spectrum of 67P taken from Tubiana et al. (2011). The OSIRIS spectrophotometry in the visible and near-infrared range is fully consistent with ground-based observations, as also summarized in Table 2.

In general, the nucleus has similar spectrophotometric properties in the NUV-VIS-NIR range to those of bare cometary nuclei (Lamy et al., 2004), of primitive D-type asteroids such as Jupiter Trojans (Fornasier et al., 2007, 2004), and of the moderately red Transneptunians and Centaurs (Fornasier et al., 2009). No clear absorption bands are visible at the spectral resolution of the filters we used, and the spectral slope may change beyond 750 nm, being fainter in the NIR range than in the VIS. However, this change of slope might not be real because the 700 nm and 743 nm fluxes are contaminated by the coma emissions present at this large heliocentric distance (3.65 AU), as we show in Sect. 4.3.

Figure 2 shows that the flux rises up in the mid-UV (240–270 nm range) for the two WAC filters F31 and F41 and for the NAC-F15. These two WAC filters, designed to study the CS emission and the adjacent continuum at 245 nm, are very difficult to calibrate because they are affected by pinholes (Tubiana et al., 2015a), therefore some additional light may contaminate the signal. However, we checked the background signal for the two filters, and it is not as high as expected for a significant flux contribution from pinholes defects. If we assume that this signal excess is at least partially real, then a tentative explanation of this broad band, which has a minimum close to 290 nm, may be SO<sub>2</sub> frost. A similar feature was seen on Jupiter satellites, for instance, the trailing hemisphere of Europa, where it was attributed to sulphur dioxide ice (Noll et al., 1995). Another similar feature was observed on comet Bowell 1980b (A’Hearn et al., 1984) and on the Centaur 2060 Chiron; Brosch (1995) attributed it to water ice or other frost such as NH<sub>3</sub>.

Laboratory experiments on cryogenic films of SO<sub>2</sub> and SO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O show that the SO<sub>2</sub> absorption band, usually located close to 280 nm, is irreversibly temperature dependent (Hodyss et al., 2013) and it moves toward longer wavelength with the increase of the temperature. Hodyss et al. (2013) found a minimum close to 287 nm for T ~ 140 K, and this minimum must slightly shift to longer wavelengths for higher temperatures, such as those measured on 67P by the VIRTIS instrument, that is, 180–230 K (Capaccioni et al., 2015). For T > 160 K, the SO<sub>2</sub> can sublimate and thus the gas sulphur dioxide will be photolyzed into SO+O and S + O<sub>2</sub> with relatively high photodissociation coefficients (in the range of 1 × 10<sup>-4</sup> and 5 × 10<sup>-5</sup> s<sup>-1</sup> at 1 AU). It must be noted that the ROSINA instrument has identified sulphur compounds in the coma of 67P (Altwegg et al., 2015), and that the 67P UV spectra acquired with ALICE are compatible with the presence of SO<sub>2</sub> ice (Feaga et al., 2015). Therefore, the absorption feature at ~ 290 nm could be due to SO<sub>2</sub> or any other ice containing that molecule in its structure.

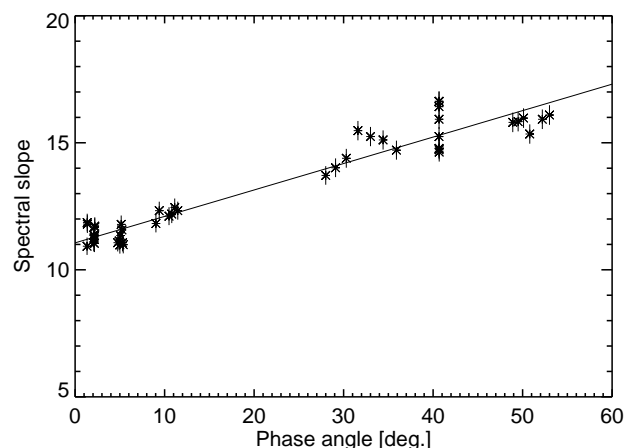
We also see an excess of the flux in the OH filter centered at 309 nm compared to the nearby continua (Fig. 2). To understand whether this higher flux at 309 nm is due to the resonance fluorescence of OH produced by water photolysis, we have, on one hand, studied the radial profiles of the emission both at 309 nm and in the nearby continua, and on the other hand, studied the remaining OH emission after subtracting the underlying continuum measured from the observation in the UV295 filter.

From the study of the radial profiles measured from the observations at 295 nm and 309 nm, no conclusive results can be drawn because both profiles show a similar behavior, which prevents

concluding that the behavior of OH is characteristic of a gas species produced by a parent species. We also produced pure OH gas maps by subtracting the underlying continuum contribution. The resulting OH image is such that the emission excess is on the same order as the background signal. However, although the analysis is not conclusive because the images obtained on 28–29 July were not designed to study gas emissions, it is worth noting that H<sub>2</sub>O in the gas phase was detected since early June 2014 by the MIRO instrument (Gulkis et al., 2015), showing periodic variations related to nucleus rotation and shape. OSIRIS already detected an outburst of activity in April 2014 (Tubiana et al., 2015b), and the ROSINA instrument (Altwegg et al., 2015) also measured H<sub>2</sub>O. This implies that the OH radical, coming from water photodissociation, is probably also present in the coma.

Figure 2 also shows a slight increase of the I/F value at wavelengths where CN fluorescent emission takes place (i.e., 387 nm). A similar analysis to the one made for the OH case indicates that, if any CN surrounds the nucleus, the emission is on the same order of magnitude as that of the background. Thus, a clear confirmation of CN presence in the coma of 67P at these heliocentric distances cannot be drawn from our data.

### 3.3. Phase reddening



**Fig. 3.** Variation of the mean spectral slope of the nucleus of 67P, evaluated in the 882–535 nm range and expressed in %/(100 nm), with the phase angle.

We computed the disk-averaged spectral slope ( $S$ ) following the definition of Delsanti et al. (2001) as

$$S = \frac{R_{882} - R_{535}}{R_{535} \times (882 \text{ nm} - 535 \text{ nm})},$$

where  $R_{882}$ , and  $R_{535}$  are the mean comet I/F values in the filters centered on 882 nm and 535 nm. The mean spectral slope evaluated in the 882–535 nm range is shown in Fig 3. The obtained spectral slope varies between 11%/ (100 nm) at a phase angle of 1.3° and 16%/ (100 nm) at a phase angle of 52°, implying a significant phase reddening. This is the first time that significant phase-reddening effects are detected on a comet nucleus. Strong phase-reddening effects on comet 67P are also seen from the VIRTIS data both in the visible and near-infrared range (Ciarniello et al., 2015). Li et al. (2007a) used a different spectral slope definition, that is, it is normalized in the center of the wavelength range, and found a red slope of 12.5 ± 1.0 % for comet

**Table 2.** Spectral slope of the nucleus of 67P, according to the spectral slope definition of Delsanti et al. (2001), derived from the literature and the data presented here.

Date	Slope (%/100nm)	Wavel. range (nm)	$\alpha$ [°]	Reference
April 2004	$12 \pm 2$	545 - 797	2.1	Tubiana et al., 2008
June 2004	$5 \pm 3$	545 - 797	10.3	Tubiana et al., 2008
May 2006	$11 \pm 2$	545 - 797	0.5-1.3	Tubiana et al., 2008
May 2006	$11 \pm 2$	500 - 850	0.5-1.3	Tubiana et al., 2008
July 2007	$10 \pm 2$	545 - 797	6.0	Tubiana et al., 2011
July 2007	$11 \pm 1$	500 - 850	6.0	Tubiana et al., 2011
July 2007	$10 \pm 1$	550 - 650	6.0	Lowry et al., 2012
21 July 2014	$11.2 \pm 0.3$	535-882	4.8-5.4	This work
25 July 2014	$11.3 \pm 0.3$	535-882	2.2	This work
28-29 July 2014	$11.5 \pm 0.5$	535-882	1.3	This work
1 Aug. 2014	$12.2 \pm 0.3$	535-882	9.0-11.5	This work
3 Aug. 2014	$14.7 \pm 0.7$	535-882	28-36	This work
3 Aug. 2014	$15.6 \pm 0.9$	535-882	40-41	This work
6 Aug. 2014	$15.8 \pm 0.4$	535-882	50-54	This work

Tempel 1 from the Deep Impact mission observations at a phase angle of  $63^\circ$  and no sign of phase reddening in the two high-phase angles they sampled ( $63^\circ$  and  $117^\circ$ ). With the same spectral slope definition, Li et al. (2013) measured a spectral slope of  $7.6 \pm 3.6\%$ /(100 nm), and of  $8.6 \pm 10.6\%$ /(100 nm) for comet Hartley 2 at phase angles of  $85^\circ$  and  $93^\circ$ , respectively. As a result of the large uncertainties in the spectral slope values, no conclusions on the phase reddening of Hartley 2 can be drawn.

If we compute the spectral slope applying the same method as Li et al. (2007, 2013), that is, normalizing the reflectance value at the central wavelength range instead that at 535 nm, we find a slope value of  $12.5\%$ /(100 nm) at  $52^\circ$  that is similar to that of comet Tempel 1.

The linear fit that best matches our data has a slope  $\gamma = 0.104 \pm 0.003 \times 10^{-4} \text{ nm}^{-1/\circ}$ , and the disk-averaged spectral slope is estimated to be  $11.3 \pm 0.2 \%$ /(100 nm) at zero phase angle.

The phase reddening was first noted by Gehrels et al. (1964) on the lunar surface, and it is potentially attributed to the increased contribution of the multiple scattering at large phase angles as the wavelength and albedo increase, plus a contribution of surface roughness effects (Sanchez et al., 2012; Hapke et al., 2012; Schroder et al., 2014). As reported in Fig. 3, the mean spectral slope varies not only with the phase angle, but, at similar phase angle, also with the rotational phase. Higher spectral slope values correspond to redder surfaces, that is, when bluer regions like Hapi are not visible. For example, the peak in the spectral slope at  $\alpha=32-33^\circ$  corresponds to color sequences taken on 3 August at UT 03:21-04:22 (Fig. 5) when the Hapi region, which is the bluest region of the comet (see Sect. 4.2), was not visible at all.

### 3.4. Hapke model on disk-averaged photometry

We computed the disk-averaged reflectance in different filters by integrating the cometary signal for all the pixels with a flux  $> 0.5 \times \langle I/F \rangle$ , where  $\langle I/F \rangle$  is the mean radiance factor of the illuminated pixels on the cometary surface, and finally dividing by the projected surface of the comet derived from the SPG shape model.

The disk-averaged multiwavelength phase curve (in radiance factor,  $I/F$ ) in the  $1.3^\circ$ – $54^\circ$  phase-angle range allows us to

study the photometric properties of the comet's surface. We used the Hapke model (Hapke, 1993), a semi-theoretical assembly of functions that describes the contribution of single-scattering, multiple-scattering, opposition effect and roughness to reproduce the measured reflectance. The model has experienced several improvements with more physical description since its introduction in the 1980s (Hapke, 1993, 2002, 2008, 2012), which is the reason that there are several different versions. For a comet that is expected to be composed of dark phases rich in carbon, the coherent-backscattering mechanism (Shevchenko & Belskaya, 2010; Shevchenko et al., 2012) is not expected to play a major role. For the single-particle-phase function, we adopted the single-term of the Henyey-Greenstein (HG) form (Hapke 2012), with one asymmetry parameter,  $g$ . A negative  $g$  value represents backscattering, a positive one forward scattering, and  $g = 0$  stands for isotropic scattering.

Since the first resolved images, the nucleus of 67P presented a highly irregular shape. However, Li et al. (2003) have reported that the influence of shape is irrelevant when obtaining the Hapke parameters when the data are fit with phase angles lower than  $60^\circ$ , which is our regime. Therefore, we adopted a five-parameter version of the model, built for spherical bodies, that includes the single-scattering albedo  $w_\lambda$ , the asymmetry factor  $g_\lambda$ , the average roughness angle  $\bar{\theta}$ , and the amplitude  $B_0$  and width  $h_s$  of the shadow-hiding opposition surge. The disk-integrated Hapke expression for the radiance factor can be written as

$$\frac{I_\lambda}{F_\lambda} = K(\alpha, \bar{\theta}) \left[ \left( \frac{w_\lambda}{8} \left[ (1 + B_{SH_\lambda}(\alpha)) P_{hg}(\alpha, g_\lambda) - 1 \right] + \frac{r_{0\lambda}}{2} (1 - r_{0\lambda}) \right) \left( 1 - \sin \frac{\alpha}{2} \tan \frac{\alpha}{2} \ln \left[ \cot \frac{\alpha}{4} \right] \right) + \frac{2}{3\pi} r_{0\lambda}^2 (\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha) \right], \quad (4)$$

where  $\alpha$  is the phase angle,  $\lambda$  is the wavelength were the  $\frac{I}{F}$  is measured, and  $r_0$  is defined as

$$r_{0\lambda} = \frac{1 - \sqrt{1 - w_\lambda}}{1 + \sqrt{1 - w_\lambda}}, \quad (5)$$

**Table 3.** Hapke parameters derived from disk-averaged reflectance for different filters.

$\lambda$ (nm)	$w_\lambda$	$g_\lambda$	$B_0$	$h_s$	$\bar{\theta}$	$A_{geo}$	$A_{bond}$
325	$0.028 \pm 0.001$	$-0.35 \pm 0.03$	$1.83 \pm 0.03$	$0.029 \pm 0.005$	15	$0.0316 \pm 0.0030$	$0.0088 \pm 0.0007$
480	$0.035 \pm 0.001$	$-0.43 \pm 0.03$	$1.91 \pm 0.09$	$0.021 \pm 0.004$	15	$0.0554 \pm 0.0024$	$0.0119 \pm 0.0001$
535	$0.037 \pm 0.002$	$-0.42 \pm 0.03$	$1.95 \pm 0.12$	$0.023 \pm 0.004$	15	$0.0589 \pm 0.0034$	$0.0123 \pm 0.0001$
649	$0.045 \pm 0.001$	$-0.41 \pm 0.03$	$1.97 \pm 0.09$	$0.026 \pm 0.007$	15	$0.0677 \pm 0.0039$	$0.0157 \pm 0.0001$
700	$0.050 \pm 0.001$	$-0.38 \pm 0.02$	$2.22 \pm 0.06$	$0.027 \pm 0.002$	15	$0.0720 \pm 0.0031$	$0.0173 \pm 0.0001$
743	$0.053 \pm 0.004$	$-0.40 \pm 0.03$	$1.96 \pm 0.07$	$0.023 \pm 0.003$	15	$0.0766 \pm 0.0031$	$0.0178 \pm 0.0001$
882	$0.052 \pm 0.003$	$-0.40 \pm 0.04$	$2.08 \pm 0.09$	$0.027 \pm 0.006$	15	$0.0780 \pm 0.0038$	$0.0179 \pm 0.0001$
989	$0.066 \pm 0.005$	$-0.35 \pm 0.03$	$2.07 \pm 0.05$	$0.032 \pm 0.004$	15	$0.0820 \pm 0.0039$	$0.0223 \pm 0.0001$

where  $w$  is the single scattering albedo. The shadow-hiding opposition effect  $B_{SH}(\alpha)$  and the shadowing function  $K_\lambda(\alpha, \bar{\theta})$  are given by Hapke (1993):

$$B_{SH}(\alpha, B_0, h_s) = \frac{B_0}{1 + \frac{\tan \frac{\alpha}{2}}{h_s}}, \quad (6)$$

$$K_\lambda(\alpha, \bar{\theta}) = \exp \left\{ -0.32\bar{\theta} \left[ \tan \bar{\theta} \tan \frac{\alpha}{2} \right]^{1/2} - 0.52\bar{\theta} \tan \bar{\theta} \tan \frac{\alpha}{2} \right\}, \quad (7)$$

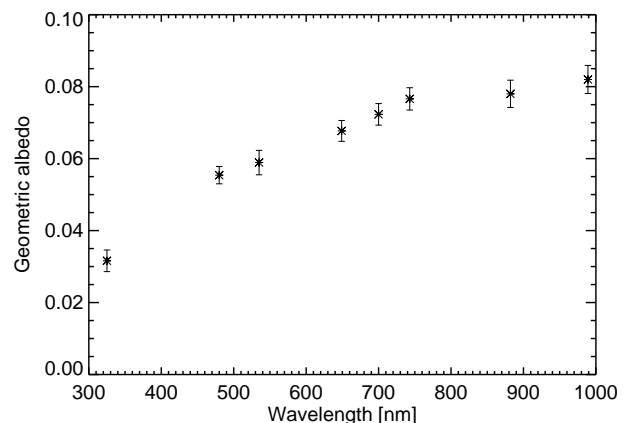
and the single-term Henyey-Greenstein function is expressed as

$$P_{hg}(\alpha, g) = \frac{(1 - g^2)}{(1 + 2g_\lambda \cos \alpha + g_\lambda^2)^{3/2}}. \quad (8)$$

To model the observed data with the Hapke formula, we developed a procedure that consists of randomly picking 30 initial conditions for each parameter for a given filter, and we searched for the global minimum between the observations and the fit using Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS) algorithm (Byrd et al., 1995) in the Basin-Hopping method (Wales & Doye, 1997). The minimum was searched for inside the boundaries  $w_\lambda = \{0.02, 0.1\}$ ,  $g_\lambda = \{-1.0, 1.0\}$ ,  $B_0 = \{0.2, 2.5\}$ , and  $h_s = \{0.0, 0.5\}$ . Preliminary tests showed that  $\bar{\theta}$  is ill constrained due to the lack of points at phase angles larger than  $60^\circ$ , so we decided to fix it to  $15^\circ$ , the value determined from the model of Hapke (2002) on the disk-resolved images, as discussed in Sect. 4.2.

The Basin-Hopping method has been used to solve complex molecular systems (e.g., Prentiss et al., 2008; Kim et al., 2014) and is based on scanning several local minima to estimate the global minimum. When the solution was found, we ran a Levenberg-Marquardt algorithm of the MINPACK library (More, 1978) for each parameter individually to adjust them to a better precision. The best solution was chosen from the 30 tests as the test that returned the lowest  $\chi^2$  value. The standard deviation of the parameters was calculated from the spread of the solutions of each test. Because we used a method that estimates the global solution, deviations among the solutions found give an estimate of the error bars of the different parameters. Under-sampling and correlations among the Hapke parameters (Bowell et al., 1989) are the main sources of errors when flux uncertainties are negligible.

The obtained phase curve shows a steeper behavior starting from  $\sim \alpha = 5^\circ$ , probably because of the shadow-hiding opposition effect. The obtained amplitude of the opposition effect is no smaller than 1.78, and its width is no lower than 0.023. The comet has thus a sharper opposition effect than that found from



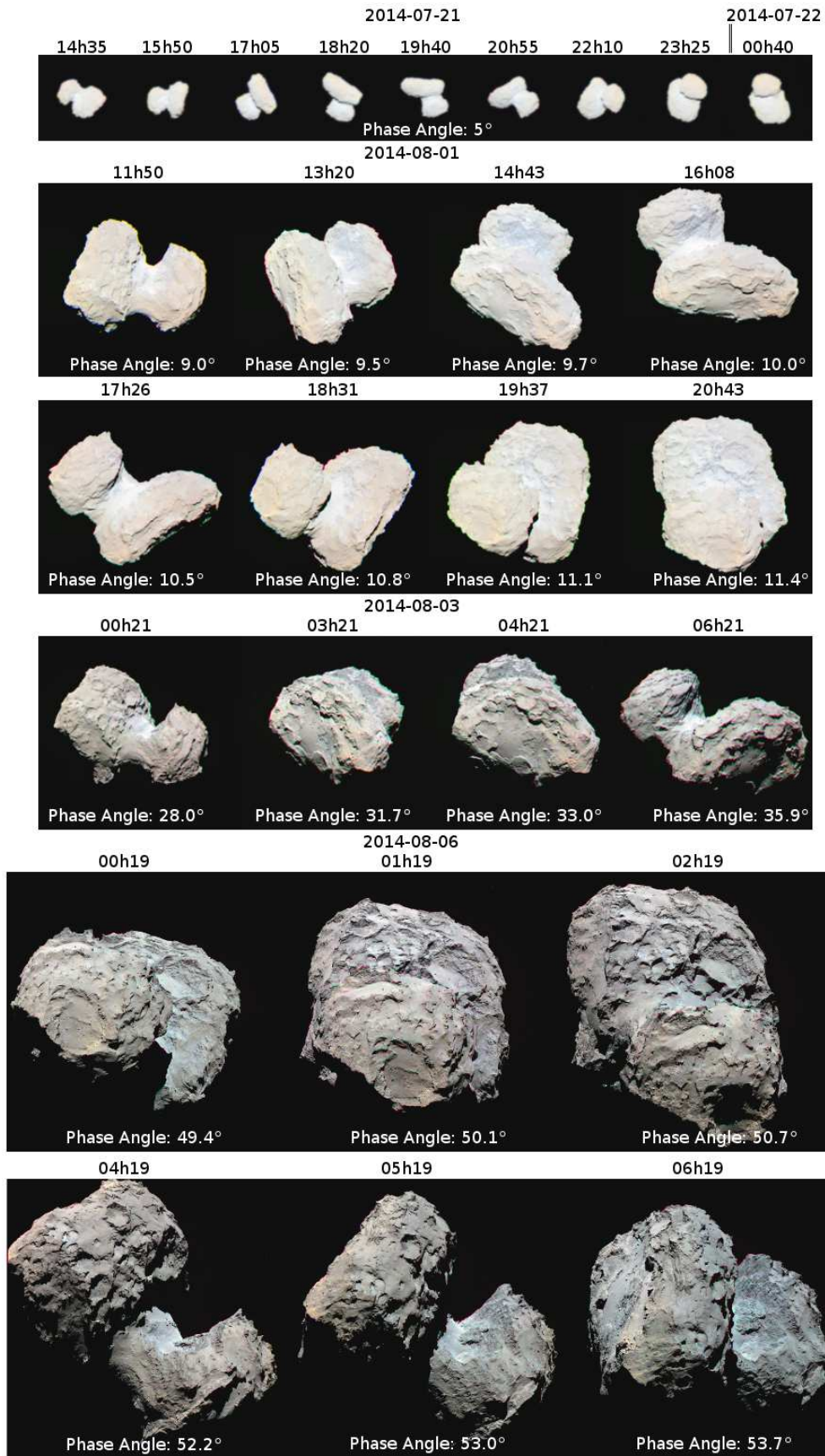
**Fig. 4.** Geometric albedo for different filters derived from Hapke modeling of the disk-averaged photometry.

an average phase function for C-type asteroids ( $B_0 = 1.03$  and  $h_s = 0.025$ , Helfenstein & Veverka, 1989).

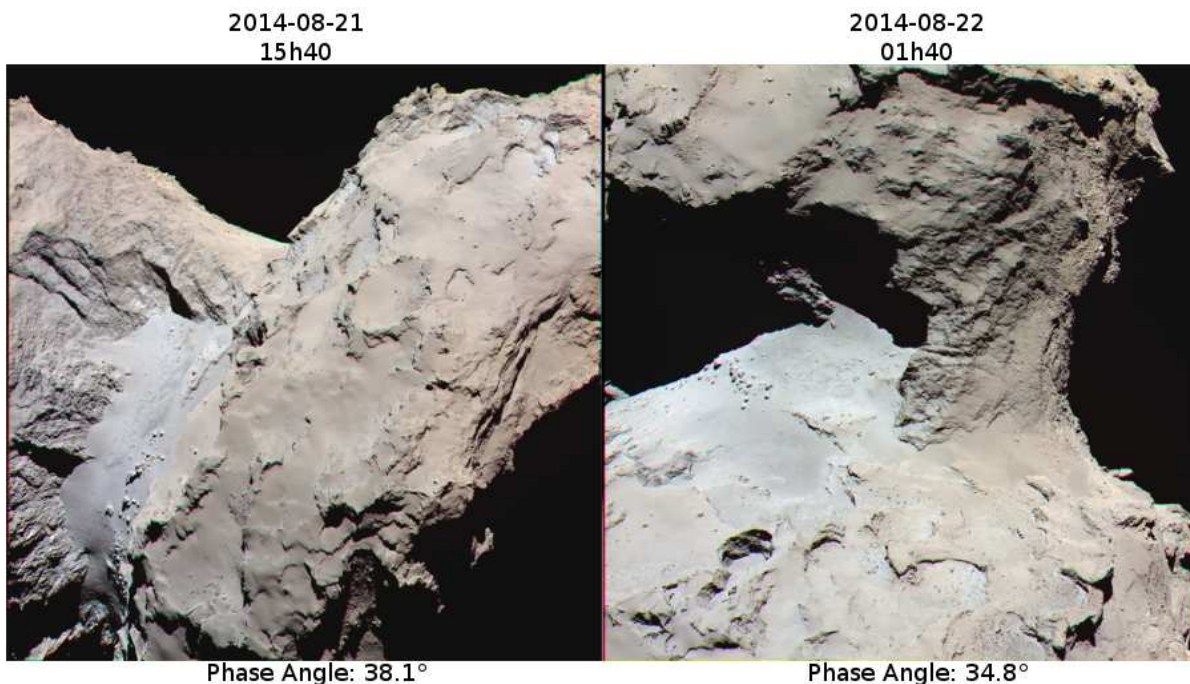
The Hapke parameters we obtained for the 67P disk-average reflectance (Table 3) are very similar to those found by Li et al. (2012) on disk-averaged reflectance at 650 nm of comet Tempel 1 from the Deep Impact data (i.e.,  $w_{650nm} = 0.043 \pm 0.006$ ,  $g_\lambda = -0.48 \pm 0.02$ ,  $\bar{\theta} = 20 \pm 5$  and  $A_{geo} = 0.059 \pm 0.046$ ). We report all multifilter Hapke solutions from the disk-averaged reflectance in Table 3. Hapke modeling also enables deriving the geometric albedo, which is reported in Fig. 4 for the different wavelengths we investigated. The Hapke parameters show no clear wavelength dependence of  $g_\lambda$ ,  $B_0$  and  $h_s$ , within the uncertainties. This behavior is expected when the shadow-hiding effect is the main cause of the opposition surge, while for the asymmetry factor, it means that the average scattering path of light inside the surface particles is small and that light is rapidly absorbed.

#### 4. Disk-resolved photometry, colors, and spectrophotometry

Along with the OSIRIS NAC images, we derived additional files that contain geometric information about the illumination and observation angles. For each NAC image pixel, we computed solar incidence, emission, and phase-angle information. This computation considers all relevant geometric parameters, such as the camera distortion model, the alignment of the camera to the Rosetta spacecraft, the orientation of the spacecraft (with reconstructed orbit position and pointing) with respect to the 67P nucleus, and a 3D shape model of the comet. The shape model and the improved spacecraft orientation data are based



**Fig. 5.** RGB images, in false colors, of the nucleus of 67P from different observing runs. The color images are produced using the filters centered on 480 nm, 649 nm, and 882 nm. The spatial resolution varies from 90 m/px on July 21 (at the top) to 2.1 m/px on 6 August (at the bottom).



**Fig. 6.** RGB images, in false colors, of the nucleus of 67P from images taken on 21 and 22 August with the filters centered on 480 nm, 649 nm, and 882 nm. Rosetta was at a distance of 70 km from the nucleus, and the corresponding resolution is 1.3 m/px.

upon a stereophotogrammetric analysis (SPG) of OSIRIS NAC images. SPG has already been successfully applied to OSIRIS NAC images taken during the Rosetta flyby of the asteroid (21) Lutetia (Preusker et al., 2012) and to imaging observations of many other planetary missions. The SPG-based shape model of the nucleus of 67P used in this analysis consists of about 6 million vertices (about 12 million facets) and comprises a sampling distance of about 2 m on the nucleus surface (Preusker et al., 2015).

Color cubes of the surface were produced by stacking registered and illumination-corrected ( $(I/F)_{corr}$ ) images. For the illumination correction, we used a simple Lommel-Seeliger disk law,

$$D(i, e) = \frac{2 \cos(i)}{\cos(i) + \cos(e)}. \quad (9)$$

The Lommel-Seeliger law comes from radiative transfer theory when considering a single-scattering particulate surface (Fairbairn, 2005). This law has been proved to be suitable for smooth low-albedo surfaces, such as C-type asteroids and cometary nuclei, due to the predominance of single scattering, especially at low phase angle, as predicted by radiative transfer models (Hapke, 1981). Disk-corrected images are hence obtained as

$$(I/F)_{corr}(\alpha, \lambda) = \frac{\pi I(i, e, \alpha, \lambda)/(F\lambda)}{D(i, e)}. \quad (10)$$

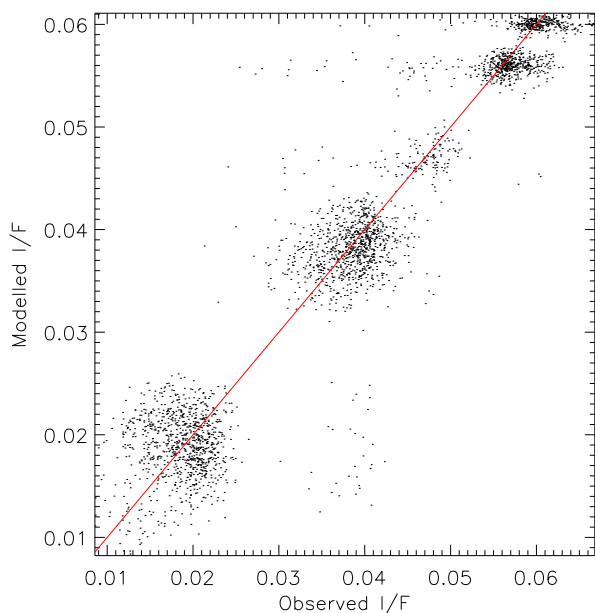
#### 4.1. Color variations

OSIRIS data show the 67P surface with unprecedented resolution compared to other cometary nuclei visited by space missions. Figures 5 and 6 show the RGB maps, in false colors, generated using NAC images acquired from 25 July to 22 August with the filters centered on 882 nm, 649 nm, and 480 nm. Images were first co-registered, then RGB images were generated using the STIFF code (Bertin, 2012), a software developed to produce color images from astronomic FITS data.

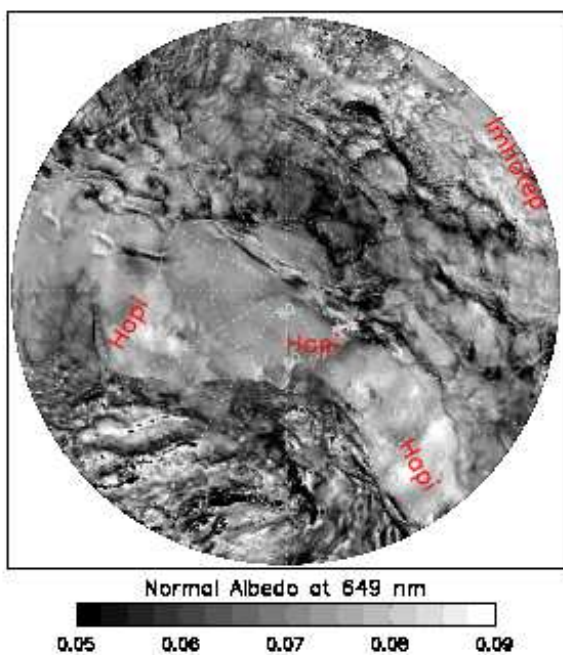
The nucleus of comet 67P has a complex shape, with different types of terrains and morphological features (Thomas et al., 2015), and it shows some color variations, in particular in the Hapi region (Figs. 5 and 6). This region is located between the two lobes of the comet, it is both the brightest and the most active surface on the comet at the large heliocentric distances monitored during the approach phase and bound orbits of Rosetta. Hapi is also the source of the most spectacular jets seen at heliocentric distances  $> 3$  AU (Lara et al., 2015). Other bright regions appear at the boundary between the Aten and the Ash area together with bright, circular features on the Seth unit. At higher resolution, several bright spots associated with exposed water ice are seen in all types of geomorphologic regions on the comet, and these features are fully discussed in Pommerol et al. (2015). The peculiar colors of some regions of the comet, especially for the Hapi region, are confirmed by the bluer spectral slope compared to the darker regions, as we discuss in Sect. 4.2. Moreover, the Hapi region itself shows difference in colors when observed at higher resolution (Fig. 6), and these differences are observable through different filters and within multiple phase angles and resolutions, hence they are independent of observational geometries and shape corrections.

#### 4.2. Albedo map and disk-resolved photometry

We investigated the local photometry and reflectance variations of the observed surface of the nucleus at 649 nm using Hapke's (2002) reflectance model. The disk-resolved data offer many combinations of emission, incidence, and azimuth angles, allowing us to constrain some parameters in a better way than using disk-integrated data. We used topographic information based on the SPG shape model, together with the observed reflectance at 649 nm on all the illuminated pixels of the selected images described in Table 1. In the Hapke (2002) model, the bidirectional



**Fig. 7.** Goodness plot of the modeled  $I/F$  with respect to measured  $I/F$  (at 649 nm) of Hapke (2002) modeling of the nucleus of 67P.



**Fig. 8.** Normal albedo polar map of the nucleus of 67P in the orange filter (649 nm). The longitude  $0^\circ$  in the Cheops reference frame is to the bottom (Preusker et al., 2015).

reflectance ( $Ref$ ) at a given incidence ( $i$ ), emission ( $e$ ), and phase angle ( $\alpha$ ) is described as

$$Ref(i, e, \alpha) = \frac{\omega}{4\pi} \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu} [P_{HG}(\alpha, g) B_{SH}(g) + M(\mu_0, \mu)] B_{CB}(g), \quad (11)$$

where  $\mu_0 = \cos(i)$ ,  $\mu = \cos(e)$ ,  $P_{HG}$  is the single-term Henyey-Greenstein function,  $B_{SH}$  the shadow-hiding opposition

term,  $B_{CB}$  the coherent-backscattering term, and  $M$  the multiple-scattering term described in Hapke (2002, Eq. 17). To provide equivalent weight to the observations obtained at different phase angles, all the images were first binned at an interval of about 2.0 degrees into a 3D grid composed of the three geometric angles. The  $I/F$  pixels were averaged over each bin. In this way, we removed the influence of intrinsic albedo variations on the fitting. To avoid unfavorable observation geometries due to large incidence and emission angles, we filtered the data and considered pixels with incidence and emission angles lower than  $70^\circ$ . This constrain excludes extreme geometries near the limb or near the terminator. A least- $\chi^2$  fit using the Levenberg-Marquardt algorithm was performed to find the global Hapke parameters, giving an RMS error of 6%. The modeled  $I/F$  with respect to the measured  $I/F$  values are shown in Fig. 7. The Hapke parameters that best fit our data are given in Table 4.

To test the robustness of the results, we also computed the Hapke parameters using the latest version of the Hapke model (Hapke, 2012), which also takes into account the top layer porosity, given by the porosity factor  $K = -\ln(1 - 1.209\phi^{2/3})/(1.209\phi^{2/3})$ , where  $\phi$  is the filling factor, and the porosity is defined as  $1 - \phi$ . The complete equation for this version of the model can be found in Helfenstein & Shepard (2011). We fit all images together using the Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS) algorithm (Byrd et al., 1995), which solves nonlinear problems by approximating the first and second derivatives in an iterative procedure to search for a local minimum.

The boundaries used for the parameters are  $w_\lambda = \{0.02, 0.1\}$ ,  $g_\lambda = \{-1.0, 1.0\}$ ,  $B_0 = \{0.2, 2.5\}$ ,  $h_s = \{0.0, 0.5\}$ , and  $\theta = \{5^\circ, 90^\circ\}$ . We decided against using the basin-hopping method in this case because of constraints in the convergence time. Nevertheless, we used the disk-integrated results as initial conditions to the BFGS algorithm, expecting that the best solution might be situated around the same minimum.

At the end of the procedure, we observed that the coherent-backscattering terms have remained invariant to the final solution, so we can rule out the coherent-backscattering process as a significant effect to the opposition regime at least for  $\alpha > 1.3^\circ$ . The best solutions from Hapke (2012) modeling are reported in Table 4. We observe that the regolith's particles are backscattering, with a  $g$  parameter value close to the one found from the disk-integrated analysis. The single-scattering albedo value is lower than the one found from the disk-integrated analysis or from the Hapke (2002) model. This is due to the inclusion of the porosity term (Hapke 2008, 2012) that also acts on the opposition effect and multiple-scattering formulae. To compare the single-scattering albedo from the two models, the  $w_\lambda$  from the Hapke (2012) solution must therefore be multiplied by the porosity factor  $K$ , which has a value of 1.2 for a porosity of 0.87. In doing so, we obtained a Hapke (2012) porosity-corrected  $w$  value of 0.041, very close to the  $w$  value found from the Hapke (2002) model.

We find a porosity value reaching 87% for the 67P nucleus top surface layer, which is higher than the 40-60% value found by the KOSI experiments (Sears et al., 1999; Kochan et al., 1998) that simulated cometary top surfaces. Laboratory experiments also showed the formation of a thick dust mantle on cometary-analog materials that may be exposed to dust settling and pulverization, facilitating the formation of a very weak and porous mantle (Mohlmann, 1995; Sears et al., 1999). Moreover, recent works have evoked fractal aggregates (Bertini et al., 2007; Levasseur-Regourd et al., 2007; Lasue et al., 2010) as the best analogs of cometary dust. Surfaces composed of



**Table 4.** Results from the Hapke (2002, and 2012) modeling from disk-resolved images taken with the NAC orange filter centered on 649 nm.

Model	$w$	$g$	$B_{OSH}$	$h_s$	$\bar{\theta}$ [°]	$B_{OCB}$	$h_{CB}$	Porosity	K	Geom. alb.
Hapke 2002	0.042	-0.37	2.5	0.079	15	0.188	0.017	-	-	0.064
Hapke 2012	0.034	-0.42	2.25	0.061	28	-	-	0.87	1.2	0.067

such material have a porosity ranging from 80% to 90%, in agreement with what we found from the Hapke model.

The single-scattering albedo, roughness angle, and geometric albedo found from Hapke (2002, 2012) modeling are very similar to the values found for comets 9P/Tempel 1 and 81P/Wild 2 (Li et al., 2009, 2012). The asymmetry factor found for comet 67P is lower than the one derived for comets Tempel 1, Hartley 2, and Wild 2 (Li et al., 2007a, 2009, 2013), implying that the regolith on comet 67P is less backscattering than for these comets. Ciarniello et al. (2015) analyzed disk-resolved data of comet 67P from VIRTIS observations and found an asymmetry factor of -0.42, a roughness of 19°, and a single-scattering albedo of  $0.052 \pm 0.013$  at 550 nm. While the  $\theta$  and  $g$  values they determined are similar to the one we found, the single-scattering albedo is much higher than the values we determined both from the disk-averaged and disk-resolved analysis of the OSIRIS data at 535–649 nm. It must be noted that Ciarniello et al. (2015) used a simplified version of the Hapke model, neglecting the opposition-effect terms and the multiple-scattering functions (implying an overestimation of the single-scattering albedo), which they applied to VIRTIS data covering the 27–111° phase-angle range. The different formalism and wavelength range covered explain the discrepancy in the single-scattering albedo values.

If we compare the Hapke parameters from disk-resolved and disk-integrated photometry (Tables 3 and 4), we see that the integrated solution gives a similar  $w$  but much lower  $h_s$  values than the disk-resolved solutions. This discrepancy is related to the different formalisms applied to compute the parameters, and to the fact that the effects of the different parameters are entangled in the disk-integrated function. Nonetheless, without data under 1.3 degrees of phase angle, it is difficult to precisely determine the amplitude of the opposition effect. Therefore, Hapke parameters obtained from the disk-resolved data should be preferred as they are computed by modeling the full brightness variations across the comet surfaces. It is noteworthy that despite the discrepancies between disk-integrated and disk-resolved results, we obtained very similar geometric albedo values at 649 nm from the different solutions (Tables 3 and 4).

The albedo map shown in Fig. 8 was then generated using a rotational movie sequence obtained on 3 August in which most of the comet surface was observed several times at very different incidences and emission angles. We used the parameters derived from the Hapke (2002) model to correct the reflectance in the following manner:

$$I/F_{\text{corrected}} = I/F_{\text{measured}} \frac{I/F_{\text{Hapke}}(i_{\text{ref}}, e_{\text{ref}}, \alpha_{\text{ref}})}{I/F_{\text{Hapke}}(i_{\text{obs}}, e_{\text{obs}}, \alpha_{\text{obs}})}, \quad (12)$$

where  $I/F_{\text{measured}}$  stands for the observed reflectance at the given incidence, emission, and phase angles ( $i_{\text{obs}}, e_{\text{obs}}, \alpha_{\text{obs}}$ ),

while  $i_{\text{ref}}, e_{\text{ref}}$ , and  $\alpha_{\text{ref}}$  are the geometric angles at which the reflectance  $I/F_{\text{corrected}}$  is supposed to be. Here we have chosen  $i_{\text{ref}}=0^\circ$ ,  $e_{\text{ref}}=0^\circ$ , and  $\alpha_{\text{ref}}=0^\circ$ , so the corrected I/F should be the normal albedo.

The  $I/F_{\text{corrected}}$  of each surface element (facet) was then computed and stored as soon as a facet was illuminated. For each facet we obtained multiple measurements that were finally averaged to compute the normal albedo. Approximately 50 images were used to generate the albedo map represented in Fig. 8. The same approach was used by Leyrat et al. (2010) to study the photometric properties of asteroid Steins from the OSIRIS data acquired during the Rosetta flyby.

The comet nucleus is dark and the estimated geometric albedo from the Hapke parameters is  $6.5 \pm 0.2\%$  at 649 nm. This value is slightly higher but still similar to that found for comets Wild 2 and Tempel 1 (see Table 1 in Li et al., 2013 for a summary of the photometric parameters of comet nuclei visited by space missions). The histogram of the albedo distribution derived from the albedo map shown in Fig. 8 was fit with a Gaussian function that peaks at 0.063 and has a standard deviation  $\sigma$  of 0.01. Thus the surface reaches albedo variations of  $\sim 30\%$  within  $2\sigma$  of the albedo distribution.

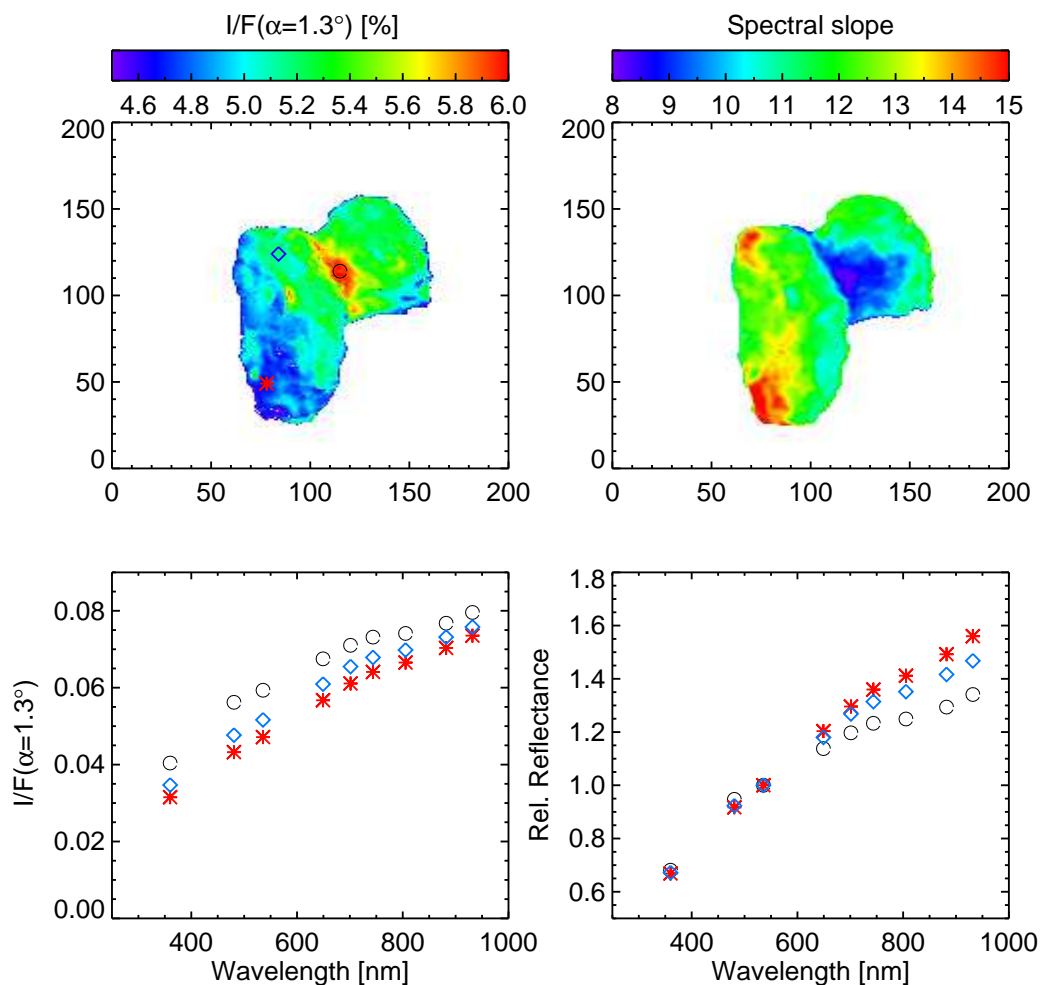
Some very bright spots in Fig. 8 seem to be related to high-frequency topographic features that are only poorly described by the shape model (i.e., surrounding terrains of the Imhotep region and cliffs between Hapi and Hathor). Overall, Hapi is the brightest region, also showing some local albedo variations, as already noted in the RGB images (Fig. 6). The Imhotep area also shows a significant albedo increase over a wide surface. Both the Hapi and Imhotep regions have a smooth surface, suggesting that the bright albedo may be at least partially due to the texture of the surface. On the other side, the Seth geological area is the darkest of the northern hemisphere.

#### 4.3. Local spectrophotometry and composition

We computed the spectral slope for each pixel in the 535–882 nm range on co-registered and illumination corrected images as

$$S = \frac{Rc_{882}(\alpha) - Rc_{535}(\alpha)}{Rc_{535}(\alpha) \times (882 \text{ nm} - 535 \text{ nm})},$$

where  $Rc_{882}(\alpha)$ , and  $Rc_{535}(\alpha)$  are the comet I/F values in a given pixel, corrected for the illumination conditions using the Lommel-Seeliger disk law, in the filters centered on 882 nm and 535 nm. Images were normalized to the green filter, centered on 535 nm, to be consistent with most of the literature data on primitive solar system bodies whose spectral slopes are usually computed on spectra normalized in the V filter or at 550 nm. We decided to correct the images for the illumination conditions using the simple Lommel-Seeliger disk law and not using the Hapke formalism simply because the Hapke parameters from disk-resolved images are only available for the filter centered on



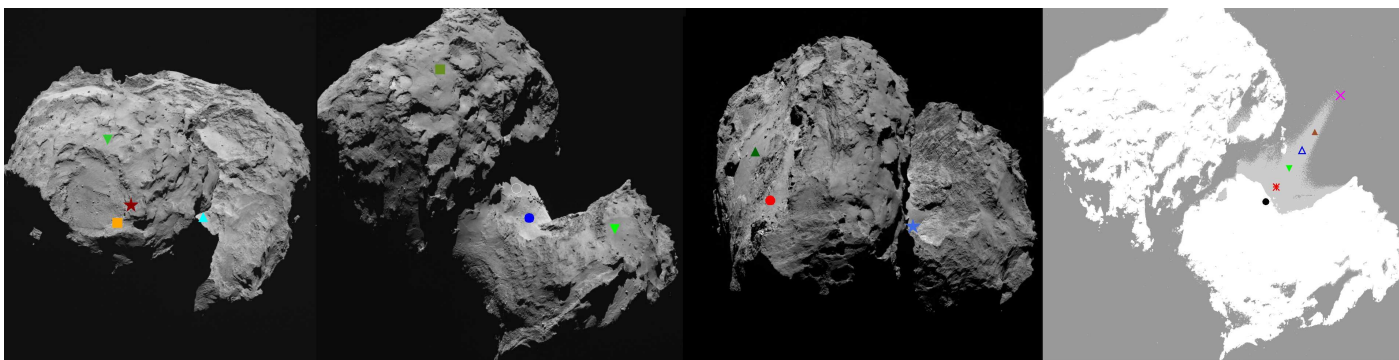
**Fig. 9.** I/F for the green filter centered on 535 nm, slope map, absolute and relative reflectance for some selected regions on the nucleus of 67P for the 29 July observations taken at 00:43 UT and at  $\alpha = 1.3^\circ$ . The slope is computed in the 535–882 nm range, after normalization at 535 nm, and it is in  $\%/(100 \text{ nm})$ . The I/F map and the reflectance are corrected for the illumination conditions using the Lommel-Seeliger disk law.

649 nm, and not at several wavelengths.

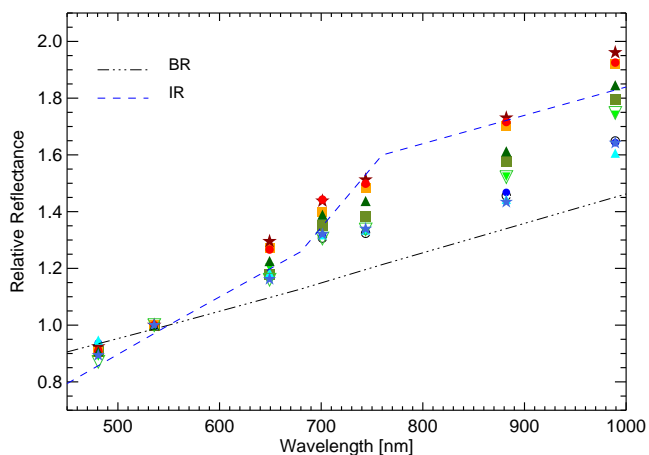
Figure 9 shows the I/F map, illumination corrected using the Lommel-Seeliger disk law, of the comet obtained on 29 July with the NAC green filter, at the lowest phase angle ( $1.3^\circ$ ) sampled during the 2014 observations, as well as the spectral slope map, evaluated in the 882–535 nm range, and the relative and absolute reflectance of three regions selected over the surface. The disk-corrected image at 535 nm has a mean I/F value of 5.2% at  $\alpha = 1.3^\circ$ , and shows albedo variations up to +16% in the brightest Hapi region, and -9% in the darker Ash region. The reflectance is anticorrelated with the spectral slope, and in particular, the bright Hapi region is also characterized by a bluer spectral slope than the darker medium-reflectance regions. We computed the absolute and relative spectrophotometry in a box  $3 \text{ px} \times 3 \text{ px}$  wide (i.e.,  $110 \text{ m} \times 110 \text{ m}$ ) on three selected regions representing dark, medium, and high reflectance areas (red star, blue squares, and black circles in Fig. 9). The selected dark area

shows a linear red slope without obvious spectral features, and it has a steeper spectral slope. The bright area selected in the Hapi region has a different spectral behavior, bluer than the other two regions, with a clear change of slope beyond 650 nm and possibly an absorption feature in the 800–900 nm range. All the three regions show an enhancement of the fluxes at 700–743 nm due to cometary emissions that we describe in the following paragraphs.

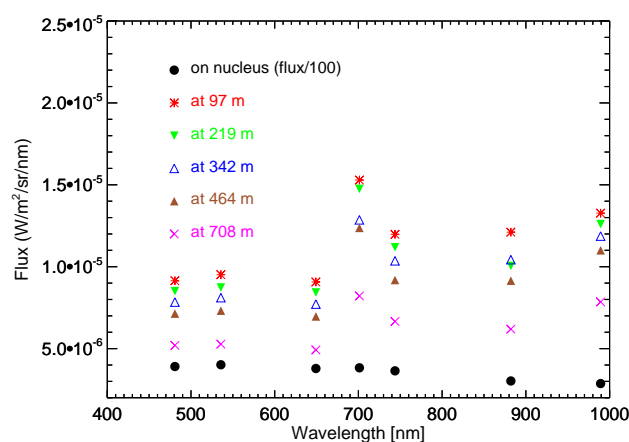
We then studied the spectrophotometry of the comet obtained at higher spatial resolution during the observations on 6 August. Figure 11 shows the relative reflectance, normalized at 535 nm and averaged over a box  $5 \times 5$  pixels wide ( $\sim 10 \times 10 \text{ m}^2$ ) for ten selected regions on the nucleus as reported in Fig. 10. To study the relative spectrophotometry, we sampled three different groups of terrains, from the brightest and spectrally less red Hapi region to the reddest surfaces on the comet (Figs. 10 and 11). The brightest regions, in particular Hapi, are clearly less red



**Fig. 10.** Three images acquired on 6 August at 00:19, 04:19, 06:19 UT, and again 04:19 UT, from left to right. The first three images from the left side show the selected regions where the spectrophotometry on the nucleus has been computed, as represented in Fig. 11. The last image on the right side is taken at 04:19 UT but stretched to show the coma features. The points in this image represent different nucleus and coma regions whose flux is represented in Fig. 12.



**Fig. 11.** Relative reflectance from ten selected regions as display in Fig. 10. The dashed-dotted and dashed lines represent the mean spectrophotometry for the TNO taxonomic classes BR and IR (Barucci et al., 2005), respectively.



**Fig. 12.** Flux of the comet nucleus (divided by 100) and of the coma at several projected distances (the selected regions are represented in Fig. 10, last image on the right) from the nucleus surface for the observations on 6 August acquired at 04:19 UT.

in term of spectral slope. We interpret this spectral behavior as being caused by a higher abundance of water ice at the surface, on the basis of the correlation between bluer slope and ice abundance found for comets Hartley 2 and Tempel 1 (Li et al., 2013; Sunshine et al., 2006, 2013), and on the basis of the results from experiments on ice or dust mixture sublimation (Pommerol et al., 2015). Moreover, the Hapi region is often shadowed by the Hathor region, it is not illuminated at perihelion due to seasonal effects, and thus it is a favored region to retain ices on its surface. It must be noted that no clear water ice absorption bands have been detected with the VIRTIS infrared-imaging spectrometer during the August 2014 observations at resolutions of 15-25 m/px (Capaccioni et al., 2015), even though the shape of the strong absorption beyond  $3 \mu\text{m}$  in the Hapi region seems to be consistent with the presence of low amounts of water ice. The absence of large areas of water-ice-rich mixtures in VIRTIS data is attributed to the lower spatial resolution of these data than that of the OSIRIS images, together with the presence of dark-phased and non-volatile materials that may mask the water ice spectral absorptions.

The reddest spectral regions are found in both lobes of the comet, in particular nearby the Hatmehit depression in the small lobe and in the Apis region in the large lobe. The different spectral be-

haviors of the selected regions over the nucleus are comparable with those of other cometary nuclei, with Jupiter Trojan asteroids and with part of the transneptunian (TNO) objects (Fornasier et al., 2007, 2009; Lamy et al., 2004). We also plot in Fig. 11 the two TNO taxonomic classes BR and IR (defined in Barucci et al., 2005) whose spectrophotometry is close to that observed in different areas of the comet. These two classes are intermediate between very blue and very red TNOs.

With the spectral resolution given by the filters used it is not clear whether some absorptions features are present in the near-infrared regions, and the interpretation is complicated by the fact that we clearly see an excess of flux in the 700-750 nm region. To ascertain the origin of this flux excess, we studied the behavior of this emission at several locations both on the nucleus and in the coma. More concisely, for the images obtained on 6 August, we selected several locations on the nucleus, immediately (as projected on the sky) above the surface, at the inner limb, and in the coma to average the radiance in squares of  $10 \times 10 \text{ m}^2$ , as was done for the analysis of different regions over the nucleus, for every filter. These measurements were made both in cometary regions where jet-like features are clearly visible and where they seem to be absent.

Figure 12 shows the coma radiance on the nucleus and at differ-

ent projected distances, from observations on 6 August acquired at UT 04:19. Whereas at  $\lambda < 649.2$  nm, the I values on the nucleus and in the dust coma follow the same trend, at 701 nm there is a noticeable increase in the inner coma locations, and the peak values decrease with increasing projected distance from the nucleus surface. A similar behavior is observed at 743 nm and tentatively at  $\lambda \geq 880$  nm, although the latter cannot be clearly confirmed as there are no data acquired with adjacent filters to allow any emission band isolation. On the directly illuminated nucleus surface both the band-like structure at 701-743 nm and the I/F strong increase in the near-IR cannot be detected when compared with the nucleus spectrum itself. That this behavior is mainly observed at coma positions indicates that this flux is unrelated to the nucleus surface composition, but is related to the coma. The enhancement of the flux in the 700-750 nm region must then be associated with the cometary emissions in the coma. Furthermore, it was also verified that it can be clearly seen in shadowed areas, where the strong nucleus signal is absent. Using Mie-scattering models, we have ruled out that dust grains were responsible for the high values of I at 701 nm. Thus, the other possible candidates are emissions produced by gas species in the coma of 67P. From high-resolution spectra of comets (Cochran & Cochran, 2002), we conclude that the most likely candidates to give rise to such an enhanced emission are  $\text{H}_2\text{O}^+$  in its (0,6,0) band at 700 nm, the (0,2,0)-(0,0,0) band at 743-745 nm, and the band system (0,6,0) of  $\text{NH}_2$  that overlaps with the water bands. Water, the parent species of  $\text{H}_2\text{O}^+$ , was reported by Hassig et al. (2015), and Gulkis et al. (2015) from data acquired by the ROSINA and MIRO instruments, respectively, as early as August 4, 2014. The processes by which  $\text{H}_2\text{O}$  is ionized once is still under study, although electronic impact and photoionization are among the most plausible ones.

In addition to this coma feature, the spectrally bluer to moderately red regions show a rise of the flux at 989 nm (Fig. 11), and this behavior was also seen in the VIRTIS spectra (Capaccioni et al., 2015). In particular, the spectrally bluer regions like Hapi seem to present a faint absorption feature centered between 800 nm and 900 nm, which may be associated to the  $\text{Fe}^{2+} - \text{Fe}^{3+}$  charge transfer absorption band in silicates. Unfortunately, the low spectral resolution of the OSIRIS observations and the contamination of the adjacent filters in the 700-750 nm regions by coma emissions complicates the interpretation of this potential absorption feature.

#### 4.4. Correlations between albedo, color variations, and geology

According to the albedo and color variations described in the previous paragraphs, the surface of the nucleus shows some variability. To investigate the correlations between geology and spectral properties, we computed the spectral slope maps (in %/100 nm, evaluated in the 882-535 nm range using the same method as described in Sect. 4.3) for the observations obtained on 1 and 6 August at different comet rotational phases. Figures 13 and 14 show these spectral slope images, acquired when Rosetta was at a distance of about 800 km and 120 km from the comet, which yielded a spatial resolution of 14 m/px and 2 m/px, respectively. The spectral slope was evaluated as the mean value over a  $3 \times 3$  pixel squared box. These maps confirm the peculiarity of the Hapi region at increasing resolution scales. They also show the phase-reddening effect previously seen in the disk-averaged spectrophotometry, as the spectral slope of the same areas increases in the 6 August maps, when the phase angle was  $\sim 50^\circ$ , compared to the 1 August images, where the phase angle

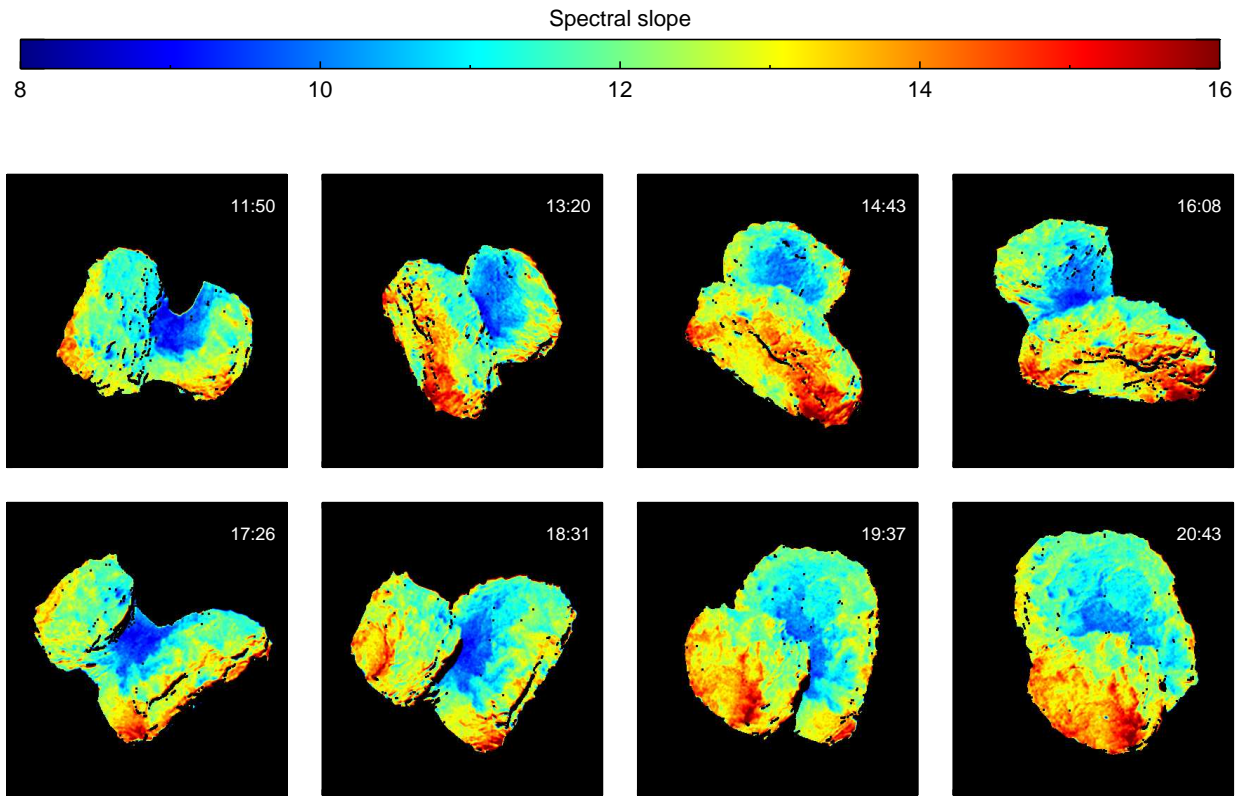
was  $10^\circ$ .

Figures 13 and 14 show distinct spectral slope behaviors over the nucleus surface. We therefore propose three groups of terrains based on the strength of the spectral slope:

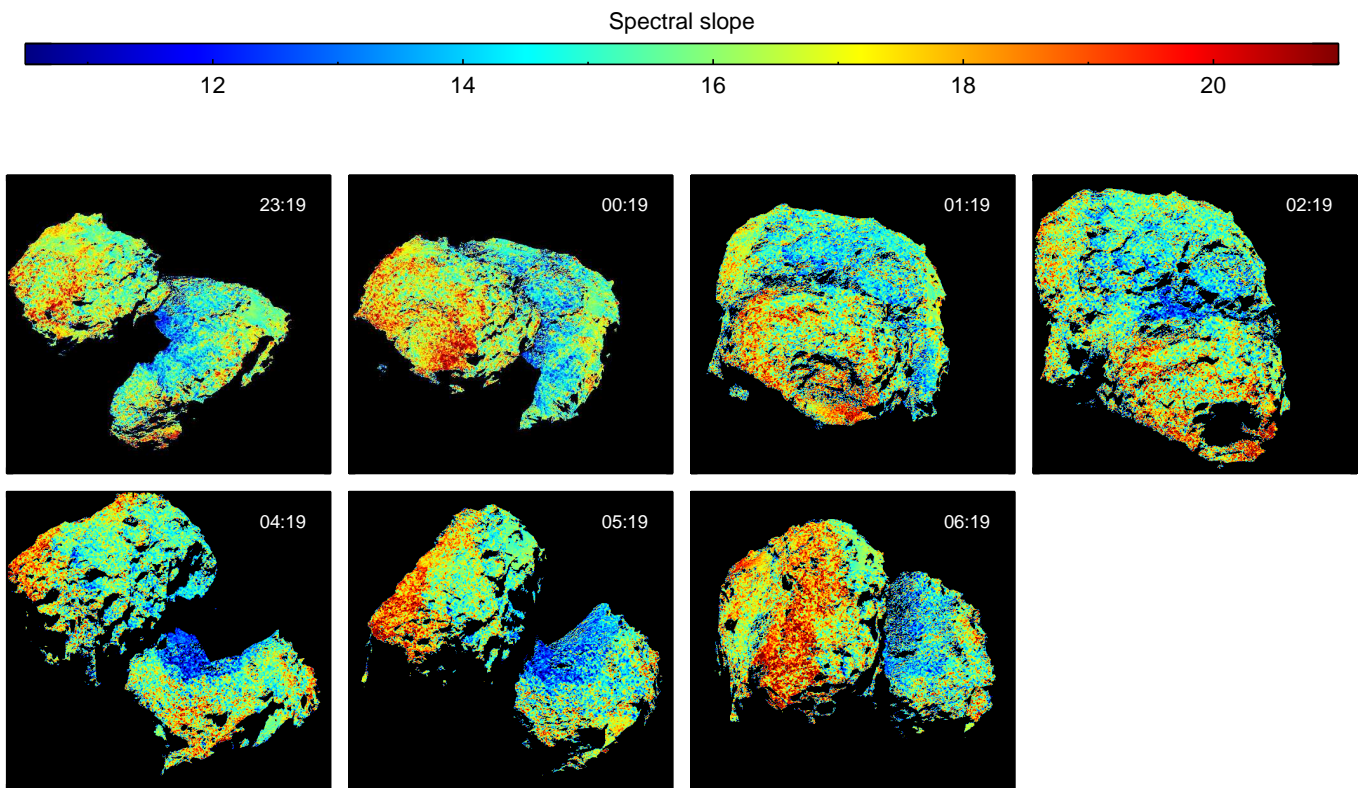
- Low spectral slope, group 1. For this group, the spectral slope comprises between 11.0 and 14 %/(100 nm) at a phase angle of  $\sim 50^\circ$  (Fig. 14), it mostly corresponds to the blue color in Figs. 13 and 14 at different phase angles ( $10^\circ$  and  $52^\circ$ , respectively). For these regions, the albedo is generally higher. The regions Hathor, Hapi, and Seth are strongly correlated with this group, although not the entire Seth region is blue. We might also add portions of the Ma'at (see Fig. 13 at UT 17:26) and the Babi region (see Fig. 14 at 23:19 UT).
- Average spectral slope, group 2. For this group, the spectral slope comprises between 14 and 18 %/(100 nm) at a phase angle of  $\sim 50^\circ$  (Fig. 14), it mostly corresponds to the cyan-green color in Figs. 13 and 14. Several regions are entirely correlated with this group (e.g., Anuket and Serqet), and others are partially correlated (e.g., Ma'at and Ash).
- High spectral slope, group 3. For this group, the spectral slope is above 18 %/(100 nm) at a phase angle of  $\sim 50^\circ$  (Fig. 14), it mostly corresponds to the orange and red colors in Figs. 13 and 14. Several regions of the nucleus are associated with this group, although only the Apis region is entirely correlated with group 3. In the small lobe, the regions around the Hatmehit depression have this high spectral slope (i.e., Nut, Maftet, Ma'at, and Bastet), and a little of the inside of Hatmehit (Figure 14 at 01:19 UT). In the large lobe, the regions around the Imhotep depression are also correlated to the strong spectral slope (i.e., Apis, Ash, and Khepry) and a little of the inside of Imhotep (Fig. 14 at 06:19 UT).

The three groups are observed in the two portions of the nucleus, the small and large lobes. As already stated (Sierks et al., 2015), there is no obvious color variability between the two lobes to support the contact-binary hypotheses, although at the same time, it is not ruled out either since two compositionally similar objects may have collided. Thus the color variations of the spectral slopes on the surface may be due to morphological and/or mineralogical properties. We explored this idea by relying on the detailed analysis of the morphological properties of each region by El-Maarry et al. (2015). The group 1 regions are classified in various nomenclatures (i.e., brittle, dust cover, consolidated), thus not highlighting a specific morphology. This is specifically true for the Hapi and Hathor regions, whose morphology is quite different. However, it is important to note that the Seth, Ma'at, Babi, Hathor, and Hapi regions are adjacent to each other, which concentrates the location of group 1 around the interface between the two lobes. These regions also have in common that activity has been spotted in most of them (Sierks et al., 2015, Vincent et al., 2015). Therefore, as shown for other comet nuclei (Sunshine et al., 2006; Li et al., 2013), the spectral slope of group 1 is most likely linked to water ice mixed with refractories on the surface, rather than a specific morphology of the nucleus.

As previously noted, the albedo is generally correlated to the surface texture, but is not uniquely correlated to the spectral slope. In fact, smooth active regions such as Hapi and parts of Ma'at have both a very weak slope and high albedo (Figs. 8 and 14). On the other side, the Imhotep region, which has a large portion of smooth material with higher albedo, did not show signs of activity during these observations, and its spectral slope belongs to groups 2 or 3.



**Fig. 13.** Spectral slope images for the observations on 1 August, at a phase angle of 9-10°. The slope is computed in the 535-882 nm range, after normalization at 535 nm, and it is in  $\%/(100 \text{ nm})$ .



**Fig. 14.** Spectral slope images for the observations on 6 August, at a phase angle of  $\sim 50^\circ$ . The slope is computed in the 535-882 nm range, after normalization at 535 nm, and it is in  $\%/(100 \text{ nm})$ .

We also immediately noted that group 3 regions are generally located opposite the neck region. Both ends of the nucleus are characterized by very large depressions, whose origin might be different (see Auger et al. (2015) and Pajola et al. (2015) within this issue for more details). There is no evidence that these depressions are related to impacts (Pajola et al., 2015), thus the correlation of group 3 with ejecta deposits is not supported, also given the asymmetry of group 3 around these two depressions. Nonetheless, although only the Ma'at and Ash regions are classified as "dust covered" (El-Maarry et al., 2015, Thomas et al., 2015), Maftet, Apis, and Bastet are also adjacent to the depression, and their surfaces appear rather smooth in the portions correlated with group 3. Consequently, although the dusty regions are not clearly correlated to group 3, they are connected. This again emphasizes the relationship between surface texture and albedo.

The original Philae landing site, Agilkia, is analyzed in detail in La Forgia et al. (2015), who reported a detailed geomorphological and spectrophotometric study of this region and of the surrounding Hatmehit area from OSIRIS images acquired at a resolution of  $\sim 0.5$  m/px. These regions fall in the spectral groups 2 and 3 according to our analysis.

Another important aspect is that the groups' spectral slope properties are not correlated to a particular morphology that may expose material from deeper inside the nucleus. In fact, the Aten depression belongs to group 2, which represents the average properties of the surface. The Nut depression, although it shows group 3 properties, is also significantly characterized by group 2 properties. Therefore, the spectral slope variations of the surface do not show evidence of vertical diversity in the nucleus composition, at least for the first tens of meters. However, it must be noted that sublimation lags, airfall, and surface transport complicate our interpretation, as these processes tend to homogenize the surface layer of the nucleus; below this uppermost layer, the subsurface might be different.

## 5. Conclusions

The data from comet 67P/Churyumov-Gerasimenko obtained from July to mid August 2014 with the OSIRIS imaging system show the nucleus with unprecedented spatial resolution. We have presented the results from the disk-averaged and disk-resolved analysis of the photometric properties and spectrophotometry of the nucleus. Our main results are the following:

- The phase function of the nucleus of 67P from disk-averaged reflectance in the  $1.3^\circ$ – $54^\circ$  phase angle range shows a strong opposition effect. The fit of the phase function with the HG model gives a G parameter of  $-0.13$ , implying a steep brightness dependence on the phase angle. The absolute magnitude reduced to the Bessel V filter is  $H_v(1, 1, 0) = 15.74 \pm 0.02$  mag, and the linear slope (for  $\alpha > 7^\circ$ ) is  $\beta = 0.047 \pm 0.002$  mag/°, a value very similar to that found for comets Hartley 2 and Tempel 1, and close to the average value for Jupiter-family comets.
- We presented disk-integrated spectrophotometry in 20 NAC and WAC filters covering the 250–1000 nm range. The spectral behavior of the nucleus is red, meaning that the reflectance increases with wavelength, and it is featureless in the visible and near-infrared range. This behavior is fully consistent with ground-based observations of the comet, and it is similar to those of other bare cometary nuclei. In the mid-UV region we see an increase of the flux that indicates

a potential absorption band centered on  $\sim 290$  nm, possibly due to SO<sub>2</sub> ice. However, this feature needs to be confirmed with other observations as the two WAC UV filters showing the flux enhancement are affected by pinhole defects.

- The analysis of the spectral slopes versus phase angle, both from disk-averaged and disk-resolved data, shows a significant phase reddening for the nucleus, with the disk-averaged spectral slope increasing from  $11\%/ (100 \text{ nm})$  to  $16\%/ (100 \text{ nm})$  in the  $1.3^\circ$ – $54^\circ$  phase angle range. This behavior may be attributed to a higher contribution from multiple-particle scattering at large phase angles and/or to surface roughness effects. The strong phase reddening suggests that the effect of multiple scattering on the 67P nucleus may be non-negligible, even though the albedo is very low.
- We modeled the disk-averaged reflectance in eight filters covering the 325–1000 nm range using the disk-integrated Hapke model formalism. We found no clear wavelength dependence of the  $g_1$ ,  $B_0$  and  $h_s$  parameters, implying that the shadow-hiding effect must be the main cause of the opposition surge. The geometric albedo at different wavelengths derived from Hapke modeling perfectly matches the comet spectrophotometry behavior.
- Hapke (2002 and 2012) modeling on disk-resolved reflectance at 649 nm gives parameters very close to those found for comets Wild 2 and Tempel 1 and is compatible with those found for comet Hartley 2, revealing that the photometric properties of these cometary nuclei are similar. The geometric albedo derived from Hapke modeling is  $0.065 \pm 0.02$  at 649 nm. Thus the 67P nucleus has a surface dark in absolute terms, but one of the brightest of the other cometary nuclei investigated by space missions (Li et al., 2013).
- The nucleus shows color and albedo variations across the surface: Hapi is  $\sim 16\%$  brighter than the mean albedo over the surface, while the Apis and Seth regions are about 8–10% darker.
- Based on local spectrophotometry, we see an enhancement of the flux at 701 and 743 nm that is clearly due to cometary emissions from the coma located between Rosetta and the nucleus. The potential sources of these emissions are H<sub>2</sub>O<sup>+</sup> in its (0,6,0) band at 700 nm, the (0,2,0)–(0,0,0) band at 743–745 nm, and the band system (0,6,0) of NH<sub>2</sub>, which overlaps with the water bands.
- On the basis of the spectral slope and of the spectrophotometry, we identified three different groups of regions, characterized by a low, medium, and high spectral slope, respectively. The three groups are observed in the two lobes of the comets, and we did not note a significant color variability between the two lobes that would support the contact-binary hypothesis, although this does not exclude that the nucleus of 67P might have been formed by a collision of two objects in the past.
- Generally, the spectral slope values are often anticorrelated with the reflectance, the brightest regions being also the bluer ones in terms of spectral slope. Hapi, in particular, is the brightest area in absolute terms, the main source of cometary activity at large heliocentric distances, and the spectrally bluer region. We interpret this behavior as due to a larger abundance of water ice in this region, which is often cast in shadow, not illuminated at perihelion due to seasonal effects, and thus a favored region to retain ices on its surface.

*Acknowledgements.* OSIRIS was built by a consortium of the Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany, CISAS–University of Padova, Italy, the Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, France, the Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Granada, Spain, the Research and Scientific

Support Department of the European Space Agency, Noordwijk, The Netherlands, the Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial, Madrid, Spain, the Universidad Politécnica de Madrid, Spain, the Department of Physics and Astronomy of Uppsala University, Sweden, and the Institut für Datentechnik und Kommunikationsnetze der Technischen Universität Braunschweig, Germany. The support of the national funding agencies of Germany (DLR), France (CNES), Italy (ASI), Spain (MEC), Sweden (SNSB), and the ESA Technical Directorate is gratefully acknowledged. We thank the referee, J.-Y. Li, for his comments and suggestions that helped to improve this manuscript.

## References

- A'Hearn, M.F., Schleicher, D.G., Feldman, P.D., Millis, R.L., Thompson, D. T., 1984, *AJ*, 89, 579
- A'Hearn M.F., Belton M.J.S., Delamere W., et al., 2005, *Science*, 310, 258
- A'Hearn M.F., Belton M.J.S., Delamere W., et al., 2011, *Science*, 332, 1396
- Altwegg K., Balsingen, H., Bar-Num, A., 2015, *Science*, 347, Issue 6220, 1261952
- Auger, A.T., Groussin, O., Jorda, L., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Barucci M.A., Belskaya, I.N., Fulchignoni, M., Birlan, 2005, *AJ*, 130, 1291
- Barucci M.A., Dotto, E., Levasseur-Regourd, A. C., 2011, *The Astronomy and Astroph. Review*, 19, id.48
- Belskaya, I. N., & Shevchenko, V. G., 1999, *Icarus*, 147, 94
- Bertin, E., 2012, *ASP Conference Series*, 461, P. Ballester, D. Egret, and N.P.F. Lorente, eds., p. 263
- Bertini, I., Thomas, N., Barbieri, C., 2007, *A&A*, 461, 351
- Bessel, M. S. 1990, *PASP*, 102, 1181
- Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., et al., 1989, *Application of Photometric Models to Asteroids*, in *Asteroids II*, ed. R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. D. Mathews (Tucson: Univ. of Arizona press), 524
- Brosch, N., 1995, *MNRAS*, 276, 1185
- Brownlee, D.E., Horz, F., Newburn, R.L., et al., 2004, *Science*, 304, 1764
- Byrd, R. H., Lu, P., Nosedal, J., 1995, *SIAM J. on Sci. and Stat. Computing*, 16, 1190
- Capaccioni, F., Corradini, A., Filacchione, G., et al., 2015, *Science* 347, Issue 6220, aaa0628
- Ciarniello, M., Capaccioni, F., Filacchione, G., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Cochran, A. L., & Cochran, W. D., 2002, *Icarus*, 187, 297
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities* (New York: AIP Press; Springer)
- Delsanti A.C., Boehnhardt, H., Barrera, L., et al., 2001, *A&A*, 380, 347
- El-Maarry, M.R., thomas, N., Giacomini, L., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Fairbairn, M.B., 2005, *J. of the Royal Astron. Soc. of Canada*, Vol. 99, 92
- Feaga, L., and the ALICE Team, 2015, *ROSETTA science meeting*, ESA-ESTEC, Noordwijk, 2-3 march 2015
- Fornasier, S., Dotto, E., Marzari, F., et al., 2004, *Icarus*, 172, 221
- Fornasier, S., Dotto, E., Hainaut, O., et al., 2007, *Icarus*, 190, 622
- Fornasier, S., Barucci, M.A., de Bergh, C., et al., 2009, *A&A*, 508, 457
- Fornasier, S., Mottola, S., Barucci, M.A., Sierks, H., Hviid, S., 2011, *A&A*, 553, L9
- Gehrels, T., Coffeen, D., Owings, D., 1964, *AJ*, 69, 826
- Gulkis, S., Allen, M., von Allmen, P., et al., 2015, *Science*, 347, Issue 6220, aaa0709
- Hapke, B., 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 3039
- Hapke, B., 1993, *In Topics in Remote Sensing*, Cambridge, UK: Cambridge University Press
- Hapke, B., 2002, *Icarus*, 157, 523
- Hapke, B., 2008, *Icarus*, 195, 918
- Hapke, B., 2012, *Icarus*, 221, 1079
- Hässig, M., Altwegg, K., Balsiger, H., et al., 2015, *Science* 347, aaa0276
- Helfenstein, P. & Veverka, J., 1989, *In Asteroids II*, University of Arizona Press, Tucson, AZ, 557-593
- Helfenstein, P. & Shepard, M. K., 2011, *Icarus*, 2011, 215, 83
- Hodyss, R., Johnson, P.V., Meckler, S., M., 2013, 44th Lunar and Planetary Science Conference, #2823
- Keller, H. U., Barbieri, C., Lamy, P. L., et al., 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 26
- Keller, H. U., Arpigny, C., Barbieri, C., et al., 1986, *Nature*, 321, 320
- Kim, Y., Choi, S. Kim, W. Y., 2014, *Journal of Chemical Theory and Computation*, 10, 2419
- Kochan, H. W., Huebner, F.W., Sears, D. W. G., 1998, *Earth, Moon, and Planets*, 80, 369
- Küppers, M., Mottola, S., Lowry, S., et al., 2007, *A&A*, 462, 13
- La Forgia, F., Giacomini, L., Lazzarin, M., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Lamy, P. L., Toth, I., Fernandez, Y. R., Weaver, H. A., 2004, in *Comets II*, Edited by Michel Festou, H. Uwe Keller, and Harold A. Weaver, University of Arizona Press, pp. 223-264.
- Lamy, P. L., Toth, I., Weaver, H. A., et al., 2006, *A&A*, 458, 669
- Lamy, P. L., Toth, I., Davidsson, B., et al., 2007, *Space Sci. Rev.*, 128, 23
- Lara, L. M., Gutierrez, P., Lowry, S., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Lasue, J. Levasseur-Regourd, A.C., Hadamcik, E., Botet, R., Renard, J.B., 2010, 38th COSPAR Scientific Assembly, July 2010, Bremen, Germany, p.6
- Levasseur-Regourd, A. C., Mukai, T., Lasue, J., Okada, Y., 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1010
- Leyrat, C., Fornasier, S., Barucci, A., et al., 2010, *Planet. Space Sci.*, 58, 1097
- Li, J. Y., A'Hearn, M. F., McFadden, L., 2003, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 35, 959
- Li, J. Y., A'Hearn, M. F., McFadden, L. A., 2004, *Icarus*, 172, 415
- Li, J. Y., A'Hearn, M. F., Belton, M., J. S., et al., 2007a, *Icarus*, 191, 161
- Li, J. Y., A'Hearn, M. F., McFadden, L. A., Belton, M., J. S., 2007b, *Icarus*, 188, 195
- Li, J. Y., A'Hearn, M. F., Farnham, T., McFadden, L. A., 2009, *Icarus*, 204, 209
- Li, J. Y., Besse, S., A'Hearn, M. F., et al., 2013, *Icarus*, 222, 559
- Lowry, S., Duddy, S. R., Rozitis, B., et al., 2012, *A&A*, 548, A12
- Lowry, S. C., Fitzsimmons, A., Jorda, L., et al., 2006, *BAAS*, 38, 492
- Möhlmann, D., 1995, *Planet. Space Sci.*, 43, 327
- More, J., 1978, *Numerical Analysis*, 630, 105
- Noll, K.S., Weaver, H. A., Gonnella, A. M., 1995, *J. Geophys. Res.*, 100, 19057
- Pajola, M., Vincent, J.B., Lee, J.C., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Pommerol, A., Thomas, N., Elmaarry, M. R., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Prentiss, M. C., Wales, D. J., Wolynes, P. G., 2008, *The Journal of Chemical Physics* 128, 225106
- Preusker, F., Scholten, F., Knollenberg, J., et al., 2012, *Planet. Space Sci.*, 1, 54
- Preusker, F., Scholten, F., Matz K. D., et al., 2015, *A&A*, submitted
- Sanchez, J. A., Reddy, V. Nathues, A., 2012, *Icarus*, 220, 36
- Schroder S. E., Grynko, Y., Pommerol, A., et al., 2014, *Icarus*, 239, 201
- Sears, D. W. G., Kochan, H. W., Huebner, W. F., 1999, *Meteor. and Plan. Science*, 34, 497
- Shevchenko, V. G., & Belskaya, I. N., 2010, *European Planetary Science Congress*, 738
- Shevchenko, V. G., Belskaya, I. N., Slyusarev, I. G. et al., 2012, *Icarus*, 217, 202
- Shepard, M. K., & P. Helfenstein, 2011, *Icarus*, 215, 526
- Shepard, M. K., & P. Helfenstein, 2007, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, 3001
- Sierks, H., Barbieri, C., Lamy, P., et al., 2015, *Science*, 347, Issue 6220, aaa1044
- Soderblom, L.A., Becker, T.L., Bennett, G. et al., 2002, *Science*, 296, 187
- Snodgrass, C., Fitzsimmons, A., Lowry, S. C., Weissman, P. 2011, *MNRAS*, 414, 458
- Sunshine, J. M., A'Hearn, M. F., Groussin, O., et al., 2006, *Science*, 311, 1453
- Sunshine, J. M., Feaga, L. M., Protospapa, S., et al., 2013, *American Astronomical Society, DPS meeting n.45*, abs. n. 502.06
- Thomas, N. , Sierks, H., Barbieri, C., et al., 2015, *Science*, 347, Issue 6220, aaa0440
- Tubiana, C., Barrera, L., Drahus, M., et al., 2008, *A&A*, 490, 377
- Tubiana, C., Bönhardt, H., Agarwal, J., 2011, *A&A*, 527, A113
- Tubiana, C., Kovacs, G., Guttler, C., et al., 2015a, *A&A*, submitted
- Tubiana, C., Snodgrass, C., Bertini, I., et al., 2015b, *A&A*, 573, A62
- Veverka, J., Klaasen, K., A'Hearn, M., et al., *Icarus*, 222, 424
- Vincent, J.B., Bodewits, D., Besse, S., et al., 2015, *Nature*, submitted
- Wales, D. J., Doye, J.P., 1997, *The Journal of Physical Chemistry A*, 101, 5111

- 
- <sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ Paris 06, Univ. Paris-Diderot, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Pricipal Cedex, France e-mail: [sonia.fornasier@obspm.fr](mailto:sonia.fornasier@obspm.fr)
  - <sup>2</sup> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 4 rue Elsa Morante, 75205 Paris Cedex 13, France
  - <sup>3</sup> Observatório Nacional, General José Cristino 77, São Cristovão, Rio de Janeiro, Brazil
  - <sup>4</sup> Research and Scientific Support Department, European Space Agency, 2201 Noordwijk, The Netherlands
  - <sup>5</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía – CSIC, 18080 Granada, Spain
  - <sup>6</sup> Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg, 3 37077 Göttingen, Germany
  - <sup>7</sup> Institute of Planetary Research, DLR, Rutherfordstrasse 2, 12489 Berlin, Germany
  - <sup>8</sup> Department of Physics and Astronomy "G. Galilei", University of Padova, Vic. Osservatorio 3, 35122 Padova, Italy
  - <sup>9</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille UMR 7326, CNRS & Aix Marseille Université, 13388 Marseille Cedex 13, France
  - <sup>10</sup> Centro de Astrobiología, CSIC-INTA, 28850 Torrejón de Ardoz, Madrid, Spain
  - <sup>11</sup> International Space Science Institute, Hallerstrasse 6, 3012 Bern, Switzerland
  - <sup>12</sup> Department of Physics and Astronomy, Uppsala University, 75120 Uppsala, Sweden
  - <sup>13</sup> PAS Space Reserch Center, Bartycka 18A, 00716 Warszawa, Poland
  - <sup>14</sup> Institute for Geophysics and Extraterrestrial Physics, TU Braunschweig, 38106 Braunschweig, Germany
  - <sup>15</sup> Department for Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742-2421, USA
  - <sup>16</sup> LATMOS, CNRS/UVSQ/IPSL, 11 Boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France
  - <sup>17</sup> INAF–Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy
  - <sup>18</sup> CNR–IFN UOS Padova LUXOR, Via Trasea 7, 35131 Padova, Italy
  - <sup>19</sup> Department of Mechanical Engineering – University of Padova, Via Venezia 1, 35131 Padova, Italy
  - <sup>20</sup> UNITN, Università di Trento, Via Mesiano, 77, 38100 Trento, Italy
  - <sup>21</sup> INAF – Osservatorio Astronomico di Trieste, via Tiepolo 11, 34143 Trieste, Italy
  - <sup>22</sup> Institute for Space Science, National Central University, 32054 Chung-Li, Taiwan
  - <sup>23</sup> ESA/ESAC, PO Box 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Spain
  - <sup>24</sup> Institut für Datentechnik und Kommunikationsnetze, 38106 Braunschweig, Germany
  - <sup>25</sup> Department of Information Engineering - University of Padova, Via Gradenigo 6, 35131 Padova, Italy
  - <sup>26</sup> Center of Studies and Activities for Space (CISAS) "G. Colombo", University of Padova, Via Venezia 15, 35131 Padova, Italy
  - <sup>27</sup> Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, University of Bern, CH-3012 Bern, Switzerland
  - <sup>28</sup> Planetary and Space Sciences, Department of Physical Sciences, The Open University, Walton Hall, Milton Keynes, MK7 6AA, UK



# Capítulo 7

## Conclusões

*“Deep in the human unconscious is a pervasive need for a logical universe that makes sense.*

*But the real universe is always one step beyond logic.”*

— *Frank Herbert, Dune*

Nesta tese estudamos a variabilidade fotométrica e espectro-fotométrica da superfície de pequenos corpos do sistema solar. Os pequenos corpos se dividem principalmente em duas populações, asteroides e cometas, que apresentam mecanismos distintos de formação e transformação de suas superfícies. Nos asteroides, a craterização, fadiga térmica e reacumulação parecem ser os mecanismos principais para a formação do regolito. Enquanto mecanismos como intemperismo espacial, efeitos de maré e levitação eletrostática transformam as propriedades espectro-fotométricas e fotométricas ao longo de grandes períodos de tempo. Nos cometas, a fase como objeto transnetuniano faz com que a pulverização catódica por íons pesados forme uma camada de material rico em orgânicos. Quando enviado à órbitas mais excêntricas através de encontros próximos com os planetas gigantes, o cometa inicia o estágio de atividade cometária, formando regolito e manto de poeira refratária ao longo da depleção dos voláteis. Portanto, asteroides e cometas apresentam propriedades distintas, como foram observados nos trabalhos desenvolvidos nesta tese.

Ao estudarmos o maior catálogo de magnitudes de asteroides, o SDSS *Moving Objects Catalog 4* (Ivezić et al., 2001), analisamos a espectro-fotometria coletiva no espaço de componentes principais e notamos como estas se comportam de maneira contínua. Sobrepondo os grupos taxonômicos previamente estabelecidos, notamos que a continuidade espectral formam dois trajetos: um entre asteroides que apresentam banda de absorção de silicatos e outro entre asteroides que não apresentam. Na linha formada pelas classes taxonômicas  $B \rightarrow C \rightarrow X \rightarrow D$ , o espectro aumenta em inclinação espectral e absorção no ultravioleta. E na linha  $L \rightarrow S \rightarrow Q \rightarrow V$ , o espectro asteroidal apresenta um aprofundamento na banda de silicatos, diminuição na inclinação espectral e aprofundamento na absorção no ultravioleta próximo. A continuidade espectral e também composicional já era conhecida por trabalhos anteriores (Gaffey et al., 1993), mas não havia sido incorporada nos presentes sistemas taxonômicos devido à menor amostra na qual foram baseados. Logo, propomos classificar a espectro-fotometria de asteroides em respeito da posição e distância central de cada linha. Dessa maneira, pode-se melhor classificar asteroides com aspectos fotométricos inter-classes ou de dupla classificação taxonômica.

Em outra etapa dos trabalhos desenvolvidos nesta tese, concentramo-nos em estudar as variações na própria superfície dos pequenos corpos. O estudo com dados de disco resolvidos de missões espaciais tem como propósito produzir ciência de ponta, e nos permite fortalecer ou descartar modelos vigentes baseados em observações e experimentos da Terra. A precisão dos dados resolvidos também permite verificar novos fenômenos e propor novos modelos. Por isso, estudamos as imagens resolvidas obtidas pela missão espacial Rosetta para o asteroide (21) Lutetia e para seu alvo principal, o cometa 67P/Churyumov–Gerasimenko. Neles observamos variações locais e globais no albedo e nas propriedades da superfície que condizem com a interpretação de maturação do solo proposta por diversos trabalhos anteriores.

Estudando detalhadamente a região de Baetica em (21) Lutetia, observamos uma dicotomia persistente na curva de fase e na espectro-fotometria de duas paredes no sistema de crateras da região, a Gallicum e Danuvius-Corduba na *North Pole Crater Cluster* (NPCC). A análise com modelo de Hapke (2012) aponta para leves diferenças na porosidade, micro-rugosidade e tamanho médio dos grãos do regolito

das duas paredes. Gallicum, englobando áreas de baixa inclinação e inclinação moderada (0-20 graus), possui um albedo normal +8% que a média e inclinação espectral até 60% maior. Enquanto Danuvius-Corduba são sobretudo paredes com inclinação moderada (20 graus) com albedo normal -2/3% que a média e inclinação espectral de até 35% maior. Caso similar é encontrado na cratera Antonia em (4) Vesta. Logo, ao invés de diferenças composicionais, as paredes apresentariam propriedades diferentes de regolitos. O deslizamento que ocorreu em Danuvius possivelmente amostrou o tamanho mínimo dos grão na área, removendo aqueles de tamanho comparável ao comprimento de onda que geralmente produzem um efeito de oposição mais agudo e se assentam em uma estrutura mais porosa (Déau et al., 2013). Estes grãos finos, por outro lado, estariam presentes em Gallicum, o que explicaria o efeito de oposição mais acentuado e o maior albedo normal. O cenário é condizente com o estudo de regolitos produzidos em laboratório (Shkuratov et al., 2002; Shepard and Helfenstein, 2011; Déau et al., 2013). As implicações para o intemperismo se encontram no fato de que, ao menos parcialmente e localmente, mudanças na propriedade do regolito podem transformar o albedo geométrico e a inclinação espectral.

O estudo fotométrico global do núcleo de 67P/Churyumov–Gerasimenko confirmou a presença do efeito de oposição para a superfície escura ( $A_0 = 0.065 \pm 0.02$ ) e porosa de cometas. A análise por modelo de Hapke mostrou ainda que o efeito é bastante acentuado, infringindo os limites do modelo. Observamos também, pela primeira vez, o avermelhamento por ângulo de fase nestes corpos. A espectrofotometria corrigida da superfície apresentou três grupos de inclinação espectral que relacionam-se bem com o cenário esquematizado por Colangeli et al. (1992) baseado em resultados observacionais e experimentais. O grupo de baixa inclinação espectral relaciona-se com regiões expostas ricas em gelos de  $H_2O$ , escavadas de camadas mais internas pela atividade cometária. O grupo de inclinação espectral intermediária permeia toda a superfície e está possivelmente ligado o manto de poeira refratária que se forma após sucessivas passagens periélicas. O terceiro grupo, de alta inclinação espectral, é encontrado nas regiões em torno aos poços formados por sublimações violentas. Este material é possivelmente mais rico em orgânicos, que são expulsos de camadas mais internas durante a formação dos poços. Portanto, a

heterogeneidade na superfície do núcleo cometário está provavelmente relacionada com composições que se formaram por diferentes processos físicos. A análise com modelo de Hapke apontou uma alta porosidade, de 87%, equivalente à aglomerados de partículas fractais, considerados os melhores análogos para a poeira cometária (*Levasseur-Regourd et al.*, 1997; *Bertini et al.*, 2007).

Os três trabalhos conduzidos nesta tese podem contribuir de maneira diferente para o conhecimento em pequenos corpos. Esperamos que a continuidade espectrofotométrica coletiva observada em asteroides possa alterar a abordagem das classificações de asteroides em futuros grandes mapeamentos observacionais. A dicotomia notada no interior de uma cratera no asteroide Lutetia é um possível exemplo de variabilidade fotométrica devido a diferenças sutis nas propriedades dos regolitos. Este tipo de análise foi somente possível por que pela primeira vez se derivou um mapa de parâmetros de Hapke para cada elemento de área na superfície de um asteroide. Por fim, o estudo baseado nos imagens resolvidas pela missão Rosetta do núcleo de 67P/Churyumov–Gerasimenko é o primeiro a acessar ângulos de fases tão pequenos, cuja informação permitiu confirmar efeitos fotométricos até então apenas observados em asteroides. A espectro-fotometria mostrou uma grande heterogeneidade espectral na superfície em maior resolução angular que missões espaciais anteriores.

# Apêndice A

## A.1 Método de *Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno*

O método de *Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno* (BFGS, *Broyden*, 1970; *Fletcher*, 1970; *Byrd et al.*, 1995) faz parte de uma classe de métodos de ajuste baseados no método de Newton, chamados quase-newtonianos. O BFGS busca o ponto estacionário dentro do mínimo local mais próximo. Para isso, ele estima as derivadas primeira e segunda da função alvo. Portanto esta deve ser derivável no mínimo até segunda ordem.

O método busca convergir a equação seguindo em cada estágio  $k$  o vetor-direção  $\mathbf{p}_k$  :

$$B_k \mathbf{p}_k = -\nabla f(\mathbf{x}_k) \quad (7.1)$$

onde  $B_k$  é a aproximação à matriz hessiana de derivadas segunda que é iterativamente atualizada a cada estágio,  $\nabla f(\mathbf{x}_k)$  é o gradiente da função alvo no ponto inicial  $\mathbf{x}_k$  do estágio. Verificando a nova direção  $\mathbf{p}_{k+1}$  que leva a minimização mais próxima ao mínimo local, o método define um novo passo  $\alpha_k$ :

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + s_k \quad (7.2)$$

$$s_k = \alpha_k \mathbf{p}_k \quad (7.3)$$

e re-calcula a diferença entre os gradientes  $\mathbf{y}_k$ ,

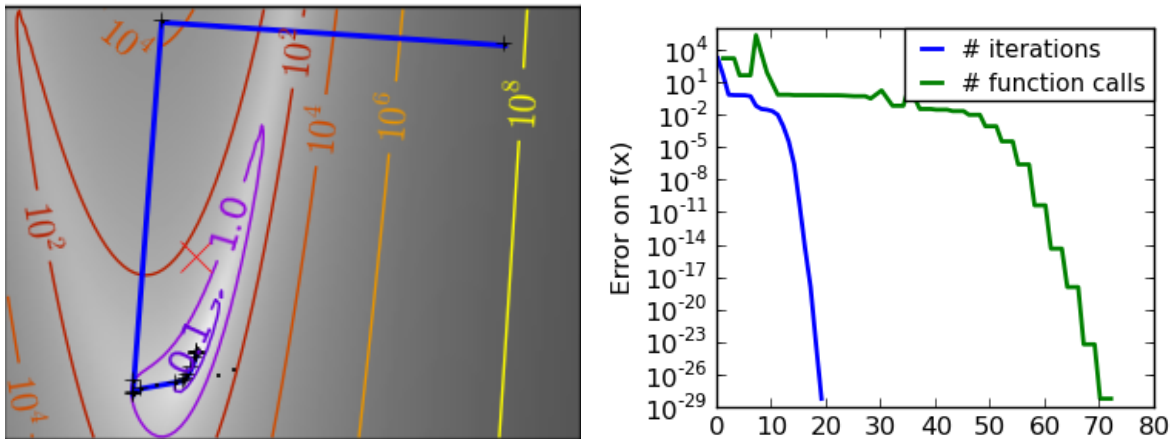


Figura 7.1: Exemplo de iterações pelo método BFGS para encontrar o mínimo local para uma função qualquer não-quadrática e não-condicionada. A função converge em 20 iterações e após recalculá-la 70 vezes.

$$\mathbf{y}_k = \nabla f(\mathbf{x}_{k+1}) - \nabla f(\mathbf{x}_k) \tag{7.4}$$

para, então, re-estimar  $B_{k+1}$ :

$$B_{k+1} = B_k + \frac{\mathbf{y}_k \mathbf{y}_k^T}{\mathbf{y}_k^T \mathbf{s}_k} - \frac{B_k \mathbf{s}_k \mathbf{s}_k^T B_k}{\mathbf{s}_k^T B_k \mathbf{s}_k} \tag{7.5}$$

O processo de iteração continua até que os passos  $\alpha_k$  atinjam um dado valor mínimo definido pelo usuário. A figura 7.1 ilustra o procedimento de convergência para uma função não-quadrática e não-condicionada, ou seja, cujas derivadas não são conhecidas. A função converge ao mínimo em 20 iterações.

No escopo desta tese, a função alvo envolve minimizar o resíduo normalizado (*Root-mean-square*) entre os fatores de radiância ( $I/F$ ) medidos e modelados:

$$RMS = \frac{1}{(I/F_{obs})} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (I/F_{model} - I/F_{obs})^2} \tag{7.6}$$

# Apêndice B

## B.1 Função de macro-rugosidade $S$

A função de sombreamento por macro-rugosidades (pedregulhos, protuberâncias, escarpadas,...) descreve a atenuação não linear do brilho devido a sombras lançadas por irregularidades sobre a superfície (Hapke, 1984, 1993). O fenômeno depende de todos os ângulos de iluminação ( $i, e, \varphi$ ), principalmente o ângulo de inclinação  $i$ , que determina o tamanho das sombras. O único parâmetro livre é a inclinação média da rugosidade na superfície, representada pelo símbolo  $\bar{\theta}$ . A formulação original foi apresentada em Hapke (1984), sendo dada como:

$$\left\{ \begin{array}{l} S(i, e, \varphi, \bar{\theta}) = \frac{\mu_e(i, e, \varphi)}{\mu_e(0, e, 0)} \frac{\cos i}{\mu_{0e}(i, 0, \pi)} C(\bar{\theta}) \left\{ 1 - f(\varphi) \left[ 1 - C(\bar{\theta}) \frac{\cos i}{\mu_{0e}(i, 0, \pi)} \right] \right\}^{-1} \\ \mu_{0e}(i, e, \varphi) = C(\bar{\theta}) \left[ \cos i + \sin i \tan \bar{\theta} \frac{E_2(e) \cos \varphi + \sin^2(\varphi/2) E_2(i)}{2 - E_1(e) - (\varphi/\pi) E_1(i)} \right] \\ \mu_e(i, e, \varphi) = C(\bar{\theta}) \left[ \cos e + \sin e \tan \bar{\theta} \frac{E_2(e) - \sin^2(\varphi/2) E_2(i)}{2 - E_1(e) - (\varphi/\pi) E_1(i)} \right] \end{array} \right. \quad e \leq i \quad (7.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} S(i, e, \varphi, \bar{\theta}) = \frac{\mu_e(i, e, \varphi)}{\mu_e(0, e, \pi)} \frac{\cos i}{\mu_{0e}(i, 0, 0)} C(\bar{\theta}) \left\{ 1 - f(\varphi) \left[ 1 - C(\bar{\theta}) \frac{\cos i}{\mu_{0e}(0, e, \pi)} \right] \right\}^{-1} \\ \mu_{0e}(i, e, \varphi) = C(\bar{\theta}) \left[ \cos i + \sin i \tan \bar{\theta} \frac{E_2(i) \cos \varphi - \sin^2(\varphi/2) E_2(e)}{2 - E_1(i) - (\varphi/\pi) E_1(e)} \right] \\ \mu_e(i, e, \varphi) = C(\bar{\theta}) \left[ \cos e + \sin e \tan \bar{\theta} \frac{E_2(i) + \sin^2(\varphi/2) E_2(e)}{2 - E_1(i) - (\varphi/\pi) E_1(e)} \right] \end{array} \right. \quad e > i \quad (7.8)$$

As funções auxiliares são dadas por:

$$f(\varphi) = \exp\left(-2 \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)\right) \quad (7.9)$$

$$C(\bar{\theta}) = (1 + \pi \tan \bar{\theta})^{-1/2} \quad (7.10)$$

$$E_1(x) = \exp\left(-\frac{2}{\pi} \cot \bar{\theta} \cot x\right) \quad (7.11)$$

$$E_2(x) = \exp\left(-\frac{2}{\pi} \cot^2 \bar{\theta} \cot^2 x\right) \quad (7.12)$$

## B.1 Erros propagados para as funções de Lommel-Seeliger, Minnaert e Akimov

Se consideramos que as incertezas relacionadas as medidas são conhecidas, podemos aplicar a equação de propagação de erro para obter as incertezas para os albedo equigonal para diferentes ângulos de fase.

A fórmula de propagação do erro é:

$$\sigma_F^2 = \sum_{n=1}^N \left( \frac{\partial F(x_n)}{\partial x_n} \sigma_{x_n} \right)^2 \quad (7.13)$$

onde  $F(x_n)$  é uma função derivável que depende das variáveis  $x_1, x_2, x_3, \dots$

### Erro do fator de radiância (I/F)

Incertezas conhecidas:

$\sigma_{Ann}$  Erro da calibração absoluta  $Ann$ .

$\sigma_{Knn}$  Erro do ponto zero  $Knn$ .

$\sigma_{DN}$  Erro da Número digital por pixel  $DN$ .

$\sigma_{S_0}$  Erro da intensidade espectral  $S_0$ .



$\sigma_R$  Erro da distância heliocêntrica  $R$ .

Seja o fator de radiância dado por:

$$I/F = \frac{A_{nn}DN + K_{nn}}{(S_0/\pi R^2)} \quad (7.14)$$

logo, a propagação:

$$\begin{aligned} \sigma_{IF}^2/IF = & (\sigma_{DN}/DN)^2 + (\sigma_{S_0}/S_0)^2 + (\sigma_R/R^2)^2 + \\ & + (\sigma_{Ann}/Ann)^2 + (\sigma_{Knn}/Knn)^2 - \left( \frac{A_{nn}DN}{(S_0/\pi R^2)} \sigma_{Knn} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.15)$$

para as imagens da OSIRIS,  $\sigma_{Ann}$  e  $\sigma_R$  são menores que 0.2%, enquanto  $\sigma_{S_0}$  é menor que 1% para a maioria dos filtros.  $Knn$  é o maior fator de incerteza na estimativa do I/F.

## Erro da função de Lommel-Seeliger

Conhecidas:

$\sigma_\mu = \pm \sin e \cdot \sigma_e$  Erro do coseno de  $i$ .

$\sigma_{\mu_0} = \pm \sin i \cdot \sigma_i$  Erro do coseno de  $e$ .

$$\sigma_{A_{eq}}^2 = (\sigma_{IF}/D_{LS})^2 + \frac{1}{4} \left( \frac{\mu^2}{\mu_0^4} \sigma_{\mu_0}^2 + \frac{\sigma_\mu^2}{\mu_0^2} \right) \quad (7.16)$$

Os erros nos ângulos de iluminação obtidos no OASI são estimados em 0.5 graus (*Magrin et al.*, 2012).

## Erro na função de Minnaert

Conhecidas:

$\sigma_\mu$  Erro do coseno de  $i$ .

$\sigma_{\mu_0}$  Erro do coseno de  $e$ .

$$\sigma_{A_{eq}}^2 = (\sigma_{IF}/D_M) + ((k-1)\mu_0^{k-2}\mu^{k-2}\sigma_{\mu_0})^2 + ((k-2)\mu_0^{k-1}\mu^{k-3}\sigma_{\mu})^2 \quad (7.17)$$

## Erro da função de fase de Akimov

Conhecidas:

$\sigma_{\alpha}$  Erro do ângulo de fase, em radianos.

$\sigma_{\mu_1}$  Erro do parâmetro  $\mu_1$ .

$\sigma_{\mu_2}$  Erro do parâmetro  $\mu_2$ .

$\sigma_m$  Erro do parâmetro  $m$ .

$\sigma_{A_0}$  Erro no albedo normal  $A_0$ .

$f(\alpha, A_0, \mu_1, \mu_2, m)$  Função de fase de Akimov.

Os erros dos parâmetros são dependentes do número de pontos e da sua posição na curva de fase. Estes podem ser estimados fazendo uma simulação aleatória variando da quantidade e posição das medidas de fator de radiância em função do ângulo de fase e, em sequência, ajustando a própria função de Akimov. O desvio padrão de todos os testes resulta em uma estimativa da incerteza dos parâmetros. Por fim, para obter a incerteza no albedo equigonal, deve-se aplicar a equação de propagação para os erros conhecidos:

$$\begin{aligned} \sigma_{A_{eq}}^2 = & f^2(\alpha)\sigma_{A_0}^2 + \left( \left( \frac{\mu_1 e^{-\mu_1 \alpha} + m \mu_2 e^{-\mu_2 \alpha}}{1+m} \right) \sigma_{\alpha} \right)^2 + \\ & + \left( \left( \frac{e^{-\mu_1 \alpha}}{(1+m)^2} + e^{-\mu_2 \alpha} \left( 1 + \frac{1}{1+m} \right) \right) \sigma_m \right) \\ & + \left( \frac{\alpha e^{-\mu_1 \alpha}}{1+m} \sigma_{\mu_1} \right)^2 + \left( \frac{m e^{-\mu_2 \alpha}}{1+m} \sigma_{\mu_2} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.18)$$

# Referências Bibliográficas

- Akimov, L. A. (1979), On the Brightness Distributions Over the Lunar and Planetary Disks, *Soviet Astronomy*, 23, 231–235.
- Akkermans, E., P. Wolf, R. Maynard, and G. Maret (1988), Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media, *Journal de Physique*, 49, 77–98.
- Asphaug, E., and W. Benz (1994), Density of comet Shoemaker-Levy 9 deduced by modelling breakup of the parent 'rubble pile', *Nature*, 370, 120–124, doi:10.1038/370120a0.
- Barucci, M. A., M. T. Capria, A. Coradini, and M. Fulchignoni (1987), Classification of asteroids using G-mode analysis, *Icarus*, 72, 304–324, doi:10.1016/0019-1035(87)90177-1.
- Barucci, M. A., M. Fulchignoni, and A. Rossi (2007), Rosetta Asteroid Targets: 2867 Steins and 21 Lutetia, *Space Science Review*, 128, 67–78, doi:10.1007/s11214-006-9029-6.
- Barucci, M. A., et al. (2005), Asteroid target selection for the new Rosetta mission baseline. 21 Lutetia and 2867 Steins, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 313–317, doi:10.1051/0004-6361:20041505.
- Barucci, M. A., et al. (2008), Asteroids 2867 Steins and 21 Lutetia: surface composition from far infrared observations with the Spitzer space telescope, *Astronomy and Astrophysics*, 477, 665–670, doi:10.1051/0004-6361:20078085.

- Barucci, M. A., et al. (2012), Overview of Lutetia's surface composition, *planss*, 66, 23–30, doi:10.1016/j.pss.2011.11.009.
- Belskaya, I. N., and V. G. Shevchenko (2000), Opposition Effect of Asteroids, *Icarus*, 147, 94–105, doi:10.1006/icar.2000.6410.
- Bertini, I., N. Thomas, and C. Barbieri (2007), Modeling of the light scattering properties of cometary dust using fractal aggregates, *Astronomy and Astrophysics*, 461, 351–364, doi:10.1051/0004-6361:20065461.
- Binzel, R. P., et al. (2010), Earth encounters as the origin of fresh surfaces on near-Earth asteroids, *Nature*, 463, 331–334, doi:10.1038/nature08709.
- Bobrovnikoff, N. T. (1929), The spectra of minor planets, *Lick Observatory Bulletin*, 14, 18–27.
- Bowell, E., B. Hapke, D. Domingue, K. Lumme, J. Peltoniemi, and A. W. Harris (1989), Application of photometric models to asteroids, in *Asteroids II*, edited by R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, pp. 524–556.
- Bowell, E., K. Muinonen, and J. Virtanen (2001), Applications of Statistical Ranging, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 33, pp. 1148–+.
- Britt, D. T., and L. A. Lebofsky (1992), Spectral Variation Within Asteroid Classes, in *Lunar and Planetary Science Conference*, *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 23, p. 161.
- Broyden, C. G. (1970), The Convergence of a Class of Double-rank Minimization Algorithms 1. General Considerations, *IMA Journal of Applied Mathematics*, 6(1), 76–90, doi:10.1093/imamat/6.1.76.
- Buratti, B. J., M. D. Hicks, L. A. Soderblom, D. Britt, J. Oberst, and J. K. Hillier (2004), Deep Space 1 photometry of the nucleus of Comet 19P/Borrelly, *Icarus*, 167, 16–29, doi:10.1016/j.icarus.2003.05.002.

- Bus, S. J., and R. P. Binzel (2002a), Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey The Observations, *Icarus*, *158*, 106–145, doi:10.1006/icar.2002.6857.
- Bus, S. J., and R. P. Binzel (2002b), Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic Survey - A Feature-Based Taxonomy, *Icarus*, *158*, 146–177, doi:10.1006/icar.2002.6856.
- Byrd, R. H., P. Lu, J. Nocedal, and C. Zhu (1995), A limited memory algorithm for bound constrained optimization, *SIAM Journal on Scientific Computing*, *16*(5), 1190–1208, doi:10.1137/0916069.
- Campins, H., K. Hargrove, N. Pinilla-Alonso, E. S. Howell, M. S. Kelley, J. Licandro, T. Mothé-Diniz, Y. Fernández, and J. Ziffer (2010), Water ice and organics on the surface of the asteroid 24 Themis, *Nature*, *464*, 1320–1321, doi:10.1038/nature09029.
- Capaccioni, F., et al. (2015), The organic-rich surface of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as seen by VIRTIS/Rosetta, *Science*, *347*, aaa0628, doi:10.1126/science.aaa0628.
- Capanna, C., L. Jorda, P. L. Lamy, and G. Gesquiere (2012), A new multiresolution method applied to the 3D reconstruction of small bodies, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. B1937.
- Carry, B. (2012), Density of asteroids, *planss*, *73*, 98–118, doi:10.1016/j.pss.2012.03.009.
- Carvano, J. M., M. A. Barucci, M. Delbó, S. Fornasier, S. Lowry, and A. Fitzsimmons (2008), Surface properties of Rosetta's targets (21) Lutetia and (2867) Steins from ESO observations, *Astronomy and Astrophysics*, *479*, 241–248, doi:10.1051/0004-6361:20078053.
- Carvano, J. M., P. H. Hasselmann, D. Lazzaro, and T. Mothé-Diniz (2010), SDSS-based taxonomic classification and orbital distribution of main belt asteroids, *Astronomy and Astrophysics*, *510*, A43+, doi:10.1051/0004-6361/200913322.

- Chapman, C. R., T. V. Johnson, and T. B. McCord (1971), A Review of Spectrophotometric Studies of Asteroids, *NASA Special Publication*, 267, 51–+.
- Clark, B. E., B. Hapke, C. Pieters, and D. Britt (2002), Asteroid Space Weathering and Regolith Evolution, *Asteroids III*, pp. 585–599.
- Clark, B. E., et al. (2001), Space weathering on Eros: Constraints from albedo and spectral measurements of Psyche crater, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 1617–1637, doi:10.1111/j.1945-5100.2001.tb01853.x.
- Colangeli, L., E. Bussoletti, and V. Mennella (1992), Models of cometary nuclei and future space missions, *Annales Geophysicae*, 10, 178–183.
- Coradini, A., et al. (2011), The Surface Composition and Temperature of Asteroid 21 Lutetia As Observed by Rosetta/VIRTIS, *Science*, 334, 492–, doi:10.1126/science.1204062.
- de León, J., N. Pinilla-Alonso, H. Campins, J. Licandro, and G. A. Marzo (2012), Near-infrared spectroscopic survey of B-type asteroids: Compositional analysis, *Icarus*, 218, 196–206, doi:10.1016/j.icarus.2011.11.024.
- De Sanctis, M. C., M. T. Capria, and A. Coradini (2001), Thermal Evolution and Differentiation of Edgeworth-Kuiper Belt Objects, *Astrophysical Journal*, 121, 2792–2799, doi:10.1086/320385.
- Déau, E., A. Flandes, L. J. Spilker, and J. Petazzoni (2013), Re-analysis of previous laboratory phase curves: 1. Variations of the opposition effect morphology with the textural properties, and an application to planetary surfaces, *Icarus*, 226, 1465–1488, doi:10.1016/j.icarus.2013.01.014.
- Delbo', M., and P. Tanga (2009), Thermal inertia of main belt asteroids smaller than 100 km from IRAS data, *planss*, 57, 259–265, doi:10.1016/j.pss.2008.06.015.
- Delbo, M., G. Libourel, J. Wilkerson, N. Murdoch, P. Michel, K. T. Ramesh, C. Ganino, C. Verati, and S. Marchi (2014), Thermal fatigue as the origin of regolith on small asteroids, *Nature*, 508, 233–236, doi:10.1038/nature13153.

- DeMeo, F. E., and B. Carry (2013), The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys, *Icarus*, 226, 723–741, doi:10.1016/j.icarus.2013.06.027.
- DeMeo, F. E., R. P. Binzel, S. M. Slivan, and S. J. Bus (2009), An extension of the Bus asteroid taxonomy into the near-infrared, *Icarus*, 202, 160–180, doi:10.1016/j.icarus.2009.02.005.
- DeMeo, F. E., R. P. Binzel, and M. Lockhart (2014), Mars encounters cause fresh surfaces on some near-Earth asteroids, *Icarus*, 227, 112–122, doi:10.1016/j.icarus.2013.09.014.
- Dombard, A. J., O. S. Barnouin, L. M. Prockter, and P. C. Thomas (2010), Boulders and ponds on the Asteroid 433 Eros, *Icarus*, 210, 713–721, doi:10.1016/j.icarus.2010.07.006.
- Fairbairn, M. B. (2005), Planetary Photometry: The Lommel-Seeliger Law, *Jrasc*, 99, 92.
- Fanale, F. P., and J. R. Salvail (1984), An idealized short-period comet model - Surface insolation, H<sub>2</sub>O flux, dust flux, and mantle evolution, *Icarus*, 60, 476–511, doi:10.1016/0019-1035(84)90157-X.
- Fanale, F. P., B. E. Clark, and J. F. Bell (1992), A spectral analysis of ordinary chondrites, S-type asteroids, and their component minerals - Genetic implications, *Journal of Geophysical Research*, 97, 20,863, doi:10.1029/92JE02228.
- Farnham, T. (2013), SHAPE MODEL OF ASTEROID 21 LUTETIA, RO-A-OSINAC/OSIWAC-5-LUTETIA-SHAPE-V1.0, *NASA Planetary Data System*.
- Fernando, J., F. Schmidt, X. Ceamanos, P. Pinet, S. Douté, and Y. Daydou (2013a), Estimation of surface photometric parameters: Bayesian inversion on Hapke's model, *European Planetary Science Congress 2013, held 8-13 September in London, UK*. Online at: <http://meetings.copernicus.org/epsc2013>, id.EPSC2013-574, 8, EPSC2013.

- Fernando, J., F. Schmidt, X. Ceamanos, P. Pinet, S. Douté, and Y. Daydou (2013b), Surface reflectance of Mars observed by CRISM/MRO: 2. Estimation of surface photometric properties in Gusev Crater and Meridiani Planum, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118, 534–559, doi:10.1029/2012JE004194.
- Fernando, J., F. Schmidt, C. Pilorget, P. Pinet, X. Ceamanos, S. Douté, Y. Daydou, and F. Costard (2015), Characterization and mapping of surface physical properties of Mars from {CRISM} multi-angular data: Application to Gusev crater and Meridiani Planum, *Icarus*, 253(0), 271 – 295, doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2015.03.012.
- Fesenkov, V. G. (1922), Sur les perturbations séculaires dans le mouvement des comètes non périodiques par des étoiles voisines, *Trudy Glavnoi rossiiskoi astrofizicheskoi observatorii ; t. 1, Moskva : Gosudarstvennoe izd-vo, 1922., p. [186]-195 ; 26 cm., 1, 186.*
- Fletcher, R. (1970), A new approach to variable metric algorithms, *The Computer Journal*, 13(3), 317–322, doi:10.1093/comjnl/13.3.317.
- Foderà Serio, G., A. Manara, and P. Sicoli (2002), Giuseppe Piazzi and the Discovery of Ceres, *Asteroids III*, pp. 17–24.
- Fornasier, S., E. Dotto, O. Hainaut, F. Marzari, H. Boehnhardt, F. De Luise, and M. A. Barucci (2007), Visible spectroscopic and photometric survey of Jupiter Trojans: Final results on dynamical families, *Icarus*, 190, 622–642, doi:10.1016/j.icarus.2007.03.033.
- Fornasier, S., et al. (2009), Visible spectroscopy of the new ESO large programme on trans-Neptunian objects and Centaurs: final results, *Astronomy and Astrophysics*, 508, 457–465, doi:10.1051/0004-6361/200912582.
- Fujiwara, A., et al. (2006), The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa, *Science*, 312, 1330–1334, doi:10.1126/science.1125841.
- Gaffey, M. J. (1991), The mineralogy of S-type asteroids: Why doesn't spectroscopy find ordinary chondrites in the asteroid belt?, *Meteoritics*, 26, 335.



- Gaffey, M. J., and M. S. Kelley (2004), Mineralogical Variations Among High Albedo E-Type Asteroids: Implications for Asteroid Igneous Processes, in *Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 35, edited by S. Mackwell and E. Stansbery, p. 1812.
- Gaffey, M. J., T. H. Burbine, J. L. Piatek, K. L. Reed, D. A. Chaky, J. F. Bell, and R. H. Brown (1993), Mineralogical variations within the S-type asteroid class, *Icarus*, 106, 573, doi:10.1006/icar.1993.1194.
- Gehrels, T. (1956), Photometry of asteroids., *Astrophysical Journal*, 61, 178, doi: 10.1086/107312.
- Gehrels, T. (1970), Photometry of asteroids., in *Surfaces and Interiors of Planets and Satellites*, edited by A. Dollfus, pp. 317–375.
- Gulkis, S., et al. (2012), Continuum and spectroscopic observations of asteroid (21) Lutetia at millimeter and submillimeter wavelengths with the MIRO instrument on the Rosetta spacecraft, *planss*, 66, 31–42, doi:10.1016/j.pss.2011.12.004.
- Hahn, G., and H. Rickman (1985), Asteroids in cometary orbits, *Icarus*, 61, 417–442, doi:10.1016/0019-1035(85)90134-4.
- Hapke, B. (1981), Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4571–4586.
- Hapke, B. (1984), Bidirectional reflectance spectroscopy. III - Correction for macroscopic roughness, *Icarus*, 59, 41–59, doi:10.1016/0019-1035(84)90054-X.
- Hapke, B. (1993), *Theory of reflectance and emittance spectroscopy*.
- Hapke, B. (2002), Bidirectional Reflectance Spectroscopy. 5. The Coherent Backscatter Opposition Effect and Anisotropic Scattering, *Icarus*, 157, 523–534, doi: 10.1006/icar.2002.6853.
- Hapke, B. (2008), Bidirectional reflectance spectroscopy. 6. Effects of porosity, *Icarus*, 195, 918–926, doi:10.1016/j.icarus.2008.01.003.

- Hapke, B. (2012), *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*, second ed., Cambridge University Press, Cambridge Books Online.
- Hapke, B., and H. van Horn (1963), Photometric studies of complex surfaces, with applications to the Moon, *Journal of Geophysical Research*, *68*, 4545–4570.
- Hardersen, P. S., M. J. Gaffey, E. Cloutis, P. A. Abell, and V. Reddy (2006), Discovering Spectral and Mineralogical Diversity Among the M-Asteroid Population, in *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, vol. 37, edited by S. Mackwell and E. Stansbery, p. 1106.
- Harris, A. W., E. G. Fahnestock, and P. Pravec (2009), On the shapes and spins of rubble pile asteroids, *Icarus*, *199*, 310–318, doi:10.1016/j.icarus.2008.09.012.
- Hartzell, C. M., and D. J. Scheeres (2011), The role of cohesive forces in particle launching on the Moon and asteroids, *planss*, *59*, 1758–1768, doi:10.1016/j.pss.2011.04.017.
- Hartzell, C. M., D. J. Scheeres, and X. Wang (2012), Electrostatic Dust Motion on Asteroids: Current Understanding, *LPI Contributions*, *1667*, 6055.
- Hasselmann, P. H., J. M. Carvano, and D. Lazzaro (2013), Adapted G-mode Clustering Method applied to Asteroid Taxonomy, in *Proceedings of the 12th Python in Science Conference (SciPy 2013)*, p. 48-55, pp. 48–55.
- Hasselmann, P. H., M. Fulchignoni, J. M. Carvano, D. Lazzaro, and M. A. Barucci (2015), Characterizing spectral continuity in SDSS u'g'r'i'z' asteroid photometry, *Astronomy and Astrophysics*, *577*, A147, doi:10.1051/0004-6361/201424620.
- Hässig, M., et al. (2015), Time variability and heterogeneity in the coma of 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Science*, *347*, aaa0276, doi:10.1126/science.aaa0276.
- Helfenstein, P., and M. K. Shepard (2011), Testing the Hapke photometric model: Improved inversion and the porosity correction, *Icarus*, *215*, 83–100, doi:10.1016/j.icarus.2011.07.002.

- Hicks, M. D., B. J. Buratti, J. Nettles, M. Staid, J. Sunshine, C. M. Pieters, S. Besse, and J. Boardman (2011), A photometric function for analysis of lunar images in the visual and infrared based on Moon Mineralogy Mapper observations, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116, E00G15, doi:10.1029/2010JE003733.
- Hodyss, R., P. V. Johnson, and S. M. Meckler (2013), Far Ultraviolet Spectroscopy and Photochemistry of Sulfur Dioxide/Water Ice Mixtures, in *Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 44, p. 2328.
- Horner, J., N. W. Evans, and M. E. Bailey (2004), Simulations of the population of Centaurs - I. The bulk statistics, *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, 354, 798–810, doi:10.1111/j.1365-2966.2004.08240.x.
- Housen, K. R., and L. L. Wilkening (1982), Regoliths on small bodies in the solar system, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 10, 355–376, doi:10.1146/annurev.ea.10.050182.002035.
- Irvine, W. M. (1966), The Shadowing Effect in Diffuse Reflection, *Journal of Geophysical Research*, 71, 2931.
- Ishiguro, M., et al. (2011), Interpretation of (596) Scheila's Triple Dust Tails, *apjl*, 741, L24, doi:10.1088/2041-8205/741/1/L24.
- Ivezić, Z., M. Juric, R. H. Lupton, S. Tabachnik, and T. Quinn (2002), Asteroids Observed by The Sloan Digital Survey, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4836, edited by J. A. Tyson and S. Wolff, pp. 98–103, doi:10.1117/12.457304.
- Ivezić, Ž., et al. (2001), Solar System Objects Observed in the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data, *Astrophysical Journal*, 122, 2749–2784, doi:10.1086/323452.
- Jenniskens, P. (2008), Meteoroid streams that trace to candidate dormant comets, *Icarus*, 194, 13–22, doi:10.1016/j.icarus.2007.09.016.

- Jewitt, D. (2012), The Active Asteroids, *Astrophysical Journal*, 143, 66, doi:10.1088/0004-6256/143/3/66.
- Jewitt, D., J. Li, and J. Agarwal (2013), The Dust Tail of Asteroid (3200) Phaethon, *apjl*, 771, L36, doi:10.1088/2041-8205/771/2/L36.
- Jorda, L., R. Gaskell, P. Lamy, M. Kaasalainen, O. Groussin, G. Faury, P. Gutierrez, W. Sabolo, and S. Hviid (2011), Shape and Physical Properties of Asteroid (21) Lutetia from OSIRIS Images, in *EPSC-DPS Joint Meeting 2011*, p. 776.
- Jurić, M., Ž. Ivezić, and R. H. Lupton (2002), The Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog, in *Bulletin of the American Astronomical Society, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 34, pp. 1172–+.
- Kaasalainen, M., and J. Torppa (2001), Optimization Methods for Asteroid Light-curve Inversion. I. Shape Determination, *Icarus*, 153, 24–36, doi:10.1006/icar.2001.6673.
- Kaasalainen, M., J. Torppa, and K. Muinonen (2001), Optimization Methods for Asteroid Lightcurve Inversion. II. The Complete Inverse Problem, *Icarus*, 153, 37–51, doi:10.1006/icar.2001.6674.
- Kaasalainen, S., J. Piironen, M. Kaasalainen, A. W. Harris, K. Muinonen, and A. Cellino (2003), Asteroid photometric and polarimetric phase curves: empirical interpretation, *Icarus*, 161, 34–46, doi:10.1016/S0019-1035(02)00020-9.
- Keihm, S., et al. (2012), Interpretation of combined infrared, submillimeter, and millimeter thermal flux data obtained during the Rosetta fly-by of Asteroid (21) Lutetia, *Icarus*, 221, 395–404, doi:10.1016/j.icarus.2012.08.002.
- Keller, H., et al. (2007), Osiris the scientific camera system onboard rosetta, *Space Science Reviews*, 128(1-4), 433–506, doi:10.1007/s11214-006-9128-4.
- Keller, H. U., et al. (2007), Observations of Comet 9P/Tempel 1 around the Deep Impact event by the OSIRIS cameras onboard Rosetta, *Icarus*, 187, 87–103, doi:10.1016/j.icarus.2006.09.023.

- Keller, L. P., et al. (2006), Infrared Spectroscopy of Comet 81P/Wild 2 Samples Returned by Stardust, *Science*, *314*, 1728–, doi:10.1126/science.1135796.
- Kelley, M. S., W. T. Reach, and D. J. Lien (2008), The dust trail of Comet 67P/Churyumov Gerasimenko, *Icarus*, *193*, 572–587, doi:10.1016/j.icarus.2007.08.018.
- Kelley, M. S., D. H. Wooden, C. Tubiana, H. Boehnhardt, C. E. Woodward, and D. E. Harker (2009), Spitzer Observations of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko at 5.5-4.3 AU from the Sun, *Astrophysical Journal*, *137*, 4633–4642, doi:10.1088/0004-6256/137/6/4633.
- Kim, Y., S. Choi, and W. Y. Kim (2014), Efficient basin-hopping sampling of reaction intermediates through molecular fragmentation and graph theory, *Journal of Chemical Theory and Computation*.
- Kissel, J., F. R. Krueger, J. Silén, and B. C. Clark (2004), The Cometary and Interstellar Dust Analyzer at Comet 81P/Wild 2, *Science*, *304*, 1774–1776, doi:10.1126/science.1098836.
- Kitamura, M. (1959), Photoelectric Study of Colors of Asteroids and Meteorites, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, *11*, 79–+.
- Knežević, Z., and A. Milani (1999), Synthetic proper elements of asteroids., in *Bulletin of the American Astronomical Society*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 31, pp. 1106–+.
- Kobayashi, K., T. Kasamatsu, T. Kaneko, J. Koike, T. Oshima, T. Saito, T. Yamamoto, and H. Yanagawa (1995), Formation of amino acid precursors in cometary ice environments by cosmic radiation, *Advances in Space Research*, *16*, 21–26, doi:10.1016/0273-1177(95)00188-K.
- Küppers, M., et al. (2007), Determination of the light curve of the Rosetta target asteroid (2867) Steins by the OSIRIS cameras onboard Rosetta, *Astronomy and Astrophysics*, *462*, L13–L16, doi:10.1051/0004-6361:20066694.

- Lamy, P., and I. Toth (2009), The colors of cometary nuclei: Comparison with other primitive bodies of the Solar System and implications for their origin, *Icarus*, 201, 674–713, doi:10.1016/j.icarus.2009.01.030.
- Lamy, P. L., I. Toth, L. Jorda, H. A. Weaver, and M. A'Hearn (1998), The nucleus and inner coma of Comet 46P/Wirtanen, *Astronomy and Astrophysics*, 335, L25–L29.
- Lamy, P. L., I. Toth, Y. R. Fernandez, and H. A. Weaver (2004), *The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei*, pp. 223–264.
- Lamy, P. L., I. Toth, H. A. Weaver, L. Jorda, M. Kaasalainen, and P. J. Gutiérrez (2006), Hubble Space Telescope observations of the nucleus and inner coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Astronomy and Astrophysics*, 458, 669–678, doi:10.1051/0004-6361:20065253.
- Lantz, C., B. E. Clark, M. A. Barucci, and D. S. Lauretta (2013), Evidence for the effects of space weathering spectral signatures on low albedo asteroids, *Astronomy and Astrophysics*, 554, A138, doi:10.1051/0004-6361/201321593.
- Lara, L. M., Z.-Y. Lin, R. Rodrigo, and W.-H. Ip (2011), 67P/Churyumov-Gerasimenko activity evolution during its last perihelion before the Rosetta encounter, *Astronomy and Astrophysics*, 525, A36, doi:10.1051/0004-6361/201015515.
- Lasue, J., R. Botet, A. C. Levasseur-Regourd, and E. Hadamcik (2009), Cometary nuclei internal structure from early aggregation simulations, *Icarus*, 203, 599–609, doi:10.1016/j.icarus.2009.05.013.
- Lee, P. (1996), Dust Levitation on Asteroids, *Icarus*, 124, 181–194, doi:10.1006/icar.1996.0197.
- Levasseur-Regourd, A.-C., M. Cabane, V. Haubebourg, and S. Lamartinie (1997), A Clue to the Fractal Structure of (Cometary) Dust in the Solar System, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 29, edited by M. F. Bietenholz, N. Bartel, M. P. Rupen, A. J.

- Beasley, D. A. Graham, V. I. Altunin, T. Venturi, G. Umana, and J. E. Conway, p. 744.
- Levasseur-Regourd, A. C., T. Mukai, J. Lasue, and Y. Okada (2007), Physical properties of cometary and interplanetary dust, *planss*, 55, 1010–1020, doi:10.1016/j.pss.2006.11.014.
- Levenberg, K. (1944), A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares, *Quarterly of Applied Mathematics*, 2, 164–168.
- Leyrat, C., A. Coradini, S. Erard, F. Capaccioni, M. T. Capria, P. Drossart, M. C. de Sanctis, F. Tosi, and Virtis Team (2011), Thermal properties of the asteroid (2867) Steins as observed by VIRTIS/Rosetta, *Astronomy and Astrophysics*, 531, A168, doi:10.1051/0004-6361/201116529.
- Li, J., and D. Jewitt (2013), Recurrent Perihelion Activity in (3200) Phaethon, *Astrophysical Journal*, 145, 154, doi:10.1088/0004-6256/145/6/154.
- Li, J., M. F. A'Hearn, and L. McFadden (2003), The Effect of Shape Model on Asteroid Disk Integrated Phase Function, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #35*, *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 35, p. 959.
- Li, J.-Y., M. F. A'Hearn, L. A. McFadden, and M. J. S. Belton (2007a), Photometric analysis and disk-resolved thermal modeling of Comet 19P/Borrelly from Deep Space 1 data, *Icarus*, 188, 195–211, doi:10.1016/j.icarus.2006.11.015.
- Li, J.-Y., et al. (2007b), Deep Impact photometry of Comet 9P/Tempel 1, *Icarus*, 187, 41–55, doi:10.1016/j.icarus.2006.09.018.
- Li, J.-Y., et al. (2013a), Photometric properties of the nucleus of Comet 103P/Hartley 2, *Icarus*, 222, 559–570, doi:10.1016/j.icarus.2012.11.001.
- Li, J.-Y., et al. (2013b), Global photometric properties of Asteroid (4) Vesta observed with Dawn Framing Camera, *Icarus*, 226, 1252–1274, doi:10.1016/j.icarus.2013.08.011.

- Licandro, J., H. Campins, G. P. Tozzi, J. de León, N. Pinilla-Alonso, H. Boehnhardt, and O. R. Hainaut (2011), Testing the comet nature of main belt comets. The spectra of 133P/Elst-Pizarro and 176P/LINEAR, *Astronomy and Astrophysics*, 532, A65, doi:10.1051/0004-6361/201117018.
- Lupton, R. H., J. E. Gunn, and A. S. Szalay (1999), A Modified Magnitude System that Produces Well-Behaved Magnitudes, Colors, and Errors Even for Low Signal-to-Noise Ratio Measurements, *Astrophysical Journal*, 118, 1406–1410, doi:10.1086/301004.
- Magrin, S., et al. (2012), (21) Lutetia spectrophotometry from Rosetta-OSIRIS images and comparison to ground-based observations, *planss*, 66, 43–53, doi:10.1016/j.pss.2011.10.001.
- Marchi, S., et al. (2012), The cratering history of asteroid (21) Lutetia, *planss*, 66, 87–95, doi:10.1016/j.pss.2011.10.010.
- Marquardt, D. W. (1963), An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters, *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2), 431–441, doi:10.1137/0111030.
- Maruyama, S., H. Miyamoto, H. Takeuchi, and M. Oku (2010), Evidence for Global-Scale Inverse Grading of Regolith Materials on Asteroid Itokawa, in *Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 41, p. 1577.
- Masiero, J., C. Hartzell, and D. J. Scheeres (2009), The Effect of the Dust Size Distribution on Asteroid Polarization, *Astrophysical Journal*, 138, 1557–1562, doi:10.1088/0004-6256/138/6/1557.
- Masoumzadeh, N., H. Boehnhardt, J.-Y. Li, and J.-B. Vincent (2015), Photometric analysis of Asteroid (21) Lutetia from Rosetta-OSIRIS images, *Icarus*, 257, 239–250, doi:10.1016/j.icarus.2015.05.013.
- Matsumura, S., D. C. Richardson, P. Michel, S. R. Schwartz, and R.-L. Ballouz



- (2014), The Brazil nut effect and its application to asteroids, *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, *443*, 3368–3380, doi:10.1093/mnras/stu1388.
- McEwen, A. S. (1991), Photometric functions for photoclinometry and other applications, *Icarus*, *92*, 298–311, doi:10.1016/0019-1035(91)90053-V.
- McGuire, A. F., and B. W. Hapke (1995), An experimental study of light scattering by large, irregular particles, *Icarus*, *113*, 134–155, doi:10.1006/icar.1995.1012.
- Milani, A., and Z. Knežević (1994), Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt, *Icarus*, *107*, 219–254, doi:10.1006/icar.1994.1020.
- Minnaert, M. (1941), The reciprocity principle in lunar photometry, *Astrophysical Journal*, *93*, 403–410, doi:10.1086/144279.
- Mishchenko, M. I. (1992), The angular width of the coherent back-scatter opposition effect - an application to icy outer planet satellites, *Astrophysics Space and Science*, *194*, 327–333, doi:10.1007/BF00644001.
- Mishchenko, M. I., and Z. M. Dlugach (1992), The amplitude of the opposition effect due to weak localization of photons in discrete disordered media, *Astrophysics Space and Science*, *189*, 151–154, doi:10.1007/BF00642962.
- Mishchenko, M. I., J. M. Dlugach, L. Liu, V. K. Rosenbush, N. N. Kiselev, and Y. G. Shkuratov (2009), Direct Solutions of the Maxwell Equations Explain Opposition Phenomena Observed for High-Albedo Solar System Objects, *Astrophysical Journal*, *705*, L118–L122, doi:10.1088/0004-637X/705/2/L118.
- Mishchenko, M. I., V. P. Tishkovets, L. D. Travis, B. Cairns, J. M. Dlugach, L. Liu, V. K. Rosenbush, and N. N. Kiselev (2011), Electromagnetic scattering by a morphologically complex object: Fundamental concepts and common misconceptions, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *112*, 671–692, doi:10.1016/j.jqsrt.2010.03.016.

- Miyamoto, H., et al. (2006), Regolith on a Tiny Asteroid: Granular Materials Partly Cover the Surface of Itokawa, in *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 37, edited by S. Mackwell and E. Stansbery, p. 1686.
- Möhlmann, D. (1995), Cometary activity and nucleus models, *planss*, 43, 327–332, doi:10.1016/0032-0633(94)00204-5.
- More, J. (1978), The levenberg-marquardt algorithm: Implementation and theory, in *Numerical Analysis, Lecture Notes in Mathematics*, vol. 630, edited by G. Watson, pp. 105–116, Springer Berlin Heidelberg, doi:10.1007/BFb0067700.
- Morozhenko, A. V., and A. P. Vidmachenko (2013), Shadow mechanism and the opposition effect of brightness of atmosphereless celestial bodies, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 29, 228–236.
- Moskovitz, N., T. H. Burbine, R. Mayne, S. J. Bus, M. Willman, R. Jedicke, and E. Gaidos (2008), Investigating The Spectral Diversity Of V-type Asteroids In The Inner Main Belt, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40, Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 40, p. 508.
- Mothé-Diniz, T., J. M. Á. Carvano, and D. Lazzaro (2003), Distribution of taxonomic classes in the main belt of asteroids, *Icarus*, 162, 10–21, doi: 10.1016/S0019-1035(02)00066-0.
- Mothé-Diniz, T., F. L. Jasmin, J. M. Carvano, D. Lazzaro, D. Nesvorný, and A. C. Ramirez (2010), Re-assessing the ordinary chondrites paradox, *Astronomy and Astrophysics*, 514, A86, doi:10.1051/0004-6361/200913842.
- Mueller, M., A. W. Harris, S. J. Bus, J. L. Hora, M. Kassis, and J. D. Adams (2006), The size and albedo of Rosetta fly-by target 21 Lutetia from new IRTF measurements and thermal modeling, *Astronomy and Astrophysics*, 447, 1153–1158, doi:10.1051/0004-6361:20053742.
- Muinonen, K. (1994), Coherent Backscattering by Solar System Dust Particles, in

*Asteroids, Comets, Meteors 1993, IAU Symposium*, vol. 160, edited by A. Milani, M. di Martino, and A. Cellino, p. 271.

Muinonen, K., M. I. Mishchenko, J. M. Dlugach, E. Zubko, A. Penttilä, and G. Videen (2012), Coherent Backscattering Verified Numerically for a Finite Volume of Spherical Particles, *Astrophysical Journal*, 760, 118, doi:10.1088/0004-637X/760/2/118.

Müller, T. G., T. Sekiguchi, M. Kaasalainen, M. Abe, and S. Hasegawa (2005), Thermal infrared observations of the Hayabusa spacecraft target asteroid 25143 Itokawa, *Astronomy and Astrophysics*, 443, 347–355, doi:10.1051/0004-6361:20053862.

Nesvorný, D., W. F. Bottke, D. Vokrouhlický, C. R. Chapman, and S. Rafkin (2010), Do planetary encounters reset surfaces of near Earth asteroids?, *Icarus*, 209, 510–519, doi:10.1016/j.icarus.2010.05.003.

Oort, J. H. (1950), The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin, *bain*, 11, 91–110.

Opik, E. (1932), Note on stellar perturbations of nearly parabolic orbits, *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 67(6), pp. 169–183.

Oren, M., and S. K. Nayar (1993), Diffuse Reflectance from Rough Surfaces, in *IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, pp. 763–764.

O'Rourke, L., et al. (2012), Thermal and shape properties of asteroid (21) Lutetia from Herschel observations around the Rosetta flyby, *planss*, 66, 192–199, doi:10.1016/j.pss.2012.01.004.

Osip, D. J., D. G. Schleicher, and R. L. Millis (1992), Comets - Groundbased observations of spacecraft mission candidates, *Icarus*, 98, 115–124, doi:10.1016/0019-1035(92)90212-P.

Ostro, S. J. (1989), Radar observations of asteroids, in *Asteroids II*, edited by R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, pp. 192–212.

- Ostro, S. J., R. S. Hudson, L. A. M. Benner, J. D. Giorgini, C. Magri, J. L. Margot, and M. C. Nolan (2002), Asteroid Radar Astronomy, *Asteroids III*, pp. 151–168.
- Parker, A., Ž. Ivezić, M. Jurić, R. Lupton, M. D. Sekora, and A. Kowalski (2008), The size distributions of asteroid families in the SDSS Moving Object Catalog 4, *Icarus*, *198*, 138–155, doi:10.1016/j.icarus.2008.07.002.
- Parviainen, H., and K. Muinonen (2007), Rough-surface shadowing of self-affine random rough surfaces, *jqsrt*, *106*, 398–416, doi:10.1016/j.jqsrt.2007.01.025.
- Pätzold, M., et al. (2011), Asteroid 21 Lutetia: Low Mass, High Density, *Science*, *334*, 491–, doi:10.1126/science.1209389.
- Pier, J. R., J. A. Munn, R. B. Hindsley, G. S. Hennessy, S. M. Kent, R. H. Lupton, and Ž. Ivezić (2003), Astrometric Calibration of the Sloan Digital Sky Survey, *Astrophysical Journal*, *125*, 1559–1579, doi:10.1086/346138.
- Prentiss, M. C., D. J. Wales, and P. G. Wolynes (2008), Protein structure prediction using basin-hopping, *The Journal of Chemical Physics*, *128*(22), 225,106.
- Richardson, D. C., Z. M. Leinhardt, H. J. Melosh, W. F. Bottke, Jr., and E. Asphaug (2002), Gravitational Aggregates: Evidence and Evolution, *Asteroids III*, pp. 501–515.
- Richardson, J. E., H. J. Melosh, and R. Greenberg (2004), Impact-Induced Seismic Activity on Asteroid 433 Eros: A Surface Modification Process, *Science*, *306*, 1526–1529, doi:10.1126/science.1104731.
- Rickman, H., et al. (2015), Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko: Constraints on its origin from OSIRIS observations, *ArXiv e-prints*.
- Rivkin, A. S., and J. P. Emery (2010), Detection of ice and organics on an asteroidal surface, *Nature*, *464*, 1322–1323, doi:10.1038/nature09028.
- Robinson, M. S., P. C. Thomas, J. Veverka, S. Murchie, and B. Carcich (2001), The nature of ponded deposits on Eros, *Nature*, *413*, 396–400, doi:10.1038/35096518.

- Sandford, S. A., et al. (2006), Organics Captured from Comet 81P/Wild 2 by the Stardust Spacecraft, *Science*, *314*, 1720–, doi:10.1126/science.1135841.
- Schleicher, D. G. (2006), Compositional and physical results for Rosetta's new target Comet 67P/Churyumov Gerasimenko from narrowband photometry and imaging, *Icarus*, *181*, 442–457, doi:10.1016/j.icarus.2005.11.014.
- Schröder, S. E., S. Mottola, H. U. Keller, C. A. Raymond, and C. T. Russell (2013), Resolved photometry of Vesta reveals physical properties of crater regolith, *planss*, *85*, 198–213, doi:10.1016/j.pss.2013.06.009.
- Schröder, S. E., Y. Grynko, A. Pommerol, H. U. Keller, N. Thomas, and T. L. Roush (2014), Laboratory observations and simulations of phase reddening, *Icarus*, *239*, 201–216, doi:10.1016/j.icarus.2014.06.010.
- Scotti, J. V., and H. J. Melosh (1993), Estimate of the size of comet Shoemaker-Levy 9 from a tidal breakup model, *Nature*, *365*, 733–735, doi:10.1038/365733a0.
- Sears, D. W. G., H. W. Kochan, and W. F. Huebner (1999), Invited Review: Laboratory simulation of the physical processes occurring on and near the surfaces of comet nuclei, *Meteoritics and Planetary Science*, *34*, 497–525, doi:10.1111/j.1945-5100.1999.tb01360.x.
- Shepard, M. K., and P. Helfenstein (2007), A test of the Hapke photometric model, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, *112*, E03001, doi:10.1029/2005JE002625.
- Shepard, M. K., and P. Helfenstein (2011), A laboratory study of the bidirectional reflectance from particulate samples, *Icarus*, *215*, 526–533, doi:10.1016/j.icarus.2011.07.033.
- Shevchenko, V. G., V. G. Chiorny, N. M. Gaftonyuk, Y. N. Krugly, I. N. Belskaya, I. A. Tereschenko, and F. P. Velichko (2008), Asteroid observations at low phase angles. III. Brightness behavior of dark asteroids, *Icarus*, *196*, 601–611, doi:10.1016/j.icarus.2008.03.015.

- Shevchenko, V. G., I. G. Slyusarev, I. N. Belskaya, and V. G. Chiorny (2013), Influence of Collision on Magnitude Phase Angle Dependence of Asteroid (596) Scheila, in *Lunar and Planetary Science Conference, Lunar and Planetary Science Conference*, vol. 44, p. 2706.
- Shevchenko, V. G., et al. (2012), Opposition effect of Trojan asteroids, *Icarus*, 217, 202–208, doi:10.1016/j.icarus.2011.11.001.
- Shkuratov, Y., V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, N. Opanasenko, and G. Videen (2011), Optical measurements of the Moon as a tool to study its surface, *planss*, 59, 1326–1371, doi:10.1016/j.pss.2011.06.011.
- Shkuratov, Y., V. Kaydash, V. Korokhin, Y. Velikodsky, D. Petrov, E. Zubko, D. Stankevich, and G. Videen (2012), A critical assessment of the Hapke photometric model, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 113, 2431–2456, doi:10.1016/j.jqsrt.2012.04.010.
- Shkuratov, Y., et al. (2002), The Opposition Effect and Negative Polarization of Structural Analogs for Planetary Regoliths, *Icarus*, 159, 396–416, doi:10.1006/icar.2002.6923.
- Shkuratov, Y. G. (1983), Model of the Opposition Effect in the Brightness of Airless Cosmic Bodies, *Soviet Astronomy*, 27, 581.
- Shkuratov, Y. G., M. A. Kreslavsky, A. A. Ovcharenko, D. G. Stankevich, E. S. Zubko, C. Pieters, and G. Arnold (1999), Opposition Effect from Clementine Data and Mechanisms of Backscatter, *Icarus*, 141, 132–155, doi:10.1006/icar.1999.6154.
- Shkuratov, Y. G., D. G. Stankevich, D. V. Petrov, P. C. Pinet, A. M. Cord, Y. H. Daydou, and S. D. Chevrel (2005), Interpreting photometry of regolith-like surfaces with different topographies: shadowing and multiple scattering, *Icarus*, 173, 3–15, doi:10.1016/j.icarus.2003.12.017.
- Shkuratov, Y. G., et al. (1994), A critical review of theoretical models of negatively

- polarized light scattered by atmosphereless solar system bodies, *Earth Moon and Planets*, 65, 201–246, doi:10.1007/BF00579535.
- Sierks, H., et al. (2011), Images of Asteroid 21 Lutetia: A Remnant Planetesimal from the Early Solar System, *Science*, 334, 487–, doi:10.1126/science.1207325.
- Sierks, H., et al. (2015), On the nucleus structure and activity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Science*, 347, aaa1044, doi:10.1126/science.aaa1044.
- Snodgrass, C., A. Fitzsimmons, S. C. Lowry, and P. Weissman (2011), The size distribution of Jupiter Family comet nuclei, *Monthly Notes of Royal Astronomical Society*, 414, 458–469, doi:10.1111/j.1365-2966.2011.18406.x.
- Soderblom, L. A., et al. (2002), Observations of comet 19p/borrelly by the miniature integrated camera and spectrometer aboard deep space 1, *Science*, 296(5570), 1087–1091, doi:10.1126/science.1069527.
- Sunshine, J. M., et al. (2006), Exposed Water Ice Deposits on the Surface of Comet 9P/Tempel 1, *Science*, 311, 1453–1455, doi:10.1126/science.1123632.
- Tanga, P., C. Comito, P. Paolicchi, D. Hestroffer, A. Cellino, A. Dell’Oro, D. C. Richardson, K. J. Walsh, and M. Delbo (2009), Rubble-pile reshaping reproduces overall asteroid shapes, *The Astrophysical Journal Letters*, 706(1), L197.
- Tholen, D. J. (1984), Asteroid taxonomy from cluster analysis of Photometry, Ph.D. thesis, Arizona Univ., Tucson.
- Tholen, D. J., and M. A. Barucci (1989), Asteroid taxonomy, in *Asteroids II*, edited by R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, pp. 298–315.
- Thomas, N., et al. (2012), The geomorphology of (21) Lutetia: Results from the OSIRIS imaging system onboard ESA’s Rosetta spacecraft, *planss*, 66, 96–124, doi:10.1016/j.pss.2011.10.003.
- Thomas, N., et al. (2015), The morphological diversity of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Science*, 347, aaa0440, doi:10.1126/science.aaa0440.

- Thomas, P. C., and M. S. Robinson (2005), Seismic resurfacing by a single impact on the asteroid 433 Eros, *nature*, 436, 366–369, doi:10.1038/nature03855.
- Trujillo, C. A., D. C. Jewitt, and J. X. Luu (2000), Population of the Scattered Kuiper Belt, *Astrophysical Journal*, 529, L103–L106, doi:10.1086/312467.
- Tubiana, C., L. Barrera, M. Drahus, and H. Boehnhardt (2008), Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko at a large heliocentric distance, *Astronomy and Astrophysics*, 490, 377–386, doi:10.1051/0004-6361:20078792.
- Tubiana, C., H. Bönhardt, J. Agarwal, M. Drahus, L. Barrera, and J. L. Ortiz (2011), 67P/Churyumov-Gerasimenko at large heliocentric distance, *Astronomy and Astrophysics*, 527, A113, doi:10.1051/0004-6361/201016027.
- Veverka, J., et al. (2001), The landing of the NEAR-Shoemaker spacecraft on asteroid 433 Eros, *Nature*, 413, 390–393, doi:10.1038/35096507.
- Vincent, J.-B., et al. (2015), Large heterogeneities in comet 67P as revealed by active pits from sinkhole collapse, *Nature*, 523, 63–66, doi:10.1038/nature14564.
- Wales, D. J., and J. P. Doye (1997), Global optimization by basin-hopping and the lowest energy structures of lennard-jones clusters containing up to 110 atoms, *The Journal of Physical Chemistry A*, 101(28), 5111–5116.
- Weaver, H. A., et al. (2001), HST and VLT Investigations of the Fragments of Comet C/1999 S4 (LINEAR), *Science*, 292, 1329–1334, doi:10.1126/science.1058606.
- Weiss, B. P., et al. (2012), Possible evidence for partial differentiation of asteroid Lutetia from Rosetta, *planss*, 66, 137–146, doi:10.1016/j.pss.2011.09.012.
- Weissman, P. R., E. Asphaug, and S. C. Lowry (2004), *Structure and density of cometary nuclei*, pp. 337–357.
- Wood, X. H. J., and G. P. Kuiper (1963), Photometric Studies of Asteroids., *Astrophysical Journal*, 137, 1279–+, doi:10.1086/147603.



- Zellner, B., T. Gehrels, and J. Gradie (1974), Minor planets and related objects. XVI - Polarimetric diameters, *Astrophysical Journal*, 79, 1100–1110, doi:10.1086/111660.
- Zellner, B., D. J. Tholen, and E. F. Tedesco (1985), The eight-color asteroid survey - Results for 589 minor planets, *Icarus*, 61, 355–416, doi:10.1016/0019-1035(85)90133-2.