

# **Población de baja energía remanente de una colisión para la dicotomía de albedo en *Iapetus***

Autor: Federico Andrés Zopetti

Directores: Alejandro Martín Leiva

Carlos Bruno Briozzo



Esta obra se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución 2.5 Argentina](https://creativecommons.org/licenses/by/2.5/argentina/).

Diciembre de 2014

## Resumen

La dicotomía de albedo de Iapetus, satélite natural de Saturno, es la dicotomía de albedo más importante observada en el Sistema Solar. Su origen ha sido uno de los temas más controversiales en las ciencias planetarias desde que dicho satélite fuera descubierto en 1671 por G. D. Cassini. Una gran diversidad de candidatos y mecanismos han sido propuestos para explicar esta dicotomía, pero ninguno logra ofrecer una explicación completa de sus características.

En este trabajo, con el objeto de evaluar el rol que pudo haber jugado una población de baja energía, generada a partir del remanente de un gran evento de colisión sobre Iapetus, en la formación del patrón de albedo que se observa actualmente sobre este satélite, se presentan los resultados que se obtienen de un estudio dinámico del material eyectado desde algunos cráteres de gran tamaño sobre su superficie y, en particular, las distribuciones de colisiones que originan las trayectorias que re-impactan sobre el satélite, luego de ser eyectadas. De esta manera, se pretende aportar un nuevo enfoque que permita ampliar la comprensión del problema.

**Palabras claves:** dicotomía de albedo - trayectorias de baja energía

**Código de biblioteca:** 96.30.N-

*A mis viejos, por ese querer tan generoso  
que me dio tanta libertad.*

# Índice general

<b>1. La dicotomía de albedo en Iapetus.</b>	<b>10</b>
1.1. Introducción . . . . .	10
1.2. Iapetus . . . . .	10
1.3. Espectroscopía en Iapetus . . . . .	13
1.4. Modelos para la dicotomía de Iapetus . . . . .	14
1.4.1. Modelos endógenos . . . . .	14
1.4.2. Modelos exógenos . . . . .	15
1.4.3. Modelos Mixtos . . . . .	18
1.5. Enfoque de baja energía . . . . .	20
<b>2. Trayectorias de baja energía en el PC3CR</b>	<b>21</b>
2.1. Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido . . . . .	21
2.1.1. Trayectorias de baja energía en el PC3CR . . . . .	22
2.2. Distribuciones de colisiones de trayectorias de baja energía . . . . .	24
2.2.1. PC3CR Tierra–Luna . . . . .	24
2.2.2. PC3CR Saturno–Iapetus . . . . .	25
2.3. Discusión . . . . .	30
<b>3. Eyecciones de impactos</b>	<b>32</b>
3.1. Formación de cráteres de impacto . . . . .	32
3.1.1. Ondas de choque y formación de cráteres . . . . .	33
3.2. Cráteres y física de eyección . . . . .	39
3.2.1. Modelos de eyección . . . . .	40
3.2.2. Tamaños de cráteres . . . . .	41
3.2.3. Velocidad heliocéntrica de impactos . . . . .	42
3.3. Destino de la eyección de impactos en satélites de Saturno . . . . .	42
3.4. Discusión y motivación . . . . .	43
<b>4. Condiciones iniciales y experimentos numéricos</b>	<b>45</b>
4.1. Sobre el lugar de eyección . . . . .	45
4.2. Parámetros asumidos para el gran impacto . . . . .	47
4.2.1. Parámetros estimados del gran impacto . . . . .	48
4.3. Condiciones iniciales . . . . .	48
4.4. Modelo de integración . . . . .	50
4.5. Distribuciones de impacto . . . . .	51
4.5.1. Proyección de Gall-Peters . . . . .	51
4.5.2. Destino de las condiciones iniciales . . . . .	51

4.5.3. Evolución orbital de las trayectorias re-impactoras . . . . .	52
4.5.4. Clasificación de trayectorias de re-impacto . . . . .	54
4.5.5. Tiempos y direcciones de impacto . . . . .	61
4.5.6. Eyección desde el hemisferio delantero: el cráter Turgis . . . . .	62
<b>5. Discusión final y perspectivas</b>	<b>69</b>
<b>A. Puntos Lagrangeanos</b>	<b>71</b>
<b>B. <i>Velocidad de escape</i> en el problema de 3 cuerpos</b>	<b>72</b>
B.1. Velocidad de escape en el P2C. . . . .	72
B.2. Velocidad de escape en el Problema de Tres Cuerpos . . . . .	72
B.2.1. Criterio de Alvarellos et al. (2002) . . . . .	73
B.2.2. Criterio alternativo propuesto . . . . .	73
B.3. Caracterización general de la velocidad de escape en el PC3CR . . . . .	73
B.3.1. Experimentos numéricos de interés . . . . .	74
B.3.2. Resultados y discusión . . . . .	75
<b>C. Coordenadas topocéntricas y baricéntricas</b>	<b>77</b>

# Índice de figuras

1.1. Vecindad de Iapetus . . . . .	11
1.2. Cresta ecuatorial en Iapetus . . . . .	12
1.3. Dicotomía de albedo en Iapetus . . . . .	13
1.4. Curvas de iso-erosión sobre Iapetus (Cook y Franklin, 1970) . . . . .	17
1.5. Evolución temporal de albedo por migración térmica (Spencer y Denk, 2010) . . . . .	19
2.1. Sistema de coordenadas sinódico para el PC3CR . . . . .	22
2.2. Puntos Lagrangeanos y curvas de velocidad cero en el PC3CR . . . . .	23
2.3. Direcciones y distribuciones de impacto sobre la masa secundaria en el PC3CR Tierra–Luna (Leiva y Briozzo, 2007) . . . . .	26
2.4. Conjuntos de nivel de las distribuciones de impactos (Leiva y Briozzo, 2013) . . . . .	27
2.5. Mapa de reflectancia UV para definir frontera (Leiva y Briozzo, 2013) . . . . .	28
2.6. Conjunto de nivel de 8000 impactos por celda (Leiva y Briozzo, 2013) . . . . .	29
2.7. Dicotomía inicial asumida por Spencer y Denk (2010) vs. Conjuntos de nivel obtenidos por Leiva y Briozzo (2013) . . . . .	31
3.1. Esquema de efectos de la onda de choque sobre el material (French, 1998) . . . . .	34
3.2. Esquema de formación de un cráter simple (French, 1998) . . . . .	36
3.3. Esquema de líneas de flujo en la formación de un cráter transitorio (French, 1998) . . . . .	37
3.4. Estructuras que resultan de la etapa de modificación . . . . .	39
3.5. Evolución orbital del material eyectado desde Mimas (Alvarellos et al., 2005) . . . . .	44
4.1. Grandes estructuras de impacto en Iapetus . . . . .	46
4.2. Sistema de coordenadas para Iapetus (IAU) . . . . .	46
4.3. Elongación de los cráteres vs. ángulo de impacto (Gault y Wedekind, 1978) . . . . .	47
4.4. Esquema de anillos de eyección. . . . .	49
4.5. Perfiles de velocidad de eyección provistos por el modelo de escombros . . . . .	49
4.6. Proyección de las condiciones iniciales de acuerdo a su destino . . . . .	53
4.7. <i>Snapshots</i> de posiciones de las partículas eyectadas . . . . .	55
4.8. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo A</i> . . . . .	57
4.9. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B</i> . . . . .	58
4.10. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo C</i> . . . . .	59
4.11. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B + C</i> . . . . .	60

4.12. Histogramas de longitudes de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B + C</i> . . . . .	61
4.13. Histogramas de los tiempos de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B + C</i> . . . . .	62
4.14. Mapas de $t_{min}$ de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B + C</i>	63
4.15. Mapas de $\theta_{medio}$ de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo B + C</i>	64
4.16. Proyección de condiciones iniciales de la simulación para el <i>cráter Turgis</i> , de acuerdo a su destino . . . . .	65
4.17. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias tipo A</i> para las simulaciones desde el <i>cráter Turgis</i> . . . . .	66
4.18. Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias de tipo A</i> para las simulaciones desde <i>Turgis</i> . . . . .	67
4.19. Histograma de longitudes de re-impacto sobre Iapetus de las <i>trayectorias B + C</i> , para las simulaciones desde <i>Turgis</i> . . . . .	68
B.1. Sistema de coordenadas sinódico centrado en la masa secundaria . . . . .	74
B.2. Mapas dinámicos $\alpha(\theta, \gamma)$ para cuatro valores de sonstante de Jacobi $h$ . . . . .	75
C.1. Sistema de coordenadas adoptado para Iapetus por la IAU. . . . .	77
C.2. Relación entre coordenadas Iapetus-céntricas y sinódicas . . . . .	78
C.3. Sistemas de coordenadas topocéntrico, Iapetus-céntrico y sinódico . . . . .	78

# Índice de Tablas

4.1. Diámetro de impactor y amplitud de velocidad de eyección en función de la densidad del objeto impactor asumida . . . . .	48
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

*“... ten confianza. No en mí, claro, ni en ningún sabio  
aunque sea de los de verdad, ni en alcaldes, curas  
ni policías. No en dioses ni diablos, ni en  
máquinas, ni en banderas.  
Ten confianza en tí mismo.”*

*Fernando Savater – Ética para Amador*

*El que encuentra, ya no busca.*

# Agradecimientos

A Martín, por todo. Tanta dedicación, paciencia y generosidad no hay embutido que las pague.

A Carlos y a todos los mecánicos de la Casita, por la predisposición y el aguante.

A todos mis compañeros del obse, que llenaron de humanidad este lugar.

A los que están siempre, salvándome la vida y dándole sentido: mis viejos (por esa vida entera dedicada a mis hermanos y a mí), mis hermanos y mi familia grande (por esa fe que me tienen, que definitivamente no merezco), mis amigos del alma (tan firmemente incondicionales, a través del tiempo y las distancias).

# Capítulo 1

## La dicotomía de albedo en Iapetus

### 1.1. Introducción

El complejo sistema de satélites de Saturno está compuesto por un gran número de variados objetos, entre los que se incluyen pequeñas lunas de menos de 1 km de diámetro a objetos enormes como Titán, el cual es incluso de mayor tamaño que Mercurio. En la actualidad se contabilizan 61 satélites en el sistema de Saturno y, aunque no existe una clasificación rigurosa para los mismos, en términos generales se los divide en dos grandes grupos: los satélites llamados *regulares* poseen forma esférica y se caracterizan por tener órbitas directas de baja excentricidad y poco inclinadas respecto al plano ecuatorial de Saturno. Este grupo incluye 7 satélites mayores, algunas pequeñas lunas en órbitas troyanas con lunas más grandes, 2 lunas mutuamente co-orbitales y 2 que actúan como “pastores” del sistema de anillos. El otro gran grupo de satélites son llamados *irregulares* (pues su morfología es irregular), que se caracterizan por tener órbitas retrógradas lejanas, y altas inclinaciones y excentricidades. Estas lunas son probablemente planetas menores que fueron capturados por Saturno, o escombros resultantes de la ruptura de estos cuerpos. El mayor de los satélites irregulares es Febe, la novena luna de Saturno, la cual fue descubierta a fines del siglo XIX (Hinse et al. 2010).

Dentro de los satélites mayores, **Iapetus** es quizás uno de los más peculiares debido a sus características superficiales. Este satélite presenta una fuerte dicotomía de albedo entre sus hemisferios, cuyo origen ha sido uno de los temas más controversiales en las ciencias planetarias y, aún en la actualidad, no es completamente comprendido.

En este capítulo se introduce el problema de la dicotomía de albedo en Iapetus, así como los principales mecanismos propuestos en la literatura para tratar de explicarla. En particular, se detalla el modelo de segregación térmica (Spencer y Denk, 2010), actualmente el más aceptado.

### 1.2. Iapetus

Iapetus es el tercer satélite natural más grande de Saturno y el undécimo más grande del Sistema Solar. Fue descubierto en 1671 por el astrónomo ítalo-francés Giovanni Domenico Cassini quien, al poco tiempo, ya pudo notar una importante diferencia de brillo del satélite en diferentes posiciones de su órbita. Iapetus es el más alejado de los satélites regulares y se encuentra en una órbita relativamente aislada, entre las de

Hiperión y la de Febe. La Figura 1.1 muestra un esquema de los satélites externos más importantes de Saturno, en el que además se ilustra un super-anillo muy tenue descubierto en 2009 por el telescopio espacial Spitzer de la NASA (Verbiscer et al. 2009), detección que abrió nuevas perspectivas sobre los posibles orígenes del polvo que lo forma y su relación con la dicotomía sobre Iapetus.

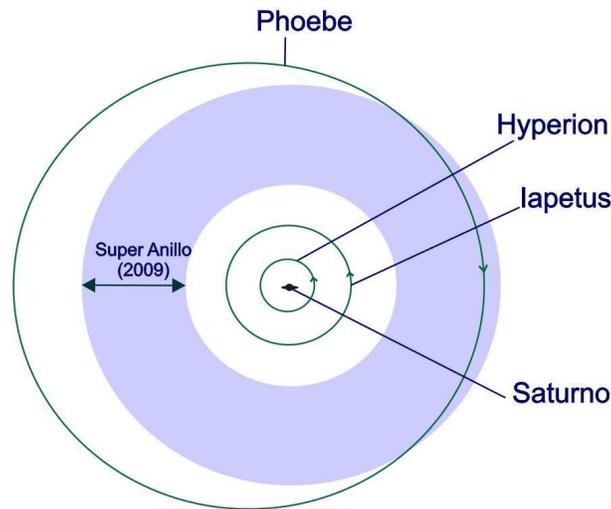


Figura 1.1: Órbitas de satélites de Saturno en la vecindad de Iapetus (esquemático). En azul se muestra un super-anillo descubierto recientemente (2009) por el telescopio espacial Spitzer.

En cuanto a sus características orbitales, Iapetus presenta una órbita aproximadamente circular ( $e \simeq 0,03$ ), con semieje mayor de  $a \simeq 0,024$  UA. La inclinación de su plano orbital respecto del plano ecuatorial de Saturno es de las más grandes dentro de los satélites regulares ( $i \simeq 16^\circ$ ), su rotación es sincrónica (*resonancia spin-órbita*) y con período de aproximadamente 79 días, por lo que el satélite muestra siempre la misma cara a Saturno, de igual manera que lo hace la Luna respecto a la Tierra. Su radio medio es  $R \simeq 735$  km y su masa aproximada  $m \simeq 1,8 \times 10^{21}$ kg, resultando en una densidad media de  $\rho \simeq 1,1$  g/cm<sup>3</sup>. Esta baja densidad permite inferir que Iapetus está principalmente compuesto por hielo, con un pequeño monto de material rocoso (Castillo-Rogez et al., 2007).

Dentro de las características superficiales que hacen de Iapetus un satélite muy particular en el sistema de Saturno, y dentro del Sistema Solar en general, podemos nombrar fundamentalmente dos:

1. La presencia de una **cresta cuasi-ecuatorial**, consistente en una elevación del terreno ubicada casi completamente en coincidencia con el ecuador de Iapetus (ver Figura 1.2). Esta cresta fue descubierta por la sonda Cassini a finales del año 2004 y se extiende aproximadamente  $110^\circ$  en latitud (1300 km), con una altura media de 13 km, alcanzando picos de hasta 20 km. Se trata de un sistema complejo que presenta picos aislados, segmentos continuos de más de 200 km de extensión y zonas con tres crestas cuasi-paralelas (Porco et al., 2005). Por otra parte, como

se observa en la Figura 1.2, la cresta se encuentra fuertemente craterizada, lo que sugiere que no es una característica superficial joven. Además, la tasa de craterización en esta zona es muy similar a la de su vecindad y a la que presenta la distribución global. Utilizando estadística de estos cráteres, las observaciones de la sonda Cassini muestran que la superficie de Iapetus es bastante antigua, con una edad estimada de 4,4 – 4,5 Gyr (Porco et al., 2005; Neukum et al., 2005) por lo que el sistema de crestas debe ser igualmente primitivo.

En cuanto al origen de esta cordillera, no existe una explicación clara. Algunos autores, fundamentándose en la posición ecuatorial de la misma, proponen un origen interno, relacionado con la forma completa del satélite y provocado, por ejemplo, por un cambio brusco en la tasa de rotación en el momento de formación (Porco et al., 2005; Castillo et al., 2005a, 2005b). Otros trabajos, intentando relacionar la presencia de la cresta con la fuerte dicotomía de albedo, proponen un origen externo mediante, por ejemplo, una fuerte acreción de un antiguo anillo circunsatelital (Ip, 2006) o incluso un impacto con un proto-anillo de Saturno (Freire, 2007).

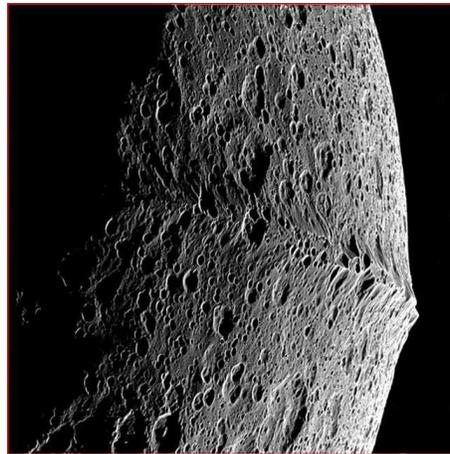


Figura 1.2: Imagen de la cresta ecuatorial de Iapetus tomada por la misión *Cassini-Huygens*. Crédito de la imagen: NASA/JPL/Cassini-Huygens Mission

2. Una superficie con dos coloraciones bien definidas, conformando la más prominente **dicotomía de albedo** observada en el Sistema Solar (ver Figura 1.3). El hemisferio opuesto al ápex de movimiento, denominado *hemisferio trasero* o *trailing side*, es muy brillante con un albedo máximo de  $\simeq 0,5$ , muy similar al albedo observado en los otros satélites helados de Saturno. En marcado contraste, el hemisferio en dirección al ápex de movimiento, denominado *hemisferio delantero* o *leading side*, es casi completamente oscuro, alcanzando un albedo mínimo de  $\simeq 0,04$ , un orden de magnitud por debajo del observado en el otro hemisferio (Morrison et al., 1975; Squyres y Sagan, 1983). La región oscura, que ocupa prácticamente la totalidad del *hemisferio delantero*, se denomina **Cassini regio** en honor al astrónomo que descubriera el satélite huésped.

La **Cassini regio** o “región Cassini” ocupa prácticamente el 40% de la superficie de Iapetus (Denk et al. 2010), extendiéndose casi  $270^\circ$  en longitud (en la zona ecuatorial)

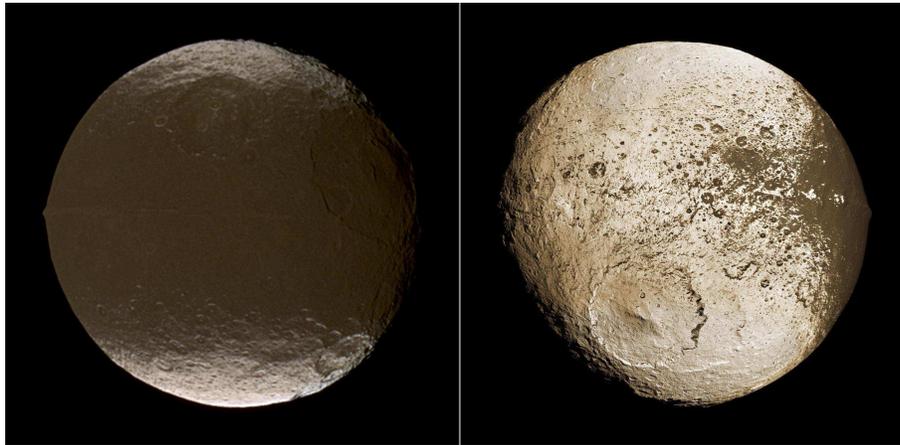


Figura 1.3: Imágenes de Iapetus tomadas por la misión Cassini-Huygens. **Izq.:** hemisferio delantero (2004). **Der.:** hemisferio trasero(2007). Crédito de la imagen: NASA/JPL/Space Science Institute (Imagen PIA11690)

y casi  $110^\circ$  en latitud, más precisamente, sobre el meridiano que pasa por el ápex de movimiento (Burns y Matthews, 1986). Además, esta región está centrada en notable coincidencia con la intersección entre la dirección del ápex de movimiento y la superficie de Iapetus (de aquí en adelante, para referirnos a este punto sobre la superficie, diremos solo ápex), ocupando casi todo este *hemisferio delantero*, aunque decreciendo fuertemente hacia los polos, y logrando extenderse de manera irregular hacia el otro hemisferio. Por otra parte, esta zona oscura presenta forma aproximadamente elíptica, con una frontera bastante bien delimitada, está fuertemente craterizada y bastante enrojecida. Otra de las características de interés es que se encuentra atravesada en gran parte por la cresta ecuatorial (Porco et al., 2005), por lo que existen en la literatura una gran cantidad de trabajos proponiendo un origen común.

### 1.3. Espectroscopía en Iapetus

En cuanto a los estudios espectroscópicos realizados, y los componentes que se sugieren a partir de ellos para la superficie de Iapetus, podemos decir que:

- El *hemisferio trasero* presenta características espectrales típicas de un satélite helado, con anchas bandas de absorción del hielo (McCord et al., 1971; Fink et al., 1976) y alta reflectancia espectral. Sin embargo, el espectro es bastante más rojizo que el de los otros satélites helados. Estas características permiten inferir que el constituyente principal es el hielo de agua, con pequeños montos de contaminantes carbonáceos y silicatos (Buratti y Mosher, 1995).
- La región oscura sobre el *hemisferio delantero* presenta una banda de absorción del hielo débil en los 160 nm (Hendrix y Hansen, 2008) y una fuerte banda del hielo a  $3 \mu\text{m}$  (Cruikshank et al., 2008), aunque estas características pueden deberse posiblemente a la presencia de agua confinada antes que a hielo de agua (Spencer y Denk, 2010). Las bandas débiles de  $1,5 \mu\text{m}$  y  $2 \mu\text{m}$  que son típicamente observadas en el hielo planetario no se observan en la región Cassini, de manera que si hay

hielo en esta zona, debe estar en forma de granos micrométricos (Spencer y Denk, 2010); sin embargo, granos de hielo de este tamaño deben sublimarse en algunas décadas, debido a la temperatura del terreno.

Una gran cantidad de compuestos han sido sugeridos como componentes de esta región oscura, entre ellos: polímeros orgánicos (Bell et al., 1985; Cruikshank et al., 1991), silicatos hidratados (Vilas et al., 1996) y compuestos ricos en nitrógeno (Owen et al., 2001). La combinación y proporción de estos compuestos parece ser extraña en el Sistema Solar, sin embargo comparte importantes características espectrales con los asteroides tipo D (Bell et al., 1985), un tipo particular de asteroides que presenta muy bajo albedo, localizados principalmente en la parte externa del Cinturón Principal y del Sistema Solar.

## 1.4. Modelos para la dicotomía de Iapetus

Los modelos que históricamente han sido propuestos para explicar la dicotomía de albedo observada son, básicamente, de tres tipos:

- **Modelos endógenos:** proponen que la dicotomía se originó a partir de algún proceso interno en el satélite.
- **Modelos exógenos:** sugieren un origen externo para la dicotomía.
- **Modelos mixtos:** consideran que para obtener la dicotomía de albedo observada fue necesaria una combinación de mecanismos internos y externos.

### 1.4.1. Modelos endógenos

Los primeros intentos de explicaciones realizados luego de la llegada de las imágenes enviadas por las Sondas Voyager sugieren modelos de este tipo. Dentro de los principales trabajos en esta línea podemos nombrar aquellos de Smith et al. (1981; 1982), donde se postula como responsables de la dicotomía a procesos ocurridos principalmente *in situ* sobre el material ya presente, dentro o cerca de la superficie, tales como erupciones volcánicas, seguidos o bien precedidos por eventos de colisiones y, posiblemente, afectados por radiación solar. Si bien estos modelos son capaces de explicar la fuerte delimitación de la región Cassini, así como la presencia de cráteres de piso oscuro sobre la superficie helada (Buratti y Mosher, 1995), cuentan con una serie de inconvenientes que han hecho que, en la actualidad, los procesos puramente endógenos hayan sido descartados. Concretamente, de haber existido una erupción, debería haber tenido lugar exactamente en el ápex de movimiento, que es el lugar donde la región Cassini está centrada y presenta albedo mínimo (Cruikshank et al., 1983). Además, algunos autores cuestionan que la cantidad de material de erupción necesaria para cubrir el 40% de la superficie debería ser enorme. Finalmente, la región oscura Cassini no presenta la simetría esperada respecto al supuesto punto de erupción dado que tiene más bien una forma elíptica (Denk y Neukum, 2000).

### 1.4.2. Modelos exógenos

#### Candidatos propuestos como responsables de la dicotomía

La notable coincidencia de centrado de la región Cassini con el ápex de movimiento ha sugerido una gran diversidad de candidatos externos sean propuestos como posibles responsables de la dicotomía de albedo sobre Iapetus. Entre ellos, podemos citar:

- **Impacto por objeto externo:** Tabak y Young (1989) consideran la posibilidad de que un gran impacto haya ocurrido en Iapetus, liberando gran cantidad de material que luego fue re-acretado por el satélite, generando la distribución de albedo que se observa actualmente. En este trabajo en particular, se realizan una serie de suposiciones importantes como la velocidad y el tamaño del objeto impactor, y a partir de éstas, utilizando las relaciones de escala de la física de impactos conocida hasta el momento, se hacen estimaciones sobre el remanente y la evolución dinámica del mismo.
- **Satélite irregular externo:** el hecho de que la órbita de Febe sea más externa que la de Iapetus permite especular sobre la existencia pasada de algún satélite intermedio entre ambos. Algunos autores (Denk y Neukum, 2000) sugieren la posibilidad de que una disrupción de este hipotético satélite, provocada por una colisión con un objeto como, por ejemplo, un asteroide, podría haber sido la causante de la actual dicotomía de albedo de Iapetus.
- **Titán:** a partir de un estudio espectroscópico detallado, Owen et al. (2001) concluyen que la abundancia de compuestos ricos en nitrógeno que presenta la región Cassini sólo pudo haberse originado en una atmósfera enrarecida como la de Titán.
- **Proto-anillo:** el hecho de que la cresta ecuatorial atraviese gran parte de la región Cassini hizo que muchos autores intentaran encontrar un origen común a ambos fenómenos. En algunos trabajos se considera la posibilidad de un evento de colisión con un proto-anillo de Saturno (Freire, 2007) o incluso con un proto-anillo del propio Iapetus (Ip, 2006), resultando en la presencia de la cresta y de una región oscura en torno a ésta.
- **Anillo tenue de Saturno:** en 2009, el telescopio espacial *Spitzer* de la NASA, descubrió un enorme anillo de polvo extremadamente tenue, en el sistema externo de Saturno (Verbiscer et al., 2009). El anillo se extiende desde un radio interno de  $\sim 6 \times 10^6$  km a un radio externo de  $\sim 12 \times 10^6$  km, con un espesor vertical de  $\sim 2 \times 10^6$  km, una inclinación de  $\sim 27^\circ$  respecto al ecuador de Saturno y  $\sim 12^\circ$  respecto al plano orbital de Iapetus. La mayor parte de los satélites irregulares detrás de Iapetus, se acercan o atraviesan este anillo, sin embargo, Febe es por mucho el que ejerce mayor influencia gravitacional sobre el polvo circundante. De todas maneras, si el polvo sobre Iapetus proviene de este super-anillo, el mecanismo dinámico que lo trasfirió es aún incierto.
- **Hiperión:** la conexión entre Hiperión y el lado oscuro de Iapetus fue primeramente sugerida por Tholen y Zellner (1983). Hiperión es un satélite regular (con baja excentricidad e inclinación), orbitando en sentido prógrado en una órbita interior

a la de Iapetus. Se ha sugerido que Hiperión fue alguna vez un objeto de mayor tamaño, y que después de haber sufrido una fuerte colisión, el fragmento mayor es la irregular luna actual, mientras que los demás remanentes constituyeron fuentes de polvo sobre el *hemisferio delantero* (Matthews, 1992). Además, la región oscura sobre Iapetus comparte muchas características espectrales con Hiperión (Jarvis et al., 2000). Dentro de los mecanismos invocados para justificar la transferencia de material desde esta fuente a Iapetus, el más probable parece ser la excavación colisional y/o ruptura (Matthews, 1992; Marchi et al., 2002). Sin embargo, estudios recientes (Housen y Holsapple, 2012) indican que debido a la alta porosidad que presenta Hiperión (mayor al 40%), la cantidad de material eyectado en una colisión con este satélite sería muy baja; esto refuerza la hipótesis de la ruptura de un objeto mayor. Por otra parte, muchas evaluaciones de la eficiencia de transferencia desde Hiperión a Iapetus han sido estimadas (Matthews, 1992; Marchi et al., 2002; Dobrovolskis y Lissauer, 2004), resultando en un valor que varía tres órdenes de magnitud (desde 0,1% hasta 20 – 40%) dependiendo de las características consideradas para el proceso de eyección.

- **Febe:** el primer trabajo que sugiere una relación entre la dicotomía de albedo de Iapetus y Febe fue propuesto por Soter (1974). Febe, satélite irregular con una órbita retrógrada externa a la órbita de Iapetus, alta inclinación y bajo albedo es una fuente externa natural del polvo (Burns et al., 1979; Strazzulla, 1986; Hamilton, 1997). Los mecanismos posibles de transferencia del material propuestos son básicamente de dos tipos.
  - *Eyección colisional*, basados en la forma extremadamente irregular que presenta el satélite, con la presencia de un cráter muy importante.
  - *Arrastre tipo Poynting-Robertson*, donde las partículas de polvo pierden energía debido a la radiación solar y “espiralean” hacia Saturno. El hecho de que Iapetus se encuentre orbitando en sentido contrario al sentido de traslación de Febe, posibilita que estas partículas sean mayormente acretadas por el hemisferio delantero (Soter, 1974), resultando en una distribución de colisiones asimétrica. Intuitivamente, este mecanismo debería estar caracterizado por una alta eficiencia de transferencia, aunque la única evaluación cuantitativa de la misma es la de Burns et al. (1996), quienes estimaron la tasa de transferencia como de aproximadamente 70%, considerando granos de polvo de  $10\mu\text{m}$ .

El mayor inconveniente que presentan los modelos que proponen a Febe como el causante de la dicotomía sobre Iapetus es que el espectro visible del lado oscuro de Iapetus es similar al de los asteroides tipo D, mientras que el espectro de Febe es sustancialmente distinto a éste y es más parecido al de los asteroides tipo C o F (Tholen y Zellner, 1983; Buratti et al., 2002; Grav y Bauer, 2007).

### Mecanismos de alteración propuestos por los modelos exógenos

Además de una amplia gama de candidatos a ser los responsables de la dicotomía de albedo que hoy observamos en Iapetus, en la literatura han sido propuestos una diversidad de mecanismos para provocar dicha dicotomía. Algunos autores (Sotter, 1974;

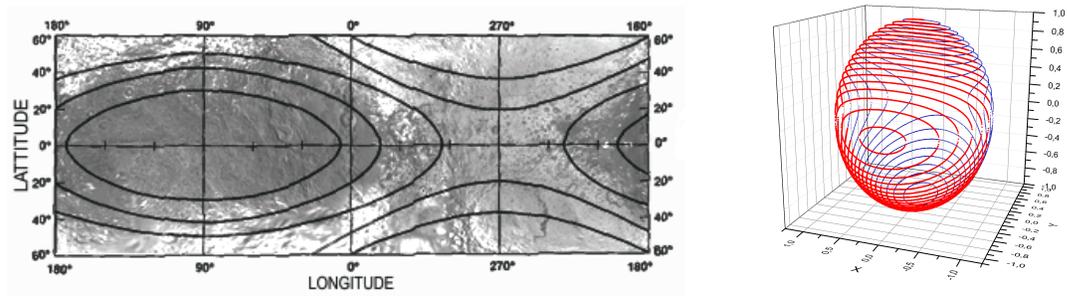


Figura 1.4: Curvas de nivel correspondientes a las tasas de erosión predichas por Cook y Franklin (1970). **Izq.:** las curvas de nivel superpuestas a la imagen real de Iapetus, permite apreciar el buen acuerdo entre la tasa de erosión predicha y el patrón de albedo. Crédito de la imagen: NASA/JPL/Space Science Institute (imagen PIA11116). **Der.:** las curvas de nivel tridimensionales del modelo

Burns et al., 1996; Buratti et al., 2002) proponen que la distribución de albedo observada se debe al depósito de material oscuro, fundamentalmente en el lado delantero, sobre lo que era antiguamente una superficie completamente helada. Otros, (Cook y Franklin, 1970; Wilson y Sagan, 1996), consideran que mediante impactos se produce una remoción del hielo superficial, exponiendo un sustrato interno, el cual asumen de muy bajo albedo, como el que se observa en la región Cassini. Entre estos autores, resulta destacable el trabajo de Cook y Franklin (1970), donde a partir de asumir un flujo heliocéntrico e isotrópico de, por ejemplo, meteoritos, estiman analíticamente las tasas de erosión del hielo sobre la superficie.

En la Figura 1.4 se observan las curvas de nivel de iso-erosión y su proyección comparada con la distribución de albedo sobre Iapetus. Como puede observarse el modelo de Cook y Franklin (1970) comparte muchas de las características de la dicotomía, entre ellas, la centralización de la zona más erosionada en el ápex de movimiento, la forma elíptica, el incremento en albedo hacia los polos y la extensión de la zona oscura hacia el hemisferio trasero. Sin embargo, por tratarse de un modelo puramente analítico, requiere de una serie de aproximaciones muy improbables, como un flujo perfectamente isotrópico, además de la elección de parámetros que en la actualidad se conoce difieren mucho de los asumidos en este trabajo, por lo que algunos autores (Tabak y Young, 1989) consideran que la precisión de este modelo está basada en la serie de suposiciones asumidas en las derivaciones matemáticas, más que en la validez de su hipótesis. Es por eso que, en trabajos posteriores, otros autores (Cruikshank et al., 1983; Bell et al., 1985; Buratti y Mosher, 1995) proponen modelos más sofisticados, donde se considera la posibilidad de que, mediante impactos erosivos, se enriquezca el material subyacente, con posible oscurecimiento posterior debido a procesos químicos o radiativos (Squyres y Sagan, 1983), como sabemos que ocurren en algunos asteroides del Sistema Solar. Finalmente, vale la pena mencionar que algunos autores como Peterson (1975) han sugerido que es el hielo el que se depositó asimétricamente sobre un satélite originalmente oscuro, y no el polvo sobre un satélite originalmente helado.

### 1.4.3. Modelos Mixtos

Todos los modelos citados anteriormente cuentan con una serie de debilidades: es imposible reproducir la forma elongada de la Cassini Regio mediante depósito de polvo u otro material externo. Además, las fronteras entre la región Cassini y el terreno brillante son muy abruptas e irregulares lo cual es también inconsistente con un modelo de simple caída de polvo exterior (Denk et al., 2010). Por otra parte, los modelos endógenos no pueden explicar el preciso alineamiento del terreno oscuro con el ápex de movimiento de Iapetus (Smith et al., 1982).

Un nuevo tipo de modelo, que combina oscurecimiento exógeno con sublimación térmica producida por insolación fue desafortunadamente pasado por alto por mucho tiempo, desde que fue propuesto en 1974 por Mendis y Axford, aunque predecía exitosamente el oscurecimiento a lo largo del ecuador y polos brillantes sobre los satélites helados. Estas ideas fueron ampliadas y cuantificadas en un trabajo de Spencer y Denk (2010) sobre la **segregación térmica** del hielo. Este fenómeno consiste en un complejo mecanismo de sublimación y re-depósito del hielo, provocado por la presencia de dos regiones con albedos diferentes, es decir por una dicotomía inicial de albedo, sobre una superficie helada. La región de albedo bajo, absorbe más radiación que la otra haciendo que el hielo se sublime y luego se re-deposite en la zona de mayor albedo. A medida que el hielo se va sublimando de la región más oscura, ésta se vuelve aún más oscura y el mecanismo se vuelve más eficiente. Este proceso ya ha sido observado en los satélites exteriores de Júpiter (Spencer, 1987) y es un efecto frecuente que afecta a muchos de los satélites dentro del Sistema Solar. Por las características particulares de Iapetus, este mecanismo debería ser particularmente efectivo en él, donde la velocidad de rotación es lo suficientemente baja como para permitir que el gradiente de temperatura se mantenga y donde la dicotomía de albedo observada es muy importante.

Spencer y Denk (2010) testean estos mecanismos con una serie de modelos numéricos simplificados para el depósito de material exógeno y la migración del hielo, partiendo de una tasa de depósito de material oscuro que decrece con la distancia al centro del hemisferio delantero (ápex de movimiento) y considerando la migración del hielo en respuesta a la radiación solar y al oscurecimiento exógeno. Los diferentes modelos utilizados en este trabajo son, simplemente, diferentes combinaciones de parámetros libres, tales como la dependencia del oscurecimiento exógeno con la distancia al centro del hemisferio delantero, la abundancia inicial de material oscuro y la tasa de depósito del mismo. En general, todas las combinaciones de parámetros y formulaciones de los modelos utilizados producen resultados que se ajustan al perfil de albedo de Iapetus, sugiriendo que la validez del modelo de segregación térmica utilizado no depende de manera crítica de los detalles precisos de los diferentes parámetros utilizados para modelarla, excepto por el tiempo que requiere cada modelo para obtener un perfil del tipo de Iapetus, el cual sí varía significativamente (en más de un orden de magnitud, desde 300 a 3500 millones de años).

En la Figura 1.5 se puede observar como, partiendo de una dicotomía inicial, la distribución de albedo va evolucionando en el tiempo de acuerdo al modelo de segregación térmica de Spencer y Denk (2010), para dos conjuntos de parámetros libres diferentes. Como puede observarse, la distribución final de albedo comparte muchas de las características superficiales que se observan en la superficie de Iapetus: la distribución de albedo obtenida por este modelo es fuertemente bimodal y la frontera entre la zona os-

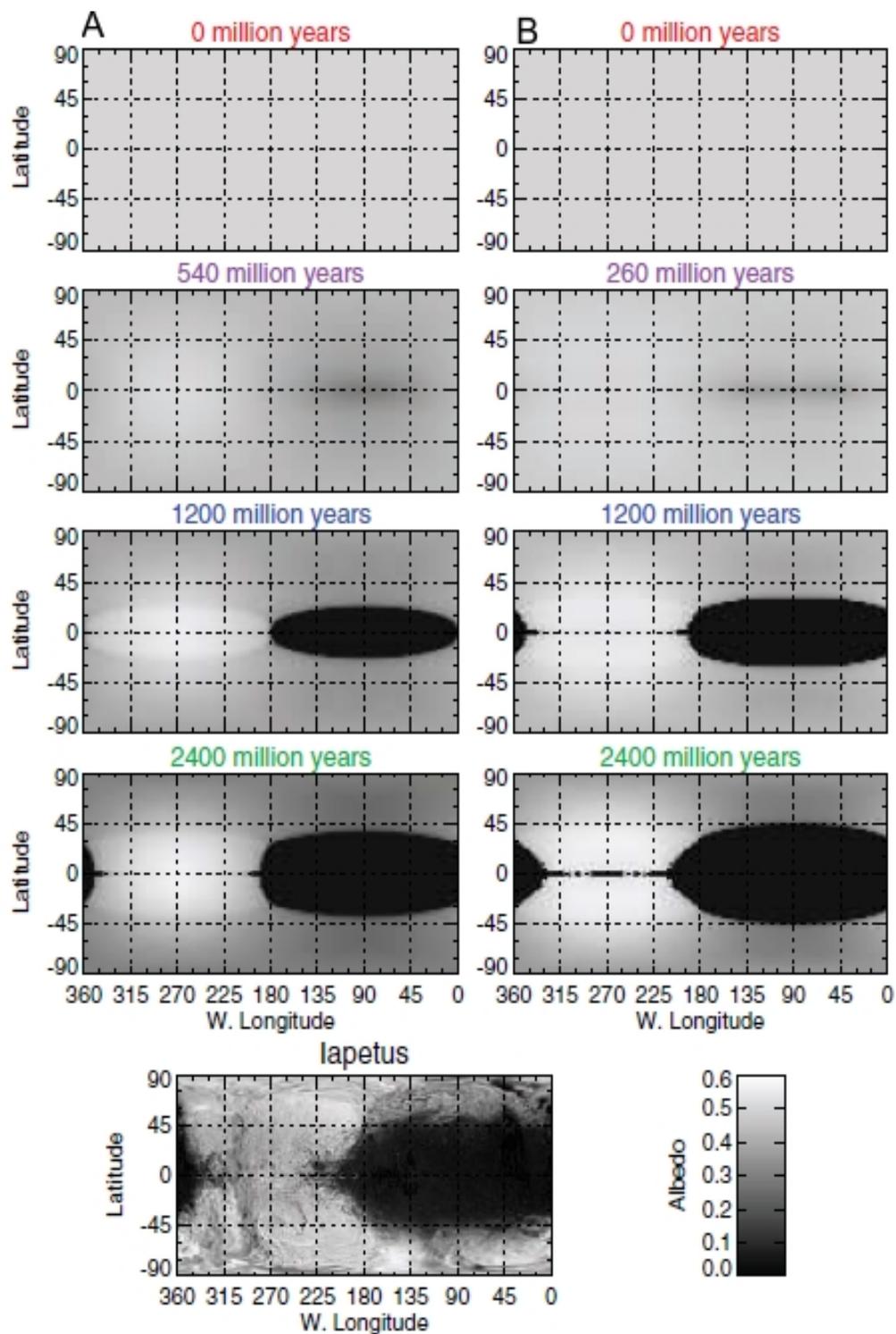


Figura 1.5: Evolución temporal del albedo superficial debida a la migración térmica del hielo, desencadenada por insolación sobre la superficie, oscurecida por material exógeno (Spencer y Denk, 2010), para dos conjuntos de parámetros libres diferentes. A modo comparativo, en el panel inferior se muestra la distribución de albedo real sobre Iapetus y la escala de albedo utilizada en la barra de escala.

cura y la brillante es abrupta, consistente con las imágenes de alta resolución tomadas por la sonda Cassini (Denk et al., 2010); además, la forma de la región Cassini sobre el hemisferio delantero de Iapetus es muy similar a la que se obtiene con las simulaciones de segregación térmica. Finalmente, una fuerte predicción de este modelo es la ausencia de hielo en la región Cassini, lo cual es comprobado por las observaciones (Spencer y Denk, 2010).

La segregación térmica global, desencadenada por la caída de material exógeno, parece ser una explicación probable para la extrema amplitud y forma de la dicotomía de albedo sobre Iapetus. Sin embargo, para que puedan dispararse los procesos de migración del hielo, es necesaria una dicotomía de albedo inicial, con una gran zona oscura centrada en el ápex de movimiento. El origen de esta distribución de polvo globalmente asimétrica no es abordado en el trabajo de Spencer y Denk (2010) y resulta fundamental para comprender de manera precisa la formación de la dicotomía actual que se observa en Iapetus.

## 1.5. Enfoque de baja energía

La mayor parte de los trabajos que intentan explicar el origen dinámico del polvo que permite que luego actúen los mecanismos de segregación térmica y de migración del hielo, abordan el problema desde un enfoque de alta energía para la dinámica del polvo que ingresa. Si bien en este marco se obtienen resultados relevantes (Cook y Franklin, 1970), resulta interesante preguntarse qué sucedería si se consideraran energías intermedias y bajas. Recientemente, partiendo de un análisis de colisiones de trayectorias de baja energía, en el marco del Problema Circular de 3 Cuerpos Restringido Tierra-Luna, Leiva y Briozzo (2007) encuentran que, para algunos valores de la constante de Jacobi, existen regiones sobre la Luna donde no se registran impactos y, en general, la distribución ecuatorial de impactos es asimétrica. Adicionalmente, estas distribuciones de impactos sobre la Luna también fueron estudiadas por Alessi et al. (2010), incluyendo variaciones en la distancia Tierra-Luna y los efectos gravitacionales del Sol, obteniendo también distribuciones de colisiones ecuatoriales asimétricas.

Con esta motivación, en el próximo capítulo se hará referencia en detalle a las características de las trayectorias de baja energía en el marco del Problema Circular de 3 Cuerpos Restringido y su aplicación al problema de Iapetus.

## Capítulo 2

# Trayectorias de baja energía en el PC3CR

En el capítulo anterior se describió el problema de la dicotomía de albedo que presenta Iapetus, así como los trabajos más importantes que lo abordaron y los principales modelos que se han propuesto para explicarlo. En particular, se hizo referencia a un mecanismo de migración del hielo presentado recientemente (Spencer y Denk, 2010) que, dadas las características de Iapetus, debió jugar un rol importante en la formación del patrón de albedo que hoy se observa sobre el satélite.

Desde el punto de vista dinámico, la mayor parte de los modelos proponen mecanismos de depósito de material exógeno fundamentalmente sobre el lado delantero, con eventuales efectos de erosión por impactos, enriquecimiento químico y/o oscurecimiento por exposición a radiación solar. Una diversidad de candidatos han sido propuestos como progenitores de este material exógeno aunque Hiperión y Febe parecen ser las fuentes más sugeridas. Por su parte, los trabajos que realizan un estudio dinámico del polvo exógeno consideran, en general, trayectorias de alta energía, donde se analizan las distribuciones espaciales de colisiones en el marco de un problema típico de dispersión de partículas (Cook y Franklin, 1970; Le Feuvre y Wicczorek, 2005).

Con el objeto de aportar un nuevo enfoque al problema, en este capítulo se realiza un estudio de trayectorias de energía baja-intermedia en el marco del PC3CR, así como la posible aplicación al caso de la dicotomía de albedo en Iapetus.

### 2.1. Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido

El Problema Circular de Tres Cuerpos Restringido (de aquí en adelante PC3CR) es un caso particular del Problema de Tres Cuerpos general (P3C), donde una de las masas ( $m$ ) se asume infinitesimal, de manera que no perturba el movimiento de las masas primarias  $m_1$  y  $m_2$ , las cuales se mueven en órbitas circulares coplanares en torno al centro de masa. Si consideramos unidades adimensionales (*unidades sinódicas*), donde tanto la masa total del sistema como la distancia entre las primarias y la constante de gravitación de Newton se toman iguales a la unidad, la velocidad angular del sistema también resultará unitaria. Tomando, además, que  $m_1 > m_2$  y definiendo el parámetro de masa  $\mu$  como

$$\mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.1)$$

en este sistema de unidades, las masas primarias resultan  $m_1 = 1 - \mu$  y  $m_2 = \mu$  con  $0 < \mu < 1/2$ .

El sistema de coordenadas que se elige, en general, para describir el problema es un **sistema sinódico**, centrado en el baricentro del sistema, el cual rota con velocidad angular unitaria, de manera que las primarias estén fijas en las posiciones  $(x_1, y_1, z_1) = (-\mu, 0, 0)$  y  $(x_2, y_2, z_2) = (1 - \mu, 0, 0)$ , y el momento angular se encuentre a lo largo del eje  $z$  (ver Figura 2.1). En el sistema sinódico las ecuaciones de movimiento para la masa infinitesimal  $m$  quedan expresadas según:

$$\begin{cases} \ddot{x} = x + 2\dot{y} - (1 - \mu)\frac{x-x_1}{r_1^3} - \mu\frac{x-x_2}{r_2^3} \\ \ddot{y} = y - 2\dot{x} - (1 - \mu)\frac{y}{r_1^3} - \mu\frac{y}{r_2^3} \\ \ddot{z} = -(1 - \mu)\frac{z}{r_1^3} - \mu\frac{z}{r_2^3} \end{cases} \quad (2.2)$$

Para estas ecuaciones existe una primera integral  $h$  conocida como **integral de Jacobi** (Szebehely, 1967) dada por

$$h = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - \frac{1 - \mu}{r_1} - \frac{\mu}{r_2}, \quad (2.3)$$

donde  $r_1^2 = (x + \mu)^2 + y^2 + z^2$  y  $r_2^2 = (x - 1 + \mu)^2 + y^2 + z^2$ .<sup>1</sup>

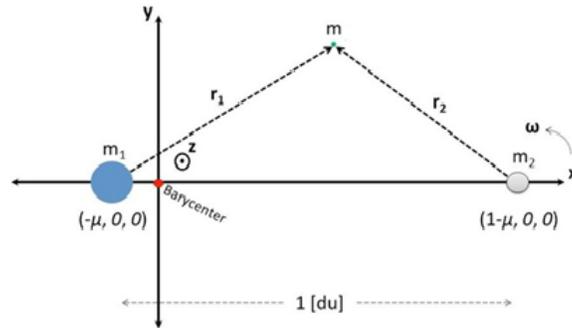


Figura 2.1: Sistema sinódico para el PC3CR (Abraham et al. 2013)

### 2.1.1. Trayectorias de baja energía en el PC3CR

En el PC3CR, para velocidades nulas, los conjuntos de nivel  $h = cte.$  de la Ec. (2.3) (*curvas de velocidad cero*) definen hipersuperficies (**superficies de Hill**) que dividen al espacio en regiones de movimiento permitido y prohibido para la masa infinitesimal. Por otra parte, el sistema de ecuaciones (2.2) tiene 5 puntos de equilibrio conocidos como **puntos lagrangeanos L1, L2, L3, L4 y L5** cuyas características principales se describen en el Apéndice A.

<sup>1</sup>En la literatura suele identificarse  $C = -2h$  como la constante de Jacobi (Szebehely, 1967).

La posición de todos los puntos lagrangeanos así como las superficies de Hill intersecadas con el plano  $z = 0$ , para 5 valores de la constante de Jacobi correspondientes a tres valores críticos  $h = h_{L1}$  (negro),  $h = h_{L2}$  (azul),  $h = h_{L3}$  (verde) y dos valores intermedios  $h < h_{L1}$  y  $h_{L3} < h < h_{L4} = h_{L5}$ , con un parámetro de masa  $\mu = 0,2$ , se muestran en la Figura 2.2.

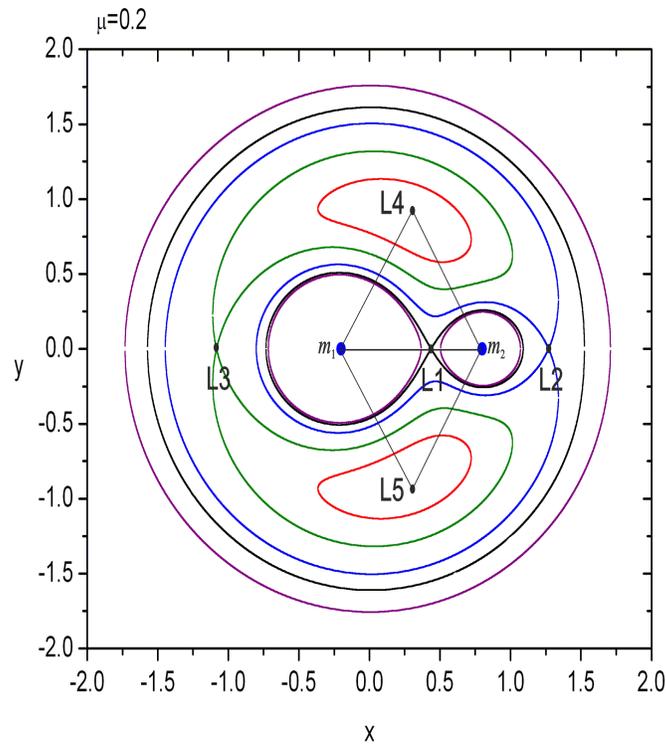


Figura 2.2: Posición de los puntos lagrangeanos (puntos negros) y algunas curvas de velocidad cero, para  $\mu = 0,2$ .

Para partículas con  $h < h_{L1}$ , las regiones de movimiento permitidas yacen en torno a cada una de las masas primarias, o bien en la región exterior del sistema (delimitadas por las curvas violetas en la Figura 2.2). Estas regiones no están conectadas, por lo que cualquier transferencia entre las masas primarias o entre las regiones internas y la externa al sistema, está prohibida.

Para partículas con  $h_{L1} < h < h_{L2}$ , las regiones de movimiento permitido entre las primarias se conectan y las primeras trayectorias de transferencia de *baja energía* entre ellas son posibles. Estas trayectorias son mayormente caóticas (Leiva y Briozzo, 2007), no pueden escapar del sistema y en muchos casos terminan colisionando con la masa secundaria. El movimiento está permitido también en la región externa al sistema, pero las regiones internas y la externa permanecen desconectadas. Solamente para  $h > h_{L2}$  es posible encontrar trayectorias que ingresen al sistema desde el exterior, o lo abandonen desde el interior. Por otra parte, para  $h \gg h_{L2}$  las regiones prohibidas (interiores a las curvas rojas en la Figura 2.2) se reducen rápidamente hasta desaparecer para  $h_{L4} = h_{L5}$ . Esto no significa que la partícula se desplace por toda la región permitida, sino

simplemente que la constante de Jacobi no puede delimitar el movimiento de la masa  $m$ . Continuando con la definición utilizada por Leiva y Briozzo (2007), en este trabajo llamaremos **trayectorias de baja energía** a todas aquellas trayectorias cuya energía es tal que, por un lado, permite la transferencia entre las masas primarias (es decir, cuyo  $h > h_{L1}$ ) pero, al mismo tiempo, no es muy superior a  $h_{L2}$ .

El análisis de las distribuciones espaciales de colisiones sobre la masa secundaria es usualmente abordado en la literatura como un problema de dispersión de partículas y, en general, sólo se consideran trayectorias de alta energía (Cook y Franklin, 1970; Le Feuvre y Wieczorek, 2005). En el contexto del PC3CR esto implica considerar grandes valores de  $h$ . Los resultados obtenidos con este enfoque concuerdan con la idea de que, si la masa secundaria se encuentra en rotación sincrónica alrededor de la masa primaria, las distribuciones de colisiones tendrán un máximo en el hemisferio en dirección del ápex de movimiento. Si además las partículas impactoras provienen de regiones muy lejanas al sistema, se espera que el máximo de la distribución sea desplazado hacia el hemisferio que es visible desde la masa primaria, debido a que el campo gravitatorio de la masa primaria (típicamente mucho mayor) actúa focalizando un gran número de trayectorias hacia este hemisferio. Sin embargo, cuando se analizan las distribuciones de colisiones de baja energía sobre la masa secundaria se encuentran resultados notablemente diferentes: para valores pequeños de  $h$  las distribuciones son muy asimétricas, con picos en el hemisferio opuesto al ápex de movimiento e incluso se encuentran regiones sobre la masa secundaria vacías de impactos (Leiva y Briozzo, 2007). Estas distribuciones, en particular estudiadas en los problemas Tierra-Luna y Saturno-Iapetus, se discuten en detalle en la siguiente sección.

## 2.2. Distribuciones de colisiones de trayectorias de baja energía

### 2.2.1. PC3CR Tierra–Luna

Leiva y Briozzo (2007) estudiaron las distribuciones ecuatoriales de colisiones y las direcciones de impacto sobre la superficie lunar originadas por trayectorias de baja energía, en el PC3CR planar Tierra–Luna, para ocho valores diferentes de la constante de Jacobi  $h_{L2} < h \leq -1,500790$ .

Para hacerlo, utilizaron una superficie de Poincaré fija en el punto lagrangeano **L2** y consideraron un gran número de condiciones iniciales correspondientes a trayectorias de baja energía que ingresaban al sistema.

Las distribuciones ecuatoriales de colisiones obtenidas en este trabajo son notablemente diferentes a las obtenidas cuando se consideran energías altas. Como puede observarse en la Figura 2.3, en la mayoría de los casos, las colisiones ocurren principalmente sobre el hemisferio correspondiente a la dirección del antápex y sobre la cara de la Luna que mira hacia la Tierra. Además, las distribuciones obtenidas son asimétricas e irregulares, asimetría que disminuye a medida que se incrementa el valor de  $h$ . Por otra parte, para las energías más bajas consideradas, los impactos ocurren fundamentalmente en sentido prógrado y es posible encontrar regiones sobre la masa secundaria libres de impactos. A medida que la energía aumenta, comienzan a registrarse colisiones en sentido

retrógrado y las regiones vacías comienzan a desaparecer (ver Figura 2.3).

### 2.2.2. PC3CR Saturno–Iapetus

Como se comentó en el capítulo anterior, la órbita de Iapetus es aproximadamente circular y se encuentra en una zona relativamente aislada de otros satélites, donde además la perturbación solar es despreciable, para trayectorias de bajas energías y tiempos cortos (Leiva y Briozzo, 2013). Bajo estas circunstancias, el PC3CR parece ser un modelo dinámico apropiado para describir el movimiento de un cuerpo pequeño que ingresa al sistema Saturno–Iapetus, desde el exterior.

En un trabajo reciente, Leiva y Briozzo (2013) utilizaron el modelo tridimensional para caracterizar las distribuciones de colisiones, considerando partículas con energía baja-intermedia que ingresaban al sistema e impactaban con Iapetus.

En dicho trabajo, las condiciones iniciales se generaron a través de una sección de Poincaré fija en **L2**, para 10 valores diferentes de constante de Jacobi, considerando todas las trayectorias que ingresaban al sistema desde el exterior. Estas trayectorias se integraron numéricamente hasta registrar o bien un impacto con alguna de las masas primarias, o bien un escape nuevamente a través la sección de Poincaré, o bien hasta que haya transcurrido un tiempo suficientemente grande, durante el cual la partícula desarrolla su movimiento sin cumplir ninguna de las condiciones anteriores (colisionar o escapar del sistema).

Para analizar las distribuciones de impacto obtenidas, los autores construyeron mapas bidimensionales, a través de una **proyección cilíndrica ortográfica de Gall–Peters** (Gall 1885), partiendo de las coordenadas de los impactos. Este tipo de proyección es sólo una de las muchas posibles y su principal desventaja, desde el punto de vista cartográfico, es que no es capaz de preservar distancias ni direcciones, de manera que las formas son, en general, severamente distorsionadas al proyectarse. Sin embargo, la proyección de Gall–Peters cuenta con la ventaja de conservar áreas: dos regiones de igual área sobre una esfera se corresponderán con dos de igual área sobre un cilindro, independientemente de las formas y las posiciones.

Las distribuciones de impactos obtenidas sobre Iapetus son fuertemente asimétricas. Como se observa en la Figura 2.4, la dicotomía comienza con una clara preponderancia de impactos en el hemisferio trasero, para pequeños valores de  $h$ . A estas energías, se encuentran además regiones completamente vacías de impactos. A medida que  $h$  crece, el máximo de la distribución cambia al hemisferio delantero hasta que, para las energías más altas consideradas, las distribuciones tienden a acordar con trabajos anteriores, donde se analizan trayectorias de alta energía (Cook y Franklin, 1970).

Solamente para las dos energías más altas consideradas, las regiones vacías de impactos desaparecen y el hemisferio delantero concentra significativamente más impactos que el hemisferio opuesto. Por su parte, los únicos histogramas que muestran un prominente máximo en densidad sobre el hemisferio delantero junto con baja densidad de impacto en el hemisferio trasero y a altas latitudes, son también aquellos con  $h = -1,500400$  y en menor grado con  $h = -1,500380$ .

Quizás lo más interesante del trabajo de Leiva y Briozzo (2013) aparece cuando se intenta realizar una comparación entre los histogramas de impactos obtenidos, en particular para una de las energías más altas consideradas en ese trabajo  $h = -1,500400$ ,

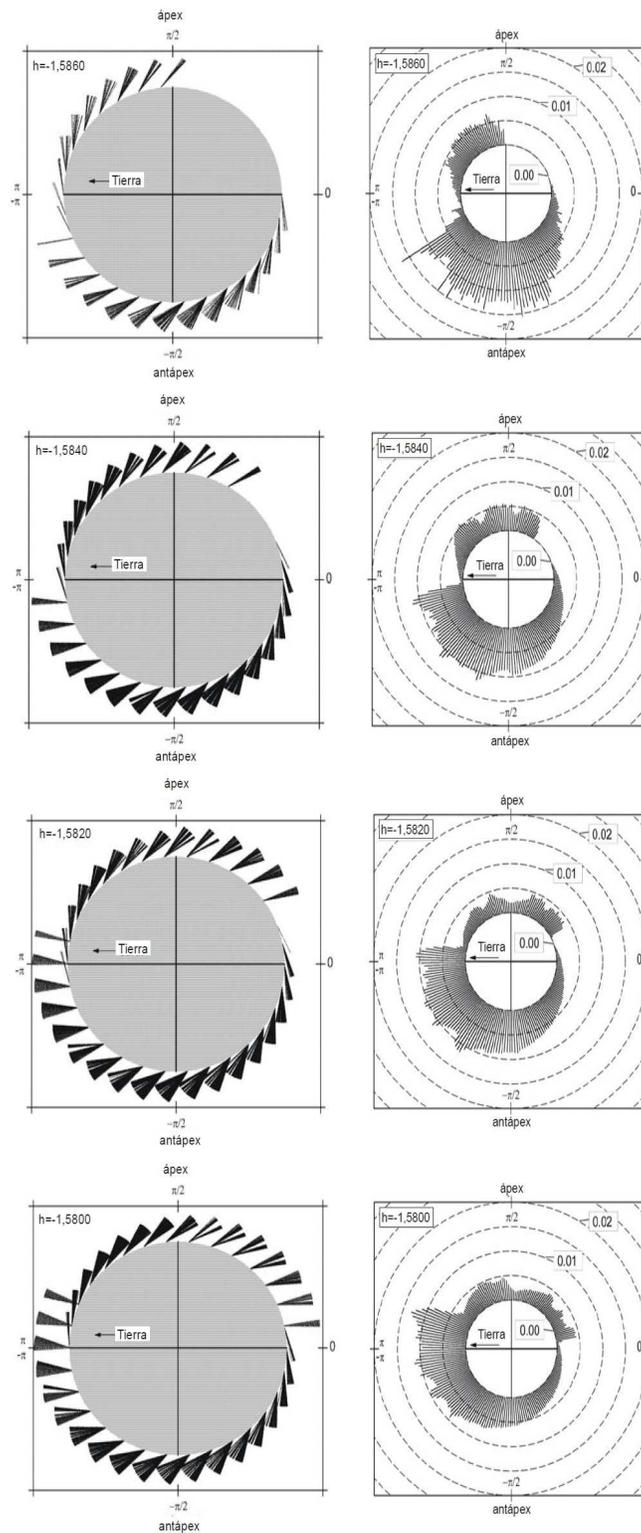


Figura 2.3: Representación de la dirección en la que ocurren los impactos de baja energía sobre la masa secundaria en el PC3CR Tierra–Luna (**Izq.**) junto con las distribuciones de colisiones relativas obtenidas (**Der.**) para 4 valores diferentes de constante de Jacobi, que se muestran en la esquina superior izquierda de cada panel.

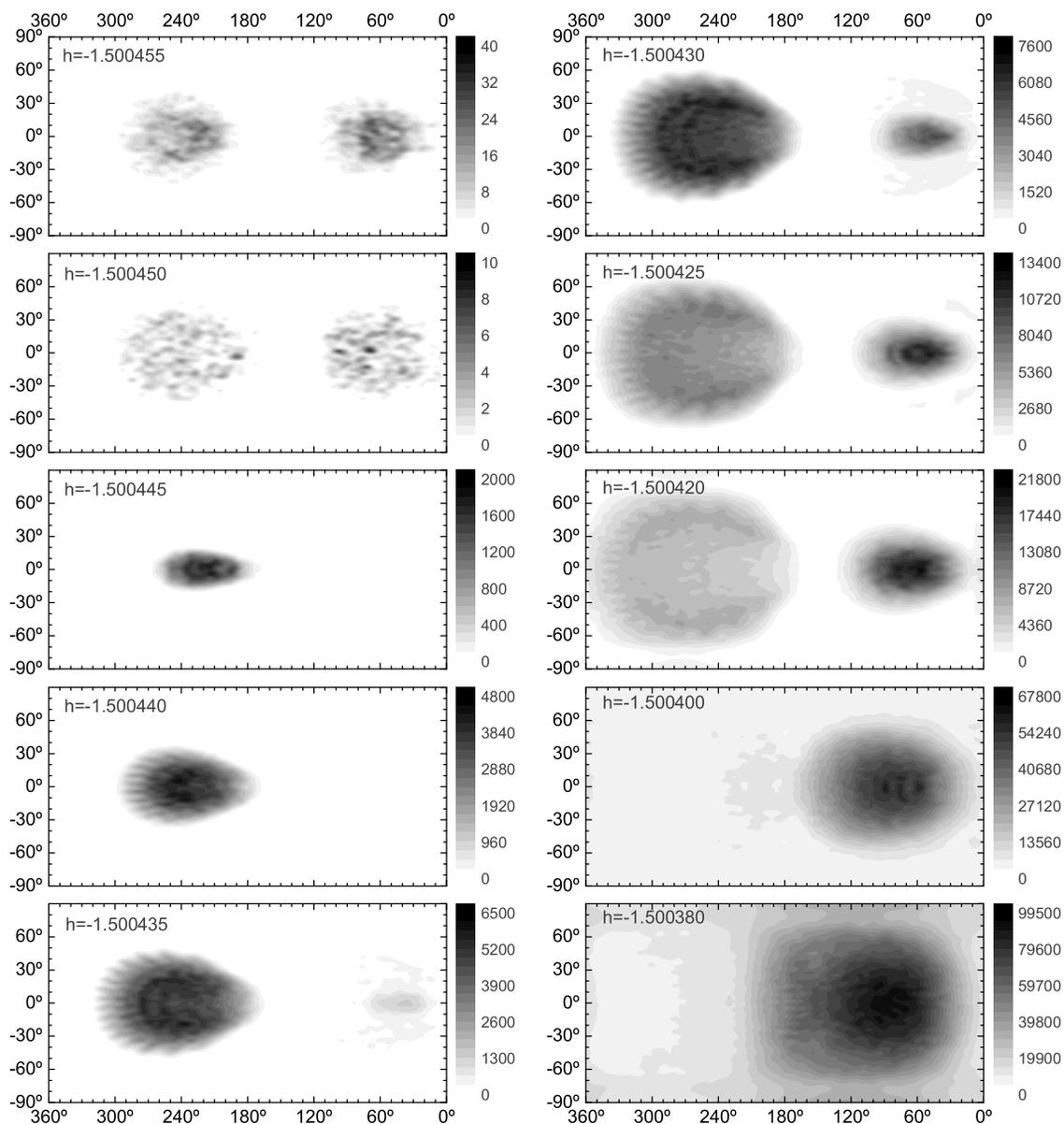


Figura 2.4: Conjuntos de nivel de las distribuciones de impactos, obtenidos por Leiva y Briozzo (2013). Los valores de la escala de grises a la derecha de cada mapa indican el número de impactos por celda. El valor de  $h$  se indica en la esquina superior izquierda de cada mapa.

con las observaciones en Iapetus. Una serie de procesos en la superficie hacen que una comparación directa y cuantitativa sea imposible. Entre otros, la saturación del polvo en regiones de altos impactos, el *gardening* de micrometeoritos y otros procesos que puedan mezclar el polvo que se deposita con el material ya presente en la superficie, además de procesos como la segregación térmica del hielo superficial, que también contribuyen a modificar la mezcla. Para realizar una comparación, entonces, los autores utilizan una aproximación empírica que se describe brevemente a continuación.

Partiendo de la curva de reflectancia obtenida por Buratti y Mosher (1995) a lo largo de la línea oblicua que se muestra en la imagen de la izquierda de la Figura 2.5 (desde A hacia B), Leiva y Briozzo (2013) extrapolaron esta línea hasta C y superpusieron a la curva de reflectancia obtenida un perfil de densidad de impactos, que se derivó al localizar las intersecciones de la línea A–B–C con los conjuntos de nivel del correspondiente histograma de impactos (para  $h = -1,500400$ ) (imagen derecha de la Figura 2.5). El perfil de reflectancia en UV muestra que la transición entre la región oscura y la brillante está completamente comprendida entre las cotas delimitadas por las líneas verticales rojas, las cuales se corresponden respectivamente con  $\sim 10500$  y  $\sim 5500$  impactos (en la Figura 2.5, líneas verdes horizontales superior e inferior). Por lo tanto, se puede asumir que la frontera de la región fuertemente impactada yace en algún lugar entre estos valores. En particular, en este trabajo, se adopta el valor medio, es decir 8000 impactos por celda, para definir la frontera.

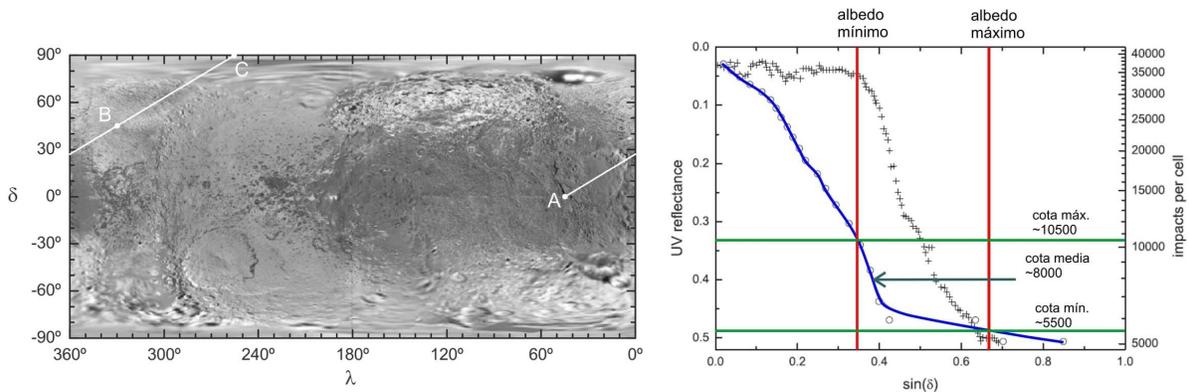


Figura 2.5: Superposición de la cantidad de impactos por celda obtenidos por Leiva y Briozzo (2013)(círculos blancos, unidos por la curva azul) junto con los valores de reflectancia medidos por Buratti y Mosher (1995)(cruces) a lo largo de la línea A-B (imagen de la izquierda, crédito de NASA/JPL/Space Science Institute). La región entre las líneas rojas verticales es la región de transición entre el material oscuro y el brillante. Las líneas horizontales verdes limitan el rango de impactos que corresponden a la transición entre el material oscuro y el brillante.

La Figura 2.6 muestra la superposición del conjunto de nivel correspondiente a 8000 impactos por celda con un mapa de Iapetus. La región fuertemente impactada yace en este caso dentro de la curva con forma oval. Como puede observarse, esta región coincide aproximadamente con la región oscura sobre la superficie de Iapetus, y comparte alguna de sus características principales como el hecho de estar centrada en el hemisferio delantero, extenderse más en longitud que en latitud y ser bastante simétrica en torno al

ápex de movimiento, en ambas direcciones. Sin embargo, la región fuertemente impactada es notablemente más angosta en longitud y más ancha en latitud, comparada con la región Cassini sobre Iapetus y, en particular, no se extiende hacia el hemisferio trasero.

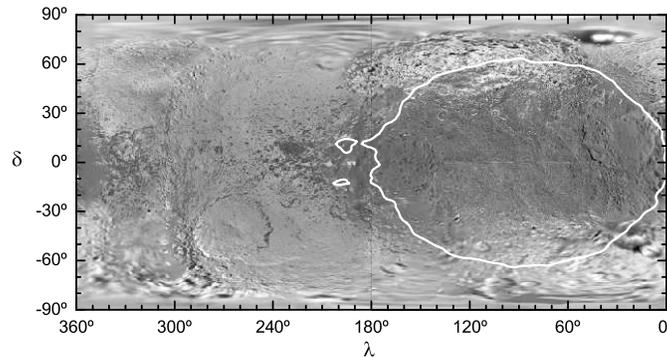


Figura 2.6: Conjunto de nivel de 8000 impactos por celda, superpuesto a un mapa mosaico de Iapetus. Crédito de la imagen: NASA/JPL/Space Science Institute (Imagen PIA11116).

Es importante notar que el criterio utilizado para definir una frontera cuenta con una serie de debilidades que se discuten brevemente a continuación:

- La frontera se define a partir de un valor particular de  $h$ , mientras que la distribución de energías de las partículas que ingresan al sistema es la que debería usarse en realidad. Para abordar este asunto, Leiva y Briozzo (2013) construyen un histograma de impactos cumulativos, sumando sobre los valores de  $h$ . Los resultados obtenidos, sin embargo, comparten las características generales de las distribuciones mostradas en la Figura 2.4.
- El proceso empírico utilizado cuenta con un cierto grado de arbitrariedad, ya que, como se muestra en el trabajo, valores menores a 8000 impactos resultan en fronteras muy diferentes y, por el contrario, valores superiores a 8000 impactos resultan en fronteras similares.
- Los resultados han sido obtenidos en el contexto del PC3CR, sin considerar el posible efecto de la excentricidad de Iapetus o las perturbaciones solares o planetarias.

Los autores establecen, entonces, dos conclusiones provisionales alternativas:

1. Si el patrón de albedo sobre Iapetus se asume como sólo el resultado de depósito de polvo, entonces es poco probable que su origen esté relacionado con de baja energía, ya que la región fuertemente impactada que se obtiene con este modelo cuenta con diferencias significativas respecto de la región Cassini.
2. Por otra parte, si el patrón de albedo es el resultado de mecanismos de migración del hielo como los propuestos por Spencer y Denk (2010), entonces la tasa de depósito del polvo necesaria para desencadenar estos procesos puede ser explicada por impactos de baja energía con una energía cercana a  $h \sim -1,500400$ , ya que

los histogramas de impactos que se obtienen para este  $h$  son muy similares a las tasas de depósito asumidas por Spencer y Denk (2010).

Finalmente, en el trabajo de Leiva y Briozzo (2013) se investiga el posible origen de partículas que dan lugar a distribuciones como las de la Figura 2.4, integrando las ecuaciones de movimiento del PC3CR hacia atrás en el tiempo sólo para  $h = -1,500400$  y para las condiciones iniciales sobre la superficie de Poincaré que se corresponden con trayectorias de impacto sobre Iapetus. La distancia planetocéntrica máxima alcanzada por estas partículas es de  $\sim 1,33$  unidades sinódicas.

## 2.3. Discusión

Las características particulares del Sistema Saturno–Iapetus permiten la utilización de un modelo simple como el PC3CR para el estudio de la dinámica de partículas de baja energía que ingresan al sistema. Si se presta particular atención a las distribuciones de colisiones que éstas generan sobre la superficie de la masa secundaria, es decir sobre Iapetus, se encuentran distribuciones muy asimétricas con una preponderancia de colisiones en el antápex de movimiento, para  $h$  muy bajas, que luego se invierte hacia el otro hemisferio, para  $h$  mayores.

Como se mencionó anteriormente, si pensamos que la dicotomía de albedo observada en la actualidad sobre la superficie de Iapetus se debe a un simple depósito de polvo externo, resulta muy improbable que se trate de partículas de polvo de baja energía. Sin embargo, si consideramos que mecanismos complejos de migración del hielo, como la segregación térmica, han jugado un rol importante en la formación del albedo actual, las colisiones de polvo poco energético, con energías del orden de  $h \sim -1,500400$ , podrían haber sido las responsables de “sembrar” una dicotomía inicial que luego haya permitido que se desencadenaran los procesos de migración del hielo. En la Figura 2.7, puede notarse la similitud entre las curvas de nivel de la tasa de depósito del polvo asumidas por Spencer y Denk (2010) en sus simulaciones de la segregación térmica, y el histograma de densidad de impactos obtenidos por Leiva y Briozzo (2013) para  $h = -1,500380$ . Dada esta notable concordancia, sería interesante investigar los resultados de los procesos de segregación térmica cuando son provocados por una tasa de depósito del polvo correspondiente a las densidades de impacto para  $h \sim -1,500380$ .

El problema principal que presenta el modelo de Leiva y Briozzo (2013) es la necesidad de una población de baja energía que provenga de una distancia no mayor a 1,33 unidades sinódicas desde el centro de masa. Esto implica que dicha población debió haber sido prácticamente co-orbital con Iapetus, y excluye la posibilidad de que sea Febe, o alguno de los otros satélites de Saturno vecinos, el generador de esta población mediante algún mecanismo de transferencia. Por otra parte, resulta de interés preguntarse qué sucedería si se incluyeran los efectos debidos a la excentricidad orbital de Iapetus y un modelo más realista (que contemple perturbaciones de los satélites principales y, por ejemplo, el efecto Poynting–Robertson).

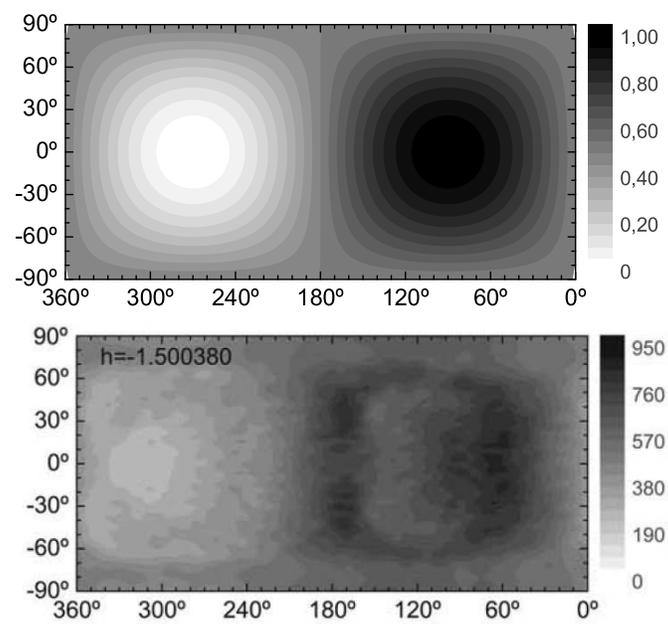


Figura 2.7: **Sup**: conjuntos de nivel asumidos como tasa de depósito del polvo en el modelo B de Spencer y Denk (2010), el cual, mediante segregación térmica, resulta en un patrón de albedo como el de la Figura 1.5. La escala de grises está dada en unidades arbitrarias. **Inf**: conjuntos de nivel obtenidos por Leiva y Briozzo (2013) como histogramas de impactos de partículas de baja energía.

# Capítulo 3

## Eyecciones de impactos

En el capítulo anterior se presentaron de manera general las trayectorias de baja energía en el PC3CR. En particular, se analizó el trabajo de Leiva y Briozzo (2013) en el cual se estudiaron las distribuciones de colisiones de estas trayectorias sobre Iapetus, intentando ofrecer un nuevo enfoque para explicar la famosa dicotomía de albedo que presenta este satélite. Los autores concluyen que, si bien la dicotomía no puede explicarse considerando solamente depósito de polvo externo poco energético, si se asume que mecanismos complejos de migración del hielo como la segregación térmica (Spencer y Denk, 2010) están actuando en la superficie de Iapetus, el depósito de polvo exógeno de baja energía es un candidato a tener en cuenta como generador de la dicotomía inicial que desencadenó estos procesos.

Si creemos que el polvo externo de baja energía fue el primer factor contribuyó a desencadenar los procesos de segregación térmica que, a su vez, hicieron que se formara el patrón de albedo que se observa en la actualidad, entonces surge la necesidad de encontrar una población de baja energía que, además, evolucione prácticamente de manera co-orbital con Iapetus (Leiva y Briozzo, 2013).

En un trabajo del año 2005, Alvarellos et al. estudiaron numéricamente la dinámica de las eyecciones de impacto lanzadas desde cuatro cráteres de grandes dimensiones pertenecientes a tres satélites de Saturno. Estos autores encontraron que las partículas eyectadas que logran escapar realizan trayectorias de baja energía en órbitas planetocéntricas y, en la mayor parte de los casos, re-impactan sobre el satélite fuente.

En este capítulo se presenta una introducción a la teoría estándar de formación de cráteres de impacto así como los detalles del trabajo de Alvarellos et al. (2005) sobre la dinámica de las partículas eyectadas en estos eventos. Finalmente se discute la posible extensión de estas ideas al problema de la dicotomía de Iapetus.

### 3.1. Formación de cráteres de impacto

Los procesos mediante los cuales se forman los cráteres de impacto no pueden reproducirse en los laboratorios. El conocimiento que se tiene de ellos, entonces, es indirecto, y proviene de combinar diferentes áreas de investigación: estudios teóricos y experimentales de ondas de choque, experimentos en laboratorios que producen pequeños cráteres a partir de impactos controlados y estudios geológicos de grandes estructuras de impacto presentes en la Tierra.

El proceso de craterización es un proceso complejo y muchos de los detalles son aún inciertos. A continuación se describen algunos conceptos básicos que permiten comprender los mecanismos que intervienen en la formación de cráteres de impacto.

### 3.1.1. Ondas de choque y formación de cráteres

El término *cráter de impacto* hace referencia en general a un **cráter de impacto hiperveloz**, una estructura formada como resultado del choque de un proyectil cósmico lo suficientemente grande como para, por ejemplo, atravesar la atmósfera de un planeta sin desacelerarse e impactar con aproximadamente la misma velocidad original. Un **cráter de impacto hiperveloz** comienza a formarse en el instante en el que el objeto impactor extraterrestre colisiona con la superficie del terreno. Tales impactos ocurren, en general, a velocidades muy superiores a la velocidad del sonido en el material objeto del impacto y el cráter es producido por una intensa **onda de choque** que se genera en el punto de contacto (French 1998).

Las ondas de choque son ondas de tensión intensas, transitorias y de alta presión, muy diferentes a las producidas por procesos geológicos ordinarios. Los picos de presión que alcanzan estas ondas pueden superar los cientos de *gigapascals* ( $GPa$ ), valores muy superiores a los niveles en los cuales las rocas terrestres sufren deformaciones plásticas y elásticas, por lo que las ondas de choque producen deformaciones severas en el material que atraviesan. Estas ondas irradian desde el punto de impacto a velocidades que pueden exceder los 10 km/s, muy superiores a la velocidad del sonido en el material rocoso. A medida que se expanden, interactúan con la superficie original, poniendo en movimiento grandes volúmenes de material y, en consecuencia, excavando el cráter de impacto.

La formación de un cráter de impacto por ondas de choque, y su posterior modificación por gravedad o mecánica del material, es un proceso complejo y continuo. Para caracterizarlo, es en general conveniente dividirlo en tres etapas, cada una dominada por diferentes fuerzas y mecanismos. Estas son: **etapa de contacto/compresión**, **etapa de excavación** y **etapa de modificación** (French 1998).

#### Etapa de contacto y compresión

Esta etapa comienza en el instante en el que el extremo delantero del proyectil toma contacto con la superficie del terreno. El proyectil es detenido en fracciones de segundos y alcanza a penetrar una distancia que no supera dos veces su propio diámetro, antes de transferir enormes cantidades de energía cinética al material objeto del impacto, mediante ondas de choque generadas en la interfaz de contacto con la superficie (Melosh, 1989).

La onda de choque transmitida al material superficial pierde energía rápidamente mientras que se propaga, fundamentalmente por dos factores. Por un lado, el frente de onda cubre un área mayor a medida que se expande, reduciendo así la densidad total de energía de la onda. Por el otro, la energía también se disipa por procesos de calentamiento, deformación y aceleración del material con el que interactúa. Esto provoca que la intensidad máxima de presión de la onda de choque caiga exponencialmente con la distancia (Melosh, 1989).

A modo ilustrativo, es posible considerar el punto de impacto como rodeado por una serie de capas concéntricas aproximadamente esféricas (**zonas de choque**), cada

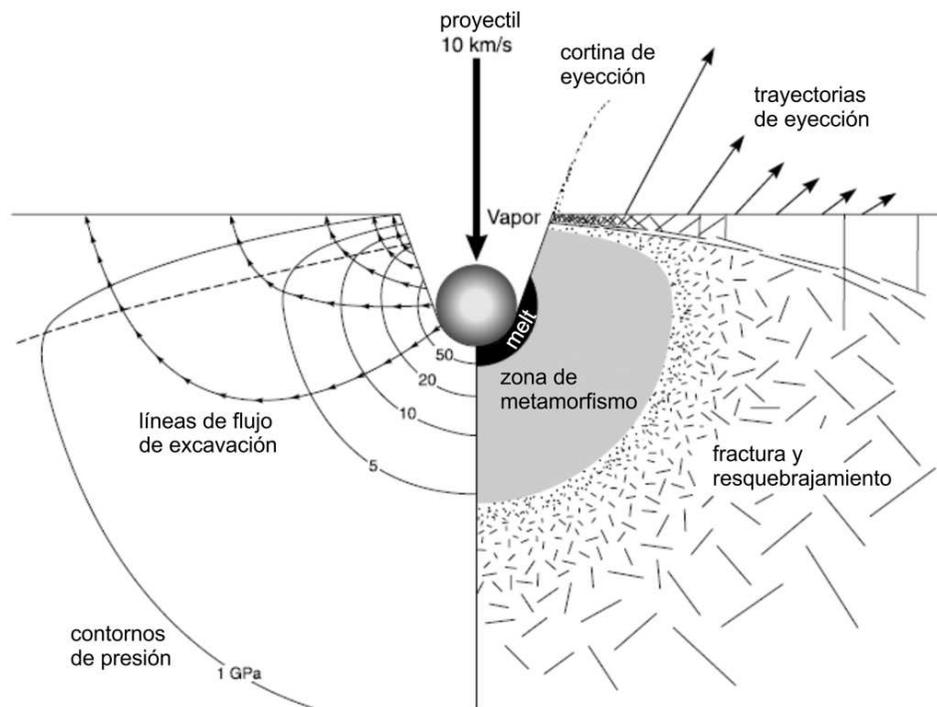


Figura 3.1: **Etapa de contacto/compresión:** curvas isobaras de la onda de choque inicial y líneas de flujo de excavación en torno al punto de impacto. Los efectos principales sobre el material son (lado derecho de la imagen): fundición ( $> 50$  GPa), efectos de deformación severa ( $5 - 50$  GPa), fractura y resquebrajamiento ( $1 - 5$  GPa). (Imagen extraída y modificada de French 1998, Fig. 3.2, p. 19)

una caracterizada por un rango de presiones y su consecuente efecto metamórfico en el material (ver Figura 3.1). Considerando, por ejemplo, un proyectil esférico que impacta sobre una superficie rocosa a una velocidad de aproximadamente  $10\text{ km/s}$ , se tiene que, cerca del punto de impacto, el pico de presión de la onda de choque puede exceder los  $100$  GPa, produciendo derretimiento, si no vaporización, del mismo proyectil y de un gran volumen de material circundante. Hacia el exterior, presiones de  $10 - 50$  GPa pueden sostenerse a distancias de varios kilómetros del punto de impacto, produciendo deformaciones severas en grandes volúmenes de roca. A distancias todavía mayores, los picos de presión caen a aproximadamente  $1 - 2$  GPa, en esta zona, cercana a la frontera del cráter, la onda de choque se vuelve una **onda elástica** regular, con velocidad del orden de la velocidad del sonido en el material rocoso. Debido a su baja presión, estas ondas no son capaces de producir deformaciones, pero sí fracturas, fallas y, en la región cercana a la superficie, desplazamientos del terreno.

Por otra parte, mientras una onda de choque se transmite al material blanco del impacto, el proyectil en sí mismo es intensamente comprimido por una onda de choque similar, dirigida desde la interfaz de contacto hacia su parte trasera. Cuando esta onda alcanza la cola del impactor, es reflejada hacia el frente en forma de una onda descompresiva conocida como **onda de rarefacción** u **onda de liberación**. Cuando esta onda atraviesa el proyectil desde la parte trasera hacia la parte delantera, lo somete a una presión tal que, casi instantáneamente, lo destruye, transformándolo en material fundido

y evaporado.

En el momento en el cual la onda de rarefacción alcanza la parte frontal del proyectil, la onda se transmite hacia el material superficial y comienza a descomprimirlo. La etapa de contacto y compresión no dura más que algunos pocos segundos (incluso para impactores de gran tamaño) y acaba en este punto, cuando la onda de rarefacción toma contacto con la superficie. Después de esta etapa, el proyectil en sí mismo no juega un rol importante en la formación del cráter de impacto y la verdadera excavación es llevada a cabo por la onda de choque en expansión.

### **Etapa de excavación: el cráter transitorio**

Esta es la etapa en la cual el cráter de impacto es abierto como resultado de las complejas interacciones entre la onda de choque y el material original del terreno (ver Figura 3.2).

Cuando termina la etapa de contacto, el proyectil es rodeado por una envoltura aproximadamente esférica de ondas de choque que se expanden rápidamente a través del material rocoso. Como el impactor pudo penetrar una cierta distancia, el centro del hemisferio yace en un punto por debajo de la superficie original del terreno (ver Figura 3.2).

Las ondas que viajan hacia la superficie son reflejadas como ondas de rarefacción. En las regiones cercanas a la superficie, la fuerza de estas ondas excede la resistencia mecánica del material rocoso, provocando fracturas y astillamiento (ver Figura 3.1). Este proceso de reflexión también convierte parte de la energía inicial de la onda en energía cinética, acelerando las rocas hacia el exterior, muchas de ellas en formas de fragmentos individuales viajando a altas velocidades (ver Figura 3.3). Estos procesos complejos de expulsión del material, producen un **flujo de excavación** simétrico en torno al centro de la estructura en desarrollo, aunque las direcciones de flujo del material varían de acuerdo con la posición (ver Figura 3.3): en los niveles superiores, el material se mueve principalmente hacia arriba y hacia afuera mientras que en los niveles inferiores lo hace hacia abajo y afuera. Estos movimientos rápidamente producen una depresión con forma de cuenco que se denomina **cráter transitorio**.

El cráter transitorio es dividido en aproximadamente dos zonas, una superior y otra inferior (ver Figura 3.3). La zona superior es la **zona de eyección**, donde las velocidades impartidas al material rocoso pueden alcanzar varios kilómetros por segundo, suficiente como para excavar el material fragmentado y expulsarlo fuera de la frontera del cráter, aún a distancias significantes del punto de impacto. Por esta razón, el diámetro del cráter final es usualmente mucho más grande (20-30 veces) que el diámetro del proyectil en sí. A niveles más profundos, la intensidad de la onda es menor, resultando en fracturas menos pronunciadas y velocidades de flujo de excavación bajas. En este caso, la dirección de las líneas de flujo no permite eyectar material más allá de la frontera del cráter. Por estos motivos, se denomina esta región como **zona de desplazamiento**, en la cual el material es desplazado hacia abajo y hacia el exterior, de manera aproximadamente coherente.

Ambas regiones del cráter transitorio continúan expandiéndose, conjuntamente con la elevación de las rocas cercanas a la superficie, formando la **frontera del cráter transitorio**. Mientras tanto, las ondas de choque y las ondas de rarefacción son lo suficientemente intensas como para eyectar o desplazar material desde la cavidad en desarrollo. Sin embargo, estas ondas continuamente pierden energía al deformar o eyectar

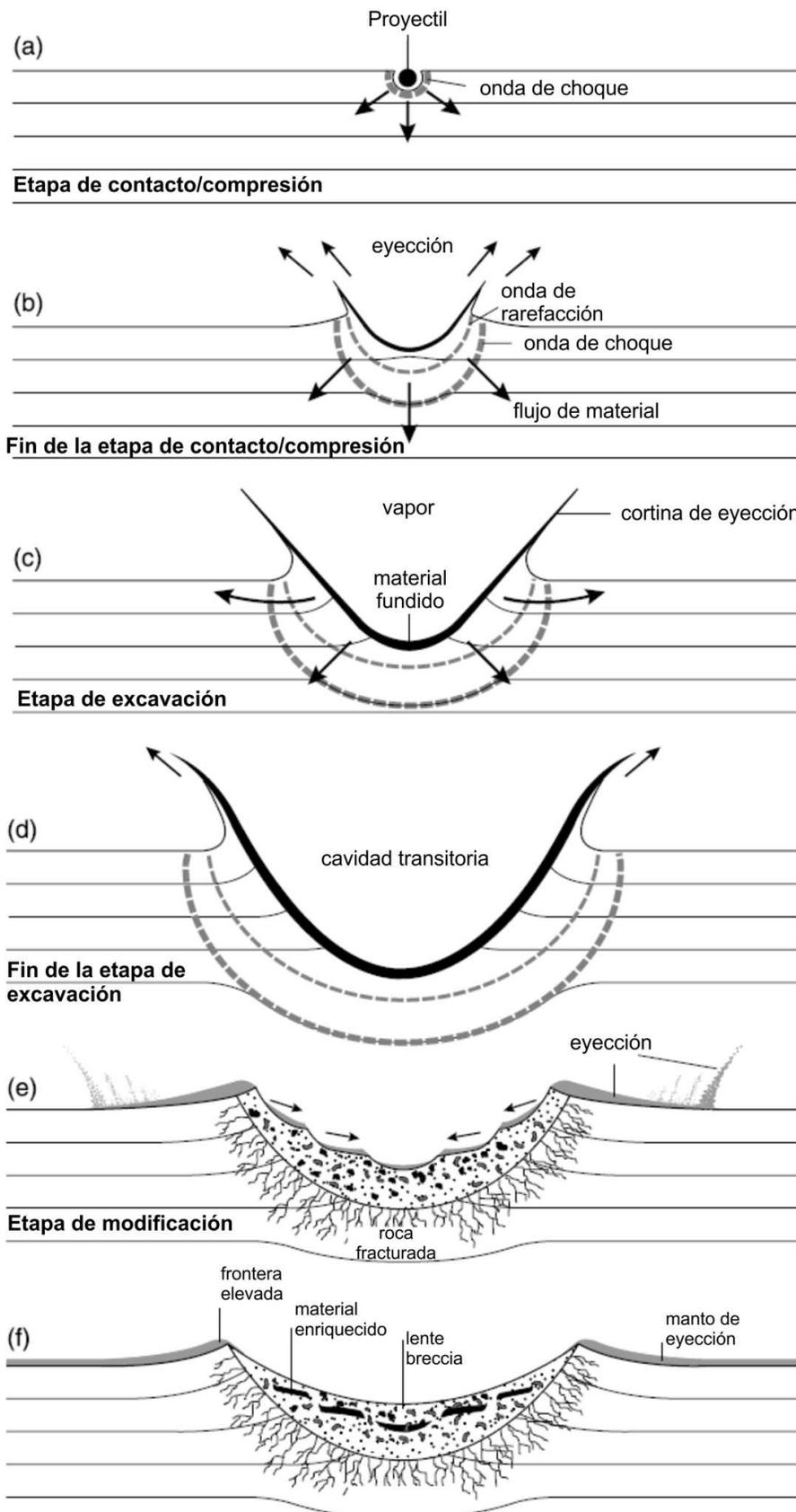


Figura 3.2: **Formación de una estructura de impacto simple.** (Imagen extraída y modificada de French 1998, Fig. 3.3, p. 21)

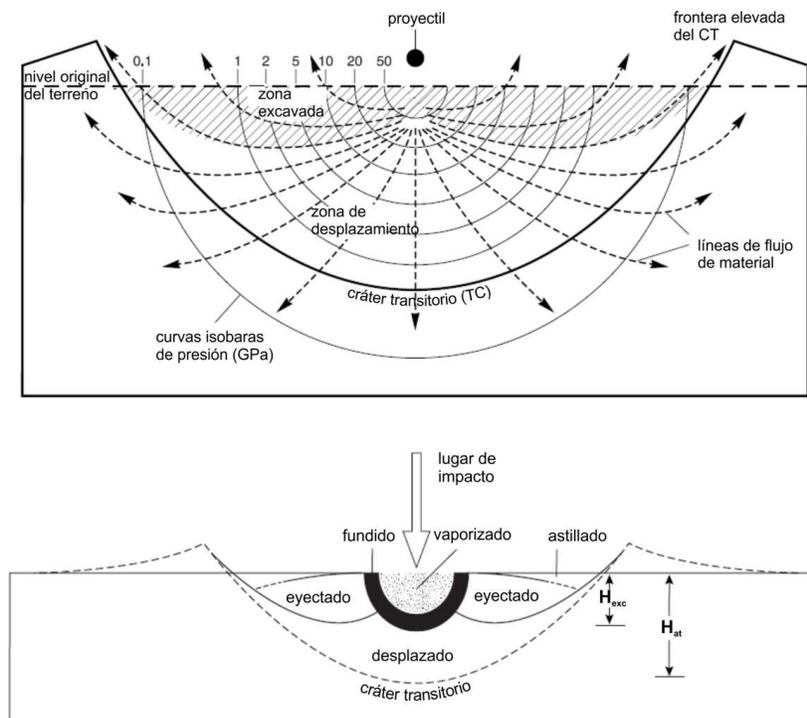


Figura 3.3: *Cráter transitorio*. **Sup.:** formación del cráter transitorio. Picos de presión de la onda de choque en torno al punto de impacto se muestran como isobaras. La interacción compleja entre la onda de choque y el material rocoso provoca que, en la parte superior, el material sea fracturado, excavado y eyectado más allá de la frontera del cráter. En la parte inferior, el material es desplazado hacia afuera y abajo, sin alcanzar la superficie. **Inf.:** ubicación del material afectado por la onda de choque. La zona vaporizada, muy cercana al punto de impacto, contiene una mezcla de proyectil y material superficial vaporizado. La zona adyacente consiste de una fusión que se mueve hacia abajo y afuera, a lo largo del suelo de la cavidad transitoria. (Imágenes extraídas y modificadas de French 1998, Fig. 3.4 y 3.5, p. 22)

el material que atraviesan. En el momento en el cual las ondas no son capaces de excavar o desplazar más material, el crecimiento del cráter transitorio cesa y éste alcanza su máxima extensión (Figura 3.2).

La etapa de excavación, aunque más larga que la etapa de contacto y compresión, es también, en general, muy breve. Melosh (1989) indica que la excavación de un cráter de 1 km de diámetro ocurre en aproximadamente 6s, mientras que para un cráter de 200 km son necesarios 90s.

En general, se asume que todas las estructuras de impacto, independientemente de su forma final o de la complejidad de su posterior desarrollo, pasan por un estado de cráter transitorio, haciendo que este estado cobre una importancia crítica. Definir el cráter transitorio es también un paso clave para determinar características importantes del evento de impacto: la energía del mismo, el tamaño y la velocidad del proyectil, la cantidad de material fundido y eyectado durante su formación, entre muchos otros.

### Etapa de modificación: cráteres simples, complejos y multi-anillos

Cuando acaba la etapa de excavación, el cráter transitorio alcanza su tamaño máximo y la posterior etapa de modificación comienza inmediatamente. En esta instancia, las ondas de choque han decaído a ondas de tensión elásticas de baja presión y ya no juegan un rol importante en el desarrollo del cráter. En cambio, el cráter transitorio es inmediatamente modificado por factores más convencionales como la gravedad y la mecánica del material rocoso.

La primera parte de la etapa de modificación, durante la cual los cambios más importantes ocurren, dura sólo un poco más que la etapa de excavación: menos de un minuto para estructuras pequeñas y algunos pocos minutos para estructuras mayores (Melosh, 1989). Sin embargo, la etapa de modificación no tiene un final marcado y estos procesos comienzan a unirse gradualmente con los procesos geológicos normales del terreno.

El grado de alteración que sufrirá el cráter durante esta etapa de modificación depende fuertemente de su tamaño y, en menor medida, de la estructura y propiedades del material rocoso. En general, podemos decir que tres tipos de estructuras de impacto pueden formarse: **cráteres simples**, **cráteres complejos** y **cráteres multi-anillos** (French 1998).

- **cráteres simples:** son el resultado de la alteración de cráteres transitorios pequeños, principalmente mediante el colapso de sus paredes superiores cambiando poco la forma del cráter transitorio original. Como resultado de esta alteración se forma una depresión con forma de cuenco cuyo diámetro puede ser, a lo sumo, un 20 % mayor que el diámetro del cráter transitorio y cuya profundidad es prácticamente la misma.

Durante la modificación, el cráter simple es inmediatamente llenado a aproximadamente la mitad de su profundidad original, por una mezcla de eyección re-depositada con escombros desplomados de las paredes y la frontera (Imágenes *e* y *f*) de la Figura 3.2). Este “relleno” es usualmente denominado **lente breccia** y, dependiendo de su posterior historia geológica, será erosionado o bien cubierto y preservado por una capa de material sedimentario.

- **cráteres complejos:** las estructuras de impacto mayores que resultan de la etapa de modificación tienen una forma diferente, bastante más compleja. En general se caracterizan por un levantamiento en la región central, un piso bastante plano y extensas zonas de colapso hacia adentro, cerca de la frontera.

Los grandes eventos de impacto que forman cráteres complejos, aparentemente liberan suficiente energía como para superar la tensión crítica del material rocoso en un gran volumen del mismo, debajo del gran cráter transitorio. Como resultado, la etapa de modificación involucra interacciones complejas entre los efectos de la onda de choque, la gravedad y la tensión y estructura del material rocoso. Los detalles de estas interacciones aún no están claros, pero como resultado general, el cráter transitorio original con forma de cuenco es inmediatamente modificado por el levantamiento de las rocas debajo de la región central, formando la llamada **elevación central**. Al mismo tiempo, el material rocoso de la periferia, colapsa hacia abajo y hacia adentro del cráter a lo largo de fallas concéntricas para formar anillos de depresión y una serie de terrazas a lo largo de los márgenes externos de la estructura final.

A medida que el tamaño del cráter transitorio es mayor, las estructuras resultantes se vuelven más complejas y el carácter de la elevación central se modifica, siendo el pico central reemplazado por una serie de anillos concéntricos y un sistema de cuencos.

- **cráteres multi-anillos:** las mayores estructuras de impactos identificadas en el Sistema Solar tienen diámetros que van desde algunos cientos a más de 1000 km. Su apariencia es la de enormes “ojos geológicos”, compuestos por un sistema de anillos múltiples, concéntricos y elevados, combinados a la vez con un sistema de valles. En general se define a estas estructuras como aquellas que tienen dos o más anillos interiores, además de la frontera exterior. Se cree que fueron producidos por proyectiles de cientos de kilómetros de diámetro y datan del período temprano del Sistema Solar, cuando estos objetos eran abundantes y las colisiones frecuentes. Estas estructuras representan los impactos más catastróficos y los movimientos de modificación del material del cráter transitorio son muy complejos y escasamente comprendidos.

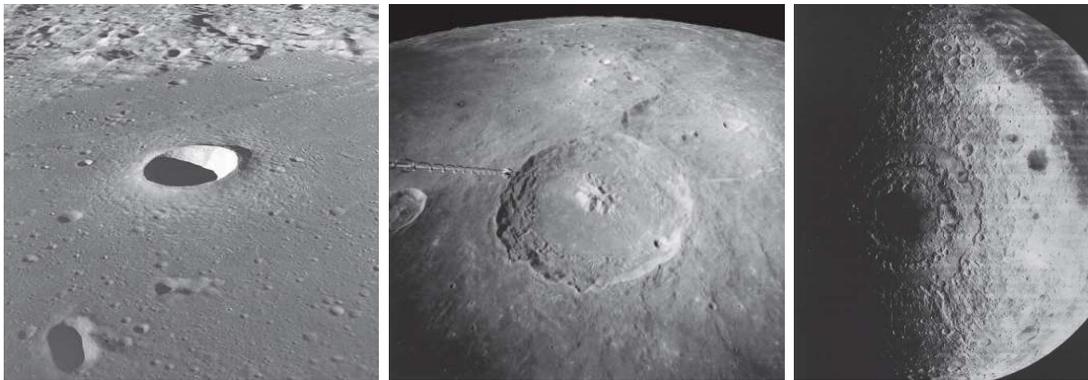


Figura 3.4: **Estructuras que resultan de la etapa de modificación.** **Izq.:** cráter lunar simple: contorno circular, forma de cuenco, frontera elevada y depósitos de material eyectado en torno a la frontera (Imagen AS10-29-4324 de Apolo 10). **Cen.:** cráter lunar complejo: elevación central, contornos escalonados y circulares, terrazas colapsadas con deslizamiento hacia el centro y depósitos de eyección en las afueras de la frontera. (Imagen AS16-M-0692 de Apolo 16). **Der.:** cráter lunar multi-anillo: estructura formada por un sistema de anillos concéntricos con diámetros de 620, 480 y 320 km, rodeada por rasgos radiales (abajo a la derecha) que pueden haber sido producidos por eyecciones tangenciales del material excavado. (Imagen LO-IV-187M de Lunar Orbiter)

## 3.2. Cráteres y física de eyección

Como se discutió en la sección anterior, durante la etapa de excavación del cráter transitorio el material cercano a la superficie es eyectado fuera de la frontera del cráter, como resultado de la interacción de la onda de choque con el material. En general, dependiendo de los detalles de interés, el proceso de eyección puede analizarse desde dos aproximaciones:

- Aproximación de **campo cercano**, donde los detalles del impacto son importantes. En este caso se incluyen las densidades de energía y las velocidades de eyección más altas, incluyendo fenómenos como *jettings*, *efectos de rebote* y el astillamiento que ocurre para los impactos oblicuos.
- Aproximación de **campo lejano**, donde los detalles del impacto son secundarios. En general este caso abarca principalmente las masas de mayor tamaño.

En general, la aproximación de *campo lejano*, es suficiente para describir a grandes rasgos el proceso de eyección durante la formación del cráter transitorio.

El tamaño y la velocidad de las partículas eyectadas, por su parte, dependen tanto de la velocidad del impacto como de la naturaleza y composición de la superficie objetivo.

### 3.2.1. Modelos de eyección

Los siguientes modelos son desarrollos teóricos tendientes a simular el proceso de eyección teniendo en cuenta las características del material en el que ocurre el impacto, en la aproximación de campo lejano. Esta aproximación deja de ser válida en el caso de impactos oblicuos. Resulta importante enfatizar que ambos modelos son idealizados y muy simplificados, ya que la fragmentación real de la roca y su posterior eyección, es sustancialmente más compleja.

#### Modelo de astillamiento.

Es de esperar que si un impacto ocurre en una superficie suficientemente compacta, éste produzca astillas (*spalls*) como eyección. Melosh (1984, 1985a, 1989) desarrolló una teoría de astillamiento en la cual una zona delgada de material competente cercano a la superficie, es sometida a presiones relativamente bajas tras el impacto. Las ideas generales de esta teoría se explican a continuación.

Melosh (1984) aproximó un impacto por una explosión subterránea ocurrida en un punto (el centro equivalente) a una profundidad  $\delta$  bajo la superficie, dada por

$$\delta = d(\rho_i/\rho_t)^{1/2} \quad (3.1)$$

donde  $d$  es el diámetro del impactor y  $\rho_i$  y  $\rho_t$  son las densidades del impactor y del objetivo, respectivamente. En el modelo más realista que presenta Melosh (1984), una onda de compresión se origina en el centro equivalente y se propaga radialmente hacia afuera. Cuando esta onda alcanza la superficie, digamos a una distancia  $x$  del punto de impacto, la onda subtiende un ángulo  $\theta$  con respecto a la vertical ( $\tan \theta = x/\delta$ ). Por otra parte, dos ondas son reflejadas desde la superficie: una onda de tracción reflejada a un ángulo  $\theta$  y una onda de corte reflejada a un ángulo  $\phi$ . La relación entre ambos ángulos está dada por:

$$\frac{\sin \phi}{\sin \theta} = \left( \frac{1 - 2\nu}{2 - 2\nu} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

donde  $\nu$  es el coeficiente de Poisson del material objeto del impacto. <sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>La constante  $\nu$  es una constante elástica que proporciona una medida del estrechamiento de sección de un prisma de material elástico, lineal e isótropo, cuando se estira longitudinalmente y se adelgaza en las direcciones perpendiculares a la de estiramiento

En la superficie misma, las ondas interfieren destructivamente y esto resulta en una presión nula. La cancelación de la presión es progresivamente menos eficiente a mayores profundidades; eventualmente esta presión se vuelve mayor que la fuerza de tracción del material objetivo y las astillas son eyectadas de la superficie. La velocidad de eyección  $v_e$  de estas esquirlas está dada por la suma vectorial de las velocidades de las partículas en las tres ondas:

$$v_e = \frac{2v_p \sin \theta}{(\tan \phi \tan^2 2\phi + \tan \theta) \cos^2 2\phi} \quad (3.3)$$

Asumiendo que la velocidad del proyectil impactor es  $U$ , Melosh (1984) obtiene la siguiente expresión para la velocidad de la partícula eyectada  $v_p$

$$v_p = \left( \frac{\rho_i}{\rho_t} \right) \left( \frac{U}{2} \right) \left( \frac{d}{2\sqrt{x^2 + \delta^2}} \right)^{1.87} \quad (3.4)$$

El modelo predice la eyección de esquirlas de relativamente gran tamaño, a altas velocidades. El astillamiento es, por ejemplo, el mecanismo aceptado por el cual los meteoritos fueron eyectados desde la Luna y Marte. Además, esquirlas de gran tamaño se cree que fueron las responsables de algunas de las estructuras de impacto secundarias más importantes del Sistema Solar, como el cráter Copérnico en la Luna y el cráter Lyot en Marte (Vickery, 1986; 1987).

### Modelo de escombros

Si el impacto ocurre, en cambio, sobre un regolito no-consolidado, el proceso de eyección resultante es muy diferente. En este caso, la velocidad de eyección sigue el modelo de Housen et al. (1983). Para un regolito, en el régimen gravitatorio, estos autores encuentran que la velocidad de eyección  $v_e$  depende de la distancia al lugar de impacto  $x$  de la siguiente forma:

$$v_e = K \sqrt{gR_t} (x/R_t)^{-e_x} \quad (3.5)$$

donde tanto  $K$  como  $e_x$  son constantes,  $g$  es la gravedad superficial y  $R_t$  es el radio del cráter transitorio (ver Chapman y McKinnon 1986, p. 516).

Existen en la bibliografía muchos estudios que proponen valores diferentes para  $K$  y  $e_x$ , o que bien establecen cotas para los valores posibles que pueden tomar (por ejemplo Cintala et al., 1999; Melosh, 1989; Schmidt y Housen, 1987; Chapman y McKinnon, 1986).

En el presente trabajo se adoptará los valores utilizados en el trabajo de Alvarellos et al. (2005):  $e_x = 1,77$  y

$$K \simeq 0,62(\rho_i/\rho_t)^{0,2} \quad (3.6)$$

### 3.2.2. Tamaños de cráteres

Supongamos que un objeto impactor con diámetro  $d$  km y con densidad  $\rho_i$ , golpea una superficie de densidad  $\rho_t$ , a una velocidad  $U$  y con un ángulo cenital de incidencia

$\psi$ . Basados en el trabajo de Schmidt y Housen (1987), Zahnle et al. (2003) derivaron la siguiente expresión para el diámetro del cráter transitorio en km:

$$D_t = 1,1 \left( \frac{U^2}{g} \right)^{0,217} \left( \frac{\rho_i \cos \psi}{\rho_t} \right)^{0,333} d^{0,783} \quad (3.7)$$

donde  $g$  es la aceleración de la gravedad en la superficie. Para cráteres de mayor tamaño que un diámetro crítico  $D_c$ , el cráter transitorio pierde su forma simple de cuenco y se desploma en un cráter complejo, con forma de “plato”. De acuerdo a Zahnle et al. (2003), para  $D_t \geq D_c$ , el diámetro del cráter final estará dado aproximadamente por la relación

$$D_f \simeq 0,7 D_t^{1,13} \quad (3.8)$$

En el otro caso, es decir para  $D_t < D_c$ , el diámetro del cráter final es aproximadamente el mismo que el del cráter transitorio,  $D_f = D_t$ . A modo de ejemplo, para los satélites de Saturno Mimas, Tethys y Rhea,  $D_c \simeq 15$  km (Zahnle et al., 2003).

### 3.2.3. Velocidad heliocéntrica de impactos

A partir de los estudios sobre dinámica orbital de cometas eclipticales de Levison y Duncan (1997), Zahnle et al (2003) utilizaron simulaciones Monte Carlo para tabular las velocidades medias de impacto de objetos en órbitas heliocéntricas en el Sistema Solar externo. En ese trabajo, estos autores encontraron que la componente normal media de la velocidad de impacto, pesada por la probabilidad de impacto, está dada por (Zahnle et al., 2001):

$$\langle U_{\perp}(\beta) \rangle \approx v_{orb}(1 + 0,66 \cos \beta) \quad (3.9)$$

donde  $\beta$  es la distancia angular al sitio de impacto desde el ápex de movimiento y  $v_{orb}$  es la velocidad orbital circular del satélite. La velocidad media total heliocéntrica de impacto puede ser aproximada por la siguiente expresión:

$$\langle U(\beta) \rangle \approx \sqrt{3} v_{orb}(1 + 0,9 \cos \beta)^{0,35} \quad (3.10)$$

Las diferentes dependencias con la distancia angular al ápex  $\beta$  resultan de una tendencia sistemática de la velocidad heliocéntrica de impacto con el ángulo de incidencia: impactos cercanos al ápex de movimiento tienden a ser más normales, mientras que impactos cercanos al antápex son generalmente más oblicuos.

## 3.3. Destino de la eyección de impactos en satélites de Saturno

Con el objeto de estudiar la dinámica de las partículas eyectadas como resultado de una colisión en satélites de Saturno, Alvarellos et al. (2005) integran numéricamente estas trayectorias para conocer su destino. Los autores realizan las integraciones de manera convencional, considerando las perturbaciones de los satélites clásicos de Saturno, el achatamiento de este planeta y las perturbaciones solares. Las eyecciones son simuladas desde cuatro de los cráteres más importantes de tres satélites regulares de Saturno: *Herschel* en Mimas, *Odysseus* y *Penélope* en Tetis y *Tirawa* en Rea.

En este trabajo, las condiciones iniciales se generaron utilizando los modelos de eyección anteriormente detallados, en la forma de posiciones y velocidades para las partículas eyectadas, consistentemente con la física de craterización conocida, en la aproximación de campo lejano. Para hacerlo, se construyeron para cada cráter 20 anillos de eyección de igual área, concéntricos en torno al centro de cada cráter, tomando como radio interior del anillo más interno  $r_{MIN} = d/2$  y como radio exterior del anillo más externo la distancia al cráter donde la velocidad de eyección cae debajo de la velocidad de escape del satélite, tomando como tal una expresión modificada de la velocidad de escape en dos cuerpos, con un criterio que se discute en el Apéndice B.

Para cada uno de los veinte anillos se computó la velocidad, utilizando los modelos de eyección de *astillamiento* y de *escombros*, anteriormente descritos. Algunas de las conclusiones más relevantes de ese trabajo son las siguientes:

- Independientemente del modelo de eyección asumido para las partículas, la mayor parte del material eyectado es re-acretado por el satélite fuente. Un pequeño porcentaje (a lo sumo un 17%) de las partículas, impacta con algún satélite vecino.
- Las eyecciones lanzadas desde el lado delantero de los satélites tienden a ser acretadas principalmente por el lado trasero del satélite fuente. En contraste, las eyecciones desde el lado trasero, tienden a acretarse desde el lado delantero.
- Los tiempos de barrido del 50% del material varían, dependiendo el caso, desde 10 años hasta 150 años.

A modo ilustrativo, la Figura 3.5 muestra instantáneas de las posiciones de las partículas eyectadas para cuatro tiempos diferentes, para la simulación hecha a partir de eyecciones desde Mimas, utilizando el *modelo de escombros*. Como puede observarse la mayor parte de las partículas permanece en la vecindad del satélite y, a medida que pasa el tiempo, son re-acretadas sobre éste.

### 3.4. Discusión y motivación

Los resultados obtenidos por Alvarellos et al. (2005) muestran que, como resultado de una fuerte colisión con un satélite de Saturno, se genera una población de baja energía que es prácticamente co-orbital al satélite colisionado y que, mayoritariamente, es acretada por éste, en algunos cientos de años. Esto permite especular sobre la posibilidad de que una población como ésta, es decir, una población de material generada como remanente de grandes impactos que dejaron como resultado cráteres de tamaños considerables sobre Iapetus, sea la semilla inicial de dicotomía de albedo sobre este satélite, la cual permitió que luego actúen de manera efectiva los mecanismos de migración del hielo que, finalmente, resultaron en un patrón de albedo como el que se observa en la actualidad. Para testear esta posibilidad, y así aportar un nuevo enfoque al problema de la dicotomía de albedo sobre Iapetus, se desarrollaron simulaciones de eyecciones de impactos desde algunos de los cráteres más importantes que presenta Iapetus en su superficie, a partir de los resultados conocidos de la física de eyección. Los detalles de estas simulaciones junto con los resultados obtenidos se describen en el siguiente capítulo.

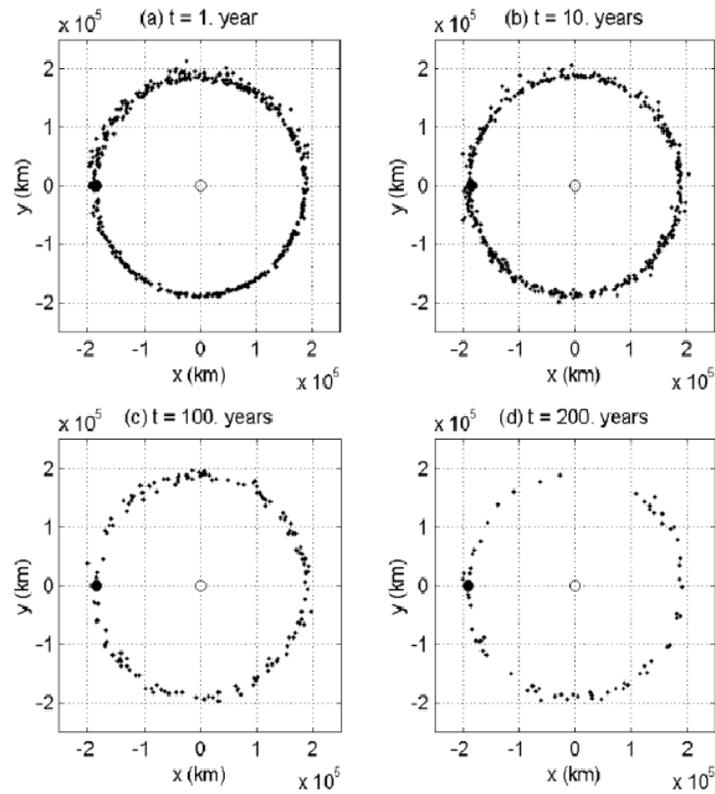


Figura 3.5: Posiciones de las partículas eyectadas desde Mimas, en cuatro tiempos diferentes, con el modelo de escombros. Porcentaje de la población original: **a)** a  $t = 1$  año, 91%. **b)** a  $t = 10$  años, 78%. **c)** a  $t = 100$  años, 48%. **d)** a  $t = 200$  años, 35%. (Imagen extraída de Alvarellos et al. 2005, p. 118, Fig. 14).

## Capítulo 4

# Condiciones iniciales y experimentos numéricos

En el capítulo anterior, se describieron de manera general las ideas básicas sobre la formación de un cráter de impacto y la posterior eyección de material que éste proceso genera. Se presentaron, además, los modelos que existen en la actualidad para tratar de simular dicha eyección, junto con un antecedente relativamente reciente de estudio de la dinámica de estas partículas, en los satélites de Saturno. En este contexto, se expusieron los principales argumentos para suponer que la población remanente de un gran evento de colisión en Iapetus, puede haber tenido un rol esencial en la formación del patrón de albedo que se observa actualmente sobre él.

En el presente capítulo, se detallan los principales resultados obtenidos al integrar numéricamente trayectorias correspondientes a condiciones iniciales de partículas eyectadas después de un gran impacto en Iapetus, a partir de los modelos de eyección expuestos anteriormente. En la primera parte, se describe el método para generar las condiciones iniciales, presentando una discusión sobre los parámetros asumidos para hacerlo. En la segunda parte, se presentan los resultados de las integraciones numéricas realizadas, con particular detalle en las distribuciones de re-impactos obtenidas en cada integración.

### 4.1. Sobre el lugar de eyección

Para poder inferir que, en el pasado, una población de baja energía resultó de un gran evento de colisión sobre Iapetus, es necesario encontrar cierta evidencia de este violento impacto en su superficie. Como puede verse en la Figura 4.1, la superficie de Iapetus presenta muchas evidencias de impactos, entre las que se destacan dos estructuras mayores de tamaño comparable: una de ellas, el llamado *cráter Turgis*, ubicado sobre la Región Cassini en el hemisferio delantero y la otra, el *cráter Engelier*, en el hemisferio opuesto.

Como se comentó en la Sección 3.3, de acuerdo al trabajo de Alvarellos et al. (2005), la población eyectada desde un cráter en el hemisferio delantero de un satélite (en rotación sincrónica) debido a un gran impacto, es principalmente acretada sobre el hemisferio opuesto. En contraparte, si la colisión se produce sobre el hemisferio trasero, el material eyectado tiende a acretarse preferentemente sobre el lado delantero. Con estos resultados, esperando obtener una población de baja energía que re-impacte con una distribución

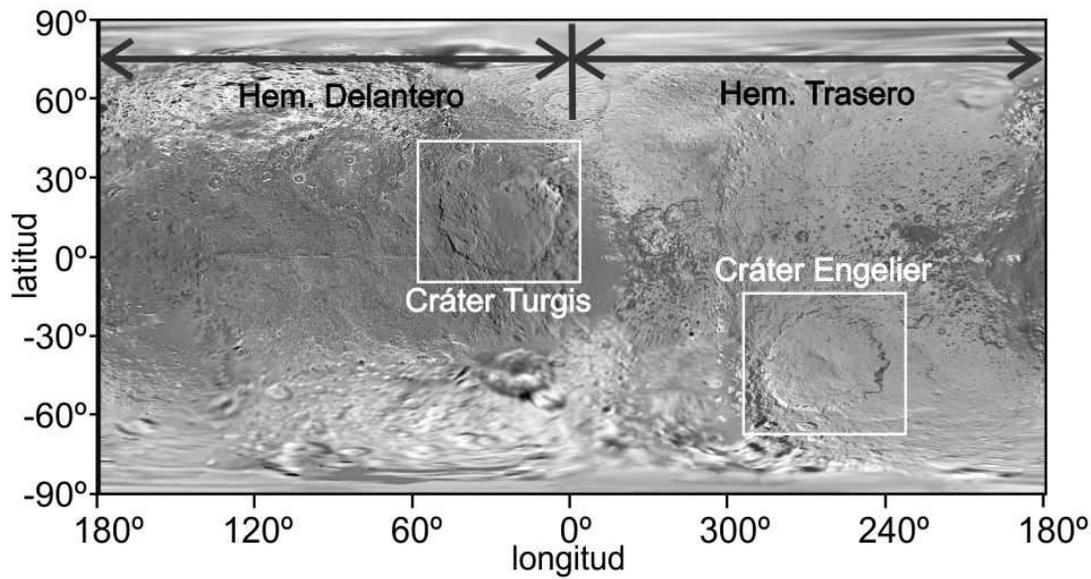


Figura 4.1: Grandes estructuras de impacto en la superficie de Iapetus.

espacial con máximo en el hemisferio delantero (dicotomía observada en Iapetus), en la mayor parte de las integraciones realizadas en este trabajo se simulará la eyección de material desde el cráter ubicado sobre el lado trasero, es decir, el *cráter Engelier*. Esta estructura de impacto es de tipo complejo, con la típica forma de plato y una prominente elevación central, además de una frontera bastante circular, colapsada en escalones hacia el interior (ver Figura 4.1). Posee un diámetro aproximado de 504 km y, considerando el sistema adoptado por la IAU para este satélite (ver Figura 4.2), las coordenadas del centro del mismo son  $\lambda \simeq 264,7^\circ$  y  $\delta \simeq -40,5^\circ$ .<sup>1</sup>

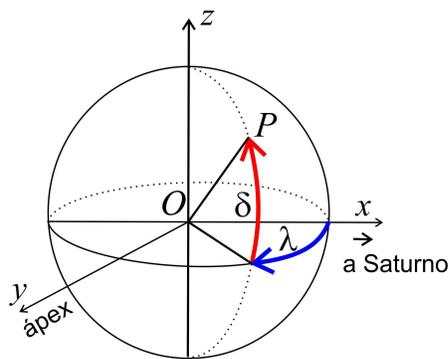


Figura 4.2: Sistema de coordenadas adoptado por la IAU para Iapetus.

<sup>1</sup><http://planetarynames.wr.usgs.gov/Feature/14463>

## 4.2. Parámetros asumidos para el gran impacto

Para generar condiciones iniciales realistas para simular la eyección de material es necesario asumir, con cierto criterio, algunos parámetros característicos del impacto como son: el ángulo de impacto  $\psi$ , la densidad superficial de Iapetus  $\rho_t$  y la densidad del objeto impactor  $\rho_i$ . La ecuación (3.7) permite, mediante estos parámetros, estimar el diámetro del objeto impactor, el cual, como se discutirá más adelante, es necesario para generar las condiciones iniciales.

En el caso del ángulo de impacto  $\psi$ , en este trabajo se adopta el valor  $\psi = 45^\circ$  deducido por Shoemaker (1962) como aquel que se corresponde con el valor más probable, que resulta de considerar una distribución aleatoria de proyectiles incidentes. Si bien intuitivamente podríamos esperar que impactos con este ángulo de incidencia resulten en cráteres con forma elongada, el trabajo de Gault y Wedekind (1978) demuestra que las estructuras de impacto resultantes, aún para colisiones muy oblicuas, conservan fronteras circulares. Este resultado se obtuvo a partir de una serie de experimentos en laboratorio con esferas de aluminio y de vidrio *pirex*, impactadas sobre arena de cuarzo no-cohesivo, con velocidades en el rango de 3,6 a 7,2 km/s, y acualmente es el aceptado. La Figura 4.3, tomada de ese trabajo, es la que permitió inferir esta conclusión.

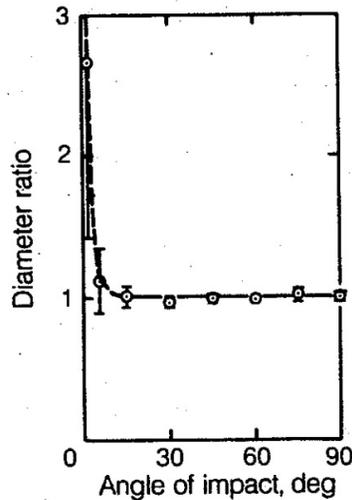


Figura 4.3: Elongación de las fronteras de los cráteres, determinada como el cociente de sus semiejes, en función del ángulo de impacto, medido desde la dirección tangente a la superficie ( $90^\circ$  equivale a impactos normales). Figura 1 del trabajo de Gault y Wedekind (1978).

Respecto de la densidad superficial de Iapetus  $\rho_t$ , el valor utilizado en este trabajo es el correspondiente a la densidad del hielo de agua  $\rho_t = 0,9 \text{ g/cm}^3$ . Esta densidad es la que usualmente se asume en la literatura como densidad superficial de los satélites helados (Alvarellos et al. 2005).

Finalmente, el valor de densidad del impactor  $\rho_i$  es una fuente importante de incerteza. Conocer esta densidad implicaría conocer que tipo de objeto originó el impacto y esto es prácticamente imposible. Para evaluar diferentes posibilidades, en este trabajo se considerarán tres valores diferentes:  $\rho_i \sim \rho_{cometa} = 0,6 \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho_i = \rho_t = 0,9 \text{ g/cm}^3$  y  $\rho_i \sim \rho_{Febe} = 1,638 \text{ g/cm}^3$ .

### 4.2.1. Parámetros estimados del gran impacto

A partir de la posición del centro del cráter de impacto *Engelier* ( $\lambda$ ,  $\delta$ ), utilizando la ecuación (3.10), es posible estimar la velocidad del impacto que produjo dicha estructura, bajo la suposición de que se trataba de un objeto en órbita heliocéntrica. Para hacerlo, asumimos para Iapetus una velocidad orbital media  $v_{orb} = 3,265$  km/s y, para determinar la distancia angular entre el centro del cráter y el ápex de movimiento, construimos un triángulo esférico con tres círculos máximos: el ecuador del satélite, el meridiano que pasa por el centro del cráter y el círculo máximo que pasa por el ápex de movimiento y por el centro del cráter. Utilizando trigonometría esférica es fácil ver que esta distancia angular corresponde a  $\beta = 139,2^\circ$ . Con estos datos, la velocidad de impacto estimada resulta

$$U \sim 3,8 \text{ km/s}$$

Con esta velocidad, las ecuaciones (3.7) y (3.8) permiten estimar el diámetro  $d$  del objeto impactor. Si suponemos una gravedad superficial  $g = 0,224m/s^2$ , los diferentes valores para  $d$  varían de acuerdo a los diferentes valores de densidad de impactor  $\rho_i$  asumidos. Para las densidades utilizadas en este trabajo, los valores estimados para  $d$  y para el factor de amplificación de la velocidad de eyección  $K$  (ver ecuación (3.6)) se encuentran en la Tabla 4.1.

	$\rho_i = 0,6 \text{ g/cm}^3$	$\rho_i = 0,9 \text{ g/cm}^3$	$\rho_i = 1,638 \text{ g/cm}^3$
$d[\text{km}]$	96	81	63
$K$	0,57	0,62	0,70

Tabla 4.1: Diámetro del impactor  $d$  y amplitud de la velocidad de eyección  $K$ , para diferentes valores de densidad de impactor  $\rho_i$  asumidos. La incerteza estimada para  $d$  es aproximadamente del  $\pm 30\%$  (Alvarellos et al., 2005).

## 4.3. Condiciones iniciales

Para computar las condiciones iniciales de la eyección se procedió de manera análoga al trabajo de Alvarellos et al. (2005). Partimos de la latitud  $\delta$  y la longitud  $\lambda$  del centro del cráter de impacto. Este punto constituye el origen de nuestro sistema de coordenadas topocéntrico, sobre el cual construimos 1000 *anillos de eyección*, tomando como radio interno del anillo más interior  $r_{min} = d/2$  y como radio externo del anillo más exterior  $r_{max} = D_t/2$  (radio del cráter transitorio)(ver Figura 4.4). El ancho de cada uno de los 1000 anillos se calculó de manera que todos tengan el mismo área y, por lo tanto, se simule la eyección de la misma cantidad de material desde cada uno de ellos.

Para cada radio intermedio de cada anillo se calculó el valor de la velocidad de eyección a partir del *modelo de escombros*. Este modelo fue el elegido para nuestras simulaciones fundamentalmente por dos motivos: por un lado, de acuerdo Smith et al. (1981), la presencia de cráteres con contorno irregular es evidencia de una superficie poco compacta y dicha característica se observa en la superficie de Iapetus. Por otra parte, los resultados que obtienen Alvarellos et al. (2005) son independientes del modelo de eyección asumido. Para determinar la velocidad efectiva final de las partículas eyectadas,

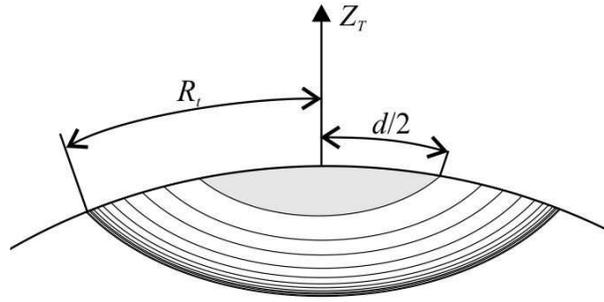


Figura 4.4: Esquema de anillos de eyección.

además, se tuvo en cuenta la componente introducida por la rotación intrínseca del satélite.

La Figura 4.5 muestra la dependencia de la velocidad de eyección provista por el modelo de escombros, en función de la distancia al centro del cráter, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. Además, se muestra el radio mínimo  $r_{min}$  desde donde se comenzaron las integraciones para cada  $\rho_i$ , así como la velocidad de escape utilizada en el trabajo de Alvarellós et al. (2005) para restringir las integraciones (ver Apéndice B). Como puede observarse, la mayor parte de las condiciones iniciales utilizadas en este trabajo (aproximadamente el 89 %) son menores a esta velocidad, por lo que no será posible realizar una comparación directa con los resultados obtenidos en ese trabajo.

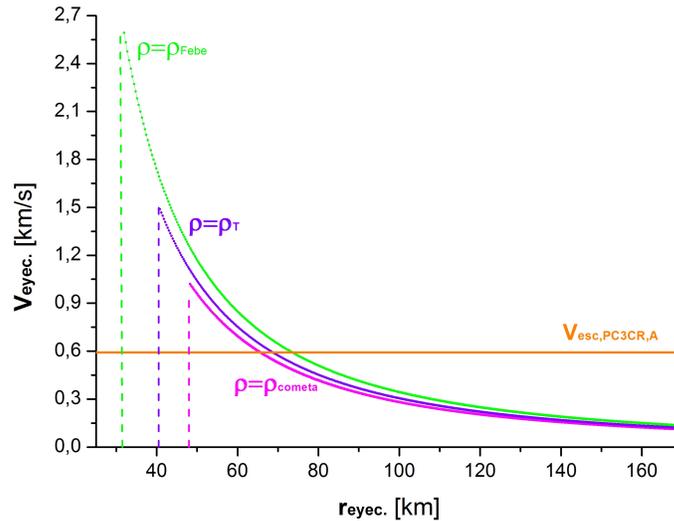


Figura 4.5: Perfiles de velocidad de eyección provistos por el modelo de escombros, para las densidades de impactor asumidas:  $\rho_i = \rho_{Febe}$  (en verde),  $\rho_i = \rho_T$  (en violeta) y  $\rho_i = \rho_{cometa}$  (en magenta). Las líneas a trazos indican el radio mínimo  $r_{min}$  desde donde comenzaron las integraciones (estimado por la ec. (3.7)), para cada  $\rho_i$ . La línea naranja corresponde a la velocidad de escape de Iapetus modificada para el PC3CR de acuerdo al criterio de Alvarellós et al. (2005)  $V_{esc,PC3CR,A} = 0,593$  km/s.

Finalmente, cada anillo de eyección fue dividido en 1440 segmentos angulares, lan-

zando una partícula desde cada segmento a  $45^\circ$  respecto de la dirección de la vertical local.

Las transformaciones de coordenadas que relacionan los sistemas topocéntrico en Iapetus y sinódico centrado en el baricentro del sistema Saturno–Iapetus (desde donde se realizan las integraciones, en el marco del PC3CR) se detallan en el Apéndice C.

## 4.4. Modelo de integración

Como se discutió en el Capítulo 2, Sección 2.2.2, la órbita de Iapetus es aproximadamente circular y yace en una región relativamente aislada, libre de satélites que puedan producir perturbaciones significantes. Además, Leiva y Briozzo (2013) encuentran que, para las trayectorias de baja energía, las perturbaciones solares resultan despreciables: para las energías y los tiempos de impacto de estas trayectorias, las velocidades de impacto cambian a lo sumo una fracción de  $m/s$  mientras que las coordenadas de impacto a lo sumo varían unos pocos kilómetros. Bajo estas circunstancias, el PC3CR parece ser un modelo dinámico apropiado para la evolución del polvo eyectado en una colisión mayor.

Por lo expuesto anteriormente, para cada una de las condiciones iniciales generadas, se reconstruyó numéricamente la trayectoria bajo el modelo PC3CR Saturno–Iapetus–partícula, asumiendo como parámetro de masa del sistema Saturno–Iapetus  $\mu = 3,1752 \times 10^{-6}$  y utilizando unidades adimensionales estándares (*unidades sinódicas*). De esta forma, las unidades para la longitud, velocidad y tiempo son, respectivamente: 3560820 km, 3,265 km/s y 12,624 días.

Para implementar el modelo, se confeccionó una rutina en lenguaje *Fortran90* que utiliza un integrador de paso variable *Burlisch-Stoer* de precisión  $10^{-12}$  y, para evoluciones exteriores al sistema (es decir, órbitas suaves), adapta un integrador *Runge-Kutta* de orden 8 (Press et al. 1992). Se tuvo especial cuidado en ajustar los pasos de integración cuando las trayectorias se aproximan al satélite, de manera tal de poder computar los impactos.

En todos los casos las integraciones se realizaron hasta registrar:

- una colisión con Iapetus, asumiendo para el radio del satélite el valor de 735 km.
- un extremo acercamiento a Saturno, fijando como cota de distancia al planeta 0,05 unidades sinódicas ( $\sim 178000$  km).
- un escape del sistema, considerando las partículas que se alejan a más de 3 unidades sinódicas ( $\sim 10682500$  km) del centro de masa del sistema.
- una evolución simple durante un tiempo equivalente a 3000 años ( $\sim 13900$  períodos del sistema).

Para determinar los puntos de re-impacto con Iapetus se implementó el método de la bisección con alta precisión.

## 4.5. Distribuciones de impacto

Las posiciones de las condiciones iniciales de eyección, así como las coordenadas de re-impacto sobre Iapetus de las trayectorias integradas numéricamente, son las correspondientes al sistema sinódico del PC3CR Saturno-Iapetus  $(X_S, Y_S, Z_S)$ . Para poder mapear estas coordenadas en pares longitud–latitud sobre el satélite, es necesaria una transformación de coordenadas al sistema Iapetus-céntrico  $(X_{\parallel S}, Y_{\parallel S}, Z_{\parallel S})$ . En este sistema, la longitud  $\lambda$  y la latitud  $\delta$  de un punto sobre la superficie de Iapetus, medidas de acuerdo al sistema de la IAU (ver Apéndice C), quedan definidas por

$$\begin{aligned} X_{\parallel S} &= R \cos(\delta) \cos(\pi - \lambda) \\ Y_{\parallel S} &= R \cos(\delta) \sin(\pi - \lambda) \\ Z_{\parallel S} &= R \sin \delta \end{aligned} \quad (4.1)$$

Recordar que, en el sistema de medición de coordenadas de la IAU, el ápex de movimiento se encuentra en las coordenadas  $(\lambda, \delta) = (90^\circ, 0^\circ)$  y el centro del hemisferio en dirección a Saturno en  $(\lambda, \delta) = (0^\circ, 0^\circ)$ . De esta forma, el *hemisferio delantero* se ubica en  $0^\circ < \lambda < 180^\circ$  y el *hemisferio trasero* en  $180^\circ < \lambda < 360^\circ$ .

### 4.5.1. Proyección de Gall-Peters

Para contar impactos sobre Iapetus, dicha superficie debe ser parcelada en celdas de igual área. Para esto, al igual que en el trabajo de Leiva y Briozzo (2013), recurrimos a la **proyección cilíndrica ortográfica de Gall-Peters** (Gall 1885). Esta proyección mapea la superficie de una esfera de radio  $R$ , parametrizada por coordenadas  $(\lambda, \delta)$ , en una superficie plana (cilíndrica) expandida en coordenadas cartesianas  $(X_{GP}, Y_{GP})$ , de acuerdo a

$$\begin{aligned} X_{GP} &= R\lambda \cos(\alpha) \\ Y_{GP} &= R \sin(\delta) / \cos(\alpha) \end{aligned} \quad (4.2)$$

donde el ángulo  $\alpha$  define el *paralelo estándar*. La desventaja principal de esta proyección en cartografía es que no preserva distancias ni direcciones, por lo que los rasgos son severamente distorsionados, a menos que estén suficientemente cerca del *paralelo estándar*. Sin embargo, para cualquier elección de  $\alpha$  dos rasgos de igual área sobre la esfera son mapeados en dos rasgos de igual área sobre el cilíndrico. Esta propiedad es necesaria en nuestro caso, para asegurarnos de que celdas de igual área sobre el mapa cilíndrico se corresponden con celdas de igual área sobre la esfera, de manera de poder construir histogramas de impacto representativos.

En este trabajo se adopta el valor  $\alpha = 45^\circ$  para el *paralelo estándar* y se utilizará la versión normalizada de la proyección de Gall-Peters, de manera que  $X_{GP} \in [0; \sqrt{2}\pi]$  y  $Y_{GP} \in [-2/\sqrt{2}; 2/\sqrt{2}]$ . El *hemisferio delantero* corresponde entonces a  $X_{GP} \in [0; \pi/\sqrt{2}]$  y el hemisferio trasero a  $X_{GP} \in [\pi/\sqrt{2}; \sqrt{2}\pi]$ .

### 4.5.2. Destino de las condiciones iniciales

La Figura 4.6 muestra, en coordenadas cilíndricas de Gall-Peters, la proyección de las condiciones iniciales de eyección sobre la superficie de Iapetus, para las tres densidades de objeto impactor  $\rho_i$  asumidas en este trabajo. En color, se separaron las condiciones

iniciales de acuerdo a su destino cuando finalizaron las integraciones: *acercamiento extremo a Saturno* (en amarillo), *escape del sistema* (en verde), *re-impacto con Iapetus* (en rojo) o *permanencia en el sistema* sin cumplir ninguna de las anteriores por más de 3000 años (en azul). Esta Figura permite vislumbrar la distorsión que produce la proyección de Gall-Peters, transformando lo que era un anillo sobre la superficie en una figura con forma ovoide, en las coordenadas cilíndricas. Considerando las densidades de impactor asumidas, se puede ver que para la densidad más baja  $\rho_i = \rho_{cometa}$  las integraciones comienzan desde condiciones iniciales con un radio superficial mayor (debido a que el diámetro del objeto impactor asumido con esta densidad es mayor, ver Tabla 4.1) y las velocidades de eyección no son suficientes como para registrar algún acercamiento extremo a Saturno. Solamente algunas pocas condiciones consiguen escapar del sistema, mientras que la mayoría de las partículas más energéticas (cercanas al centro del cráter) permanecen en el sistema una vez finalizada la integración, sin colisionar. La baja velocidad de eyección provista por esta densidad para las condiciones iniciales hace que la mayor parte de las partículas eyectadas re-impacten con el satélite. A medida que consideramos densidades más altas, comenzamos a encontrar mayor cantidad de condiciones cercanas al centro del cráter, muchas de las cuales son lo suficientemente energéticas como para escapar del sistema o registrar un acercamiento extremo a Saturno. También es notoria la disminución de extensión de la región de partículas re-impactoras, para densidades crecientes.

En los tres casos, la posición de las condiciones iniciales parece fijar el destino de las mismas con bastante precisión, aunque esta tendencia es menos notoria para  $\rho_i = \rho_{Febe}$  (ver Figura 4.6).

Finalmente, resulta importante destacar que:

- el criterio de escape del sistema se fijó de manera arbitraria (3 unidades sinódicas). Es posible que a distancias mucho menores, la dinámica de la partícula deje de estar dominada por la influencia gravitatoria de Iapetus.
- la mayor parte de las partículas energéticas permanecen en el sistema sin colisionar una vez finalizada la integración en una variedad de órbitas posibles: en captura en torno a Iapetus, co-orbitales con éste, otras orbitando en torno a las masas primarias y muchas de ellas haciéndolo en torno al sistema, sin alcanzar la distancia de escape.
- en modelos más realistas, donde se consideren, por ejemplo, perturbaciones solares y de los satélites de Saturno, podemos esperar que la población que permanece en el sistema una vez finalizada la integración disminuya notoriamente, debido a que estas perturbaciones facilitarían los escapes y los re-impactos con Iapetus. También podemos esperar que, en estos modelos, las partículas que se acercan a Saturno impacten con alguno de sus satélites interiores, antes de alcanzarlo.

### 4.5.3. Evolución orbital de las trayectorias re-impactoras

De acuerdo a los resultados del trabajo de Leiva y Briozzo (2013), para obtener una distribución asimétrica de impactos de baja energía sobre Iapetus, la población originaria de estas trayectorias debe haber sido prácticamente co-orbital a este satélite.

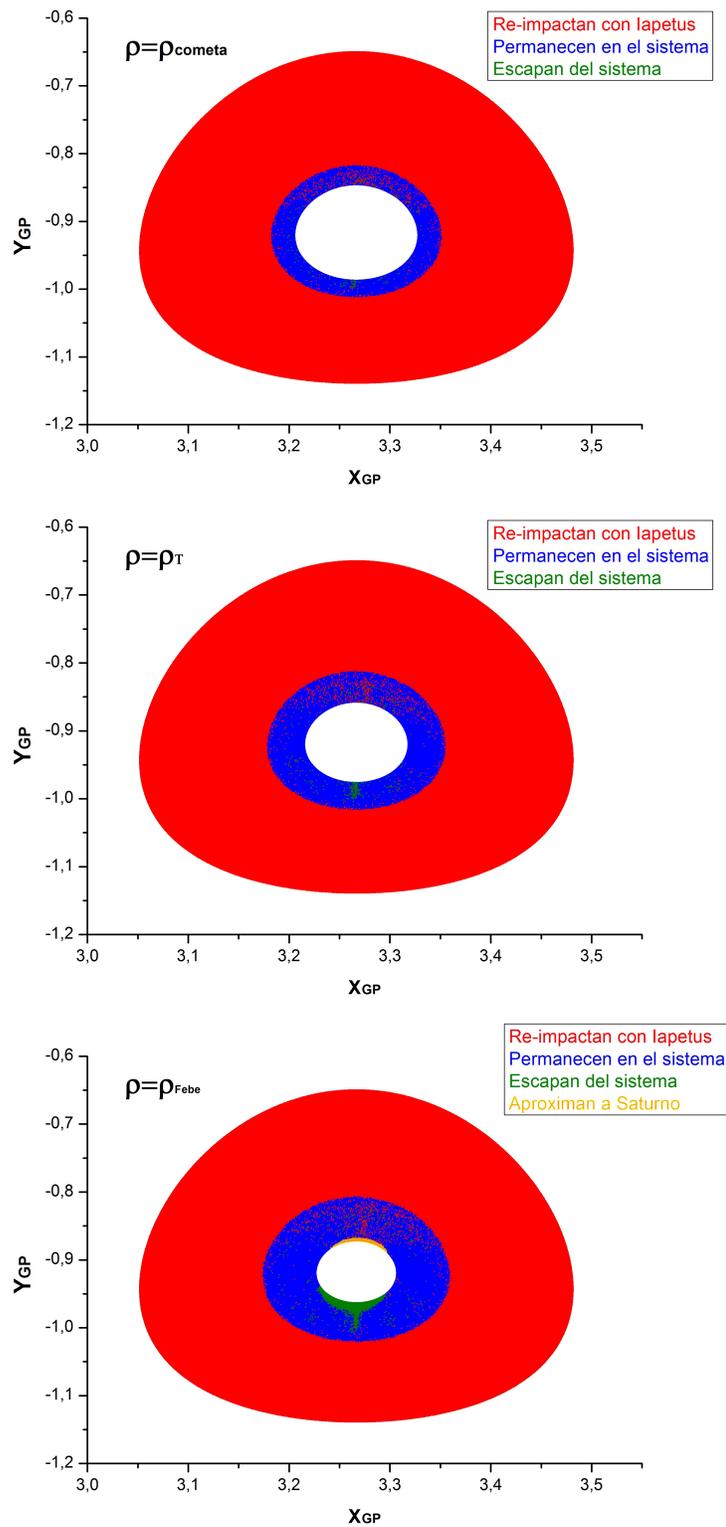


Figura 4.6: Proyección de Gall-Peters de condiciones iniciales para las tres densidades de impactor asumidas, de acuerdo a su destino: *acercamiento a Saturno* (amarillo), *escape* (verde), *re-impacto con Iapetus* (rojo) o *permanencia sin cumplir ninguna de las anteriores* (azul).

Debido al método de construcción de las condiciones iniciales, la mayor parte de las trayectorias re-impactoras obtenidas en este trabajo son, en general, de muy baja energía, con órbitas de tipo balístico que re-impactan en las cercanías del cráter de impacto, en tiempos cortos. Para analizar la evolución orbital de estas trayectorias re-impactoras, la Figura 4.7 muestra *snapshots* de las posiciones de las partículas, proyectadas en el plano  $xy$  y  $xz$  del sistema de coordenadas sinódico, para cuatro tiempos diferentes, en el caso particular en el que la densidad del objeto impactor es  $\rho_i = \rho_{Febe}$ .

Transcurridos algunos cientos de años desde la eyección, la mayor parte de las trayectorias colisiona con Iapetus, como era de esperarse debido a su baja energía. Las partículas con suficiente energía como para alejarse de Iapetus se ubican en trayectorias co-orbitales (ver Figura 4.7), ya desde tiempos muy cortos, con una leve preponderancia en el punto opuesto a la posición del satélite. A medida que transcurre el tiempo, las partículas van poblando la órbita de Iapetus de manera más uniforme. Como puede observarse, esta población no es capaz de alejarse más de aproximadamente 1,2 unidades sinódicas respecto del baricentro del sistema.

#### 4.5.4. Clasificación de trayectorias de re-impacto

Como se mencionó anteriormente, el método utilizado para construir condiciones iniciales genera gran cantidad de partículas de muy baja energía, por lo que, si pretendemos analizar la muestra de trayectorias re-impactoras como un todo, se pierda información dinámica de interés. Para evitar este inconveniente, es necesario discriminar la población re-impactora de acuerdo a algunas características que nos permitan realizar una comparación con los resultados de Alvarellos et al. (2005) y de Leiva y Briozzo (2013).

Con este objetivo, se utilizó la siguiente clasificación para la muestra de partículas re-impactoras:

- **Trayectorias tipo A:** aquellas que no consiguen alejarse de la influencia de la masa secundaria. La mayor parte de ellas realiza órbitas balísticas, que re-impactan en las cercanías del cráter de impacto, contribuyendo a formar el llamado *ejecta blanket* o *manto de eyección*. Cumplen con la siguiente condición numérica:

$$x_{L1} < x(t) < x_{L2} \quad \forall t < 3000 \text{ años}$$

- **Trayectorias tipo B:** aquellas que consiguen escapar del sistema a través del punto lagrangeano L2, para luego retornar y colisionar. Corresponden, en un rango de  $h$ , a las trayectorias estudiadas por Leiva y Briozzo (2013). Cumplen con la condición numérica:

$$x_{L2} < x(t^*) \text{ para algún } t^* < 3000 \text{ años}$$

- **Trayectorias tipo C:** aquellas con la suficiente energía como para escapar de la influencia de la masa secundaria y orbitar en torno a la primaria un tiempo, para luego retornar y colisionar con Iapetus, sin alejarse del sistema por el punto lagrangeano L2. Cumplen con la siguiente condición numérica:

$$x(t) < x_{L2} \quad \forall t \text{ pero } x(t^*) < x_{L1} \text{ para algún } t^* < 3000 \text{ años}$$

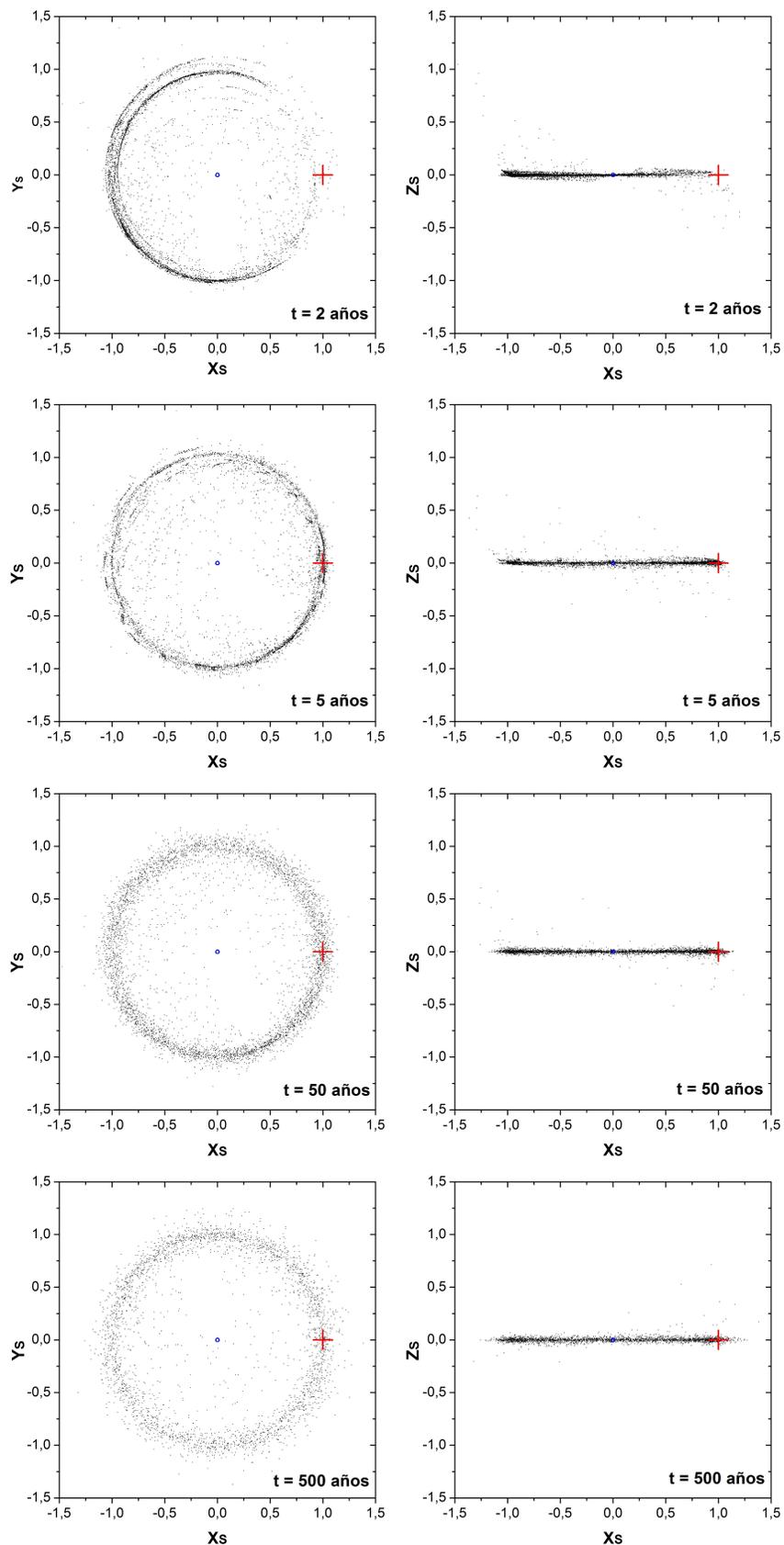


Figura 4.7: *Snapshots* de posiciones proyectadas, en el sistema sinódico, de las partículas eyectadas para la simulación con densidad  $\rho_i = \rho_{Febe}$ , para cuatro tiempos diferentes. La cruz roja representa la posición de Iapetus y el círculo azul (a escala) la de Saturno.

La agrupación de las *trayectorias B* con las *trayectorias C* en *trayectorias B + C* posibilitará la comparación con los resultados de Alvarellos et al. (2005).

La Figura 4.8 muestra los mapas de re-impactos sobre Iapetus, obtenidos para las *trayectorias tipo A*, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas, utilizando la proyección de Gall-Peters. Como puede observarse, en todos los casos la distribución de impactos tiene un máximo en las inmediaciones del cráter, generando el conocido *manto de eyección* a su alrededor. Independientemente de la densidad de impactor  $\rho_i$  asumida, a medida que la distancia al cráter aumenta, la distribución de impactos disminuye, volviéndose uniforme. Dicha uniformidad presenta un quiebre, aproximadamente, en el antípoda del cráter de impacto, donde la distribución aumenta notablemente, más aún a medida que consideramos  $\rho_i$  mayores. En rigor, dicho máximo se encuentra levemente desplazado posiblemente debido a la adición de la componente de velocidad debida a la rotación del satélite, en la generación de las condiciones iniciales.

La Figura 4.9 muestra los mapas proyectados de re-impacto para las *trayectorias tipo B*, obtenidos para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. Si bien la muestra que resulta para estas trayectorias es pequeña (aún menor para  $\rho_i$  decrecientes), es posible notar una dicotomía en la distribución de impactos, con una leve tendencia de la población a impactar sobre el hemisferio delantero. Respecto de las distribuciones obtenidas por Leiva y Briozzo (2013) nuestra distribución es considerablemente más ruidosa por, fundamentalmente dos motivos: por un lado nuestra muestra es mucho más pequeña a la utilizada en ese trabajo debido a la diferencia de construcción de las condiciones iniciales; por otra parte, en el trabajo de Leiva y Briozzo (2013) sólo se estudian las distribuciones para un valor de constante de Jacobi  $h$  discreto, mientras que las distribuciones obtenidas en este trabajo corresponden a partículas en un rango amplio de energías. Por otra parte, nuestra distribución no presenta un máximo en el ápex de movimiento, como la obtenida por estos autores.

La Figura 4.10, por su parte, muestra los mapas de re-impacto obtenidos para las *trayectorias tipo C* con la proyección de Gall-Peters, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. En este caso la muestra es aún menor que en el caso anterior. Sin embargo, la dicotomía de la distribución de impactos es muy notoria, con nuevamente un máximo en el hemisferio delantero.

La poca cantidad de trayectorias que consiguen alejarse de Iapetus, ya sea a través de los puntos lagrangeanos L1 o L2, hace que la distinción en *trayectorias tipo B* y *trayectorias tipo c* resulte en distribuciones de impacto ruidosas. Para obtener resultados más confiables, en lo que sigue, sólo se distinguirá entre las trayectorias menos energéticas *tipo A* y las que logran escaparse de la influencia gravitatoria de Iapetus, las *tipo B + C*.

La Figura 4.11 muestra los mapas proyectados de re-impacto obtenidos para las *trayectorias tipo B + C*, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. Para esta muestra de mayor tamaño, la distribución de impactos obtenida presenta una fuerte dicotomía, centrada en el hemisferio delantero, para las tres densidades  $\rho_i$  utilizadas. Dicha distribución parece además estar centrada en las cercanías del meridiano que pasa por el ápex de movimiento, aunque esta tendencia, además de ser bastante ruidosa, no es observada para la densidad  $\rho_i$  más alta.

La dicotomía de la distribución de colisiones resulta aún mas visible cuando consideramos los histogramas acumulados de longitudes de impacto para las *trayectorias B + C* de la Figura 4.12, donde, independientemente de la densidad de impactor asumida,

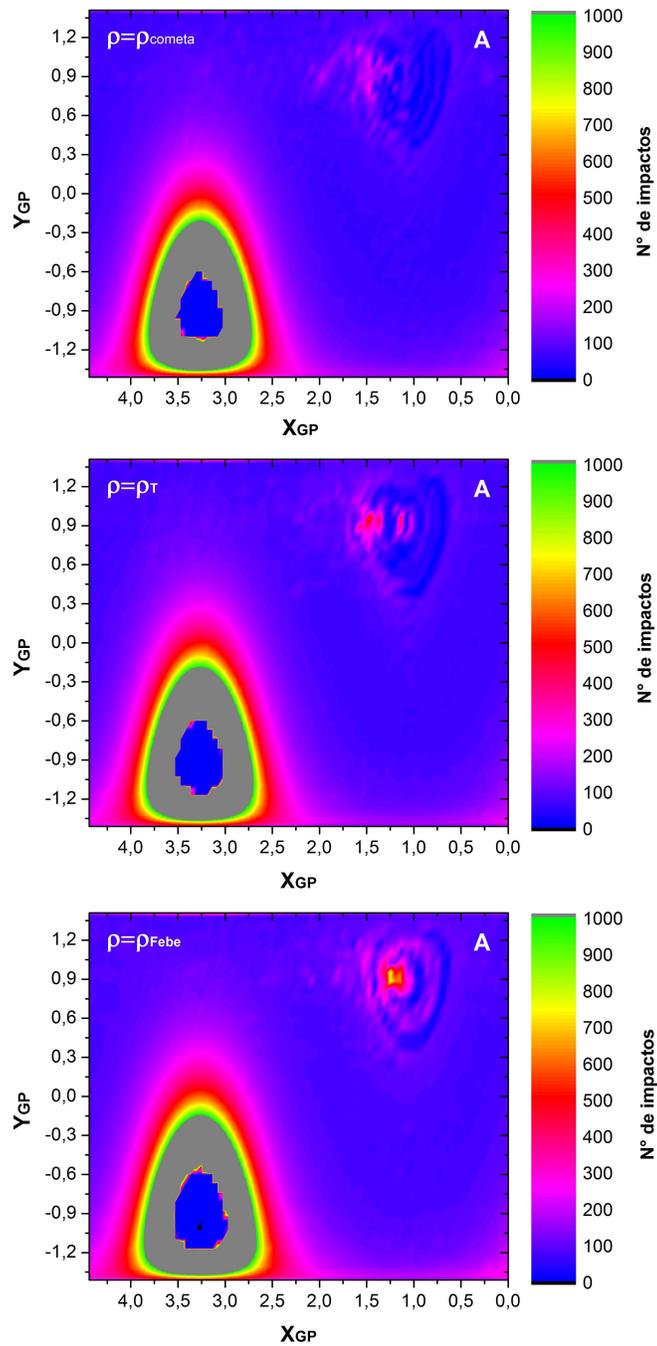


Figura 4.8: Mapas de re-impactos sobre Iapetus de las trayectorias tipo A, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $80 \times 40$  celdas.

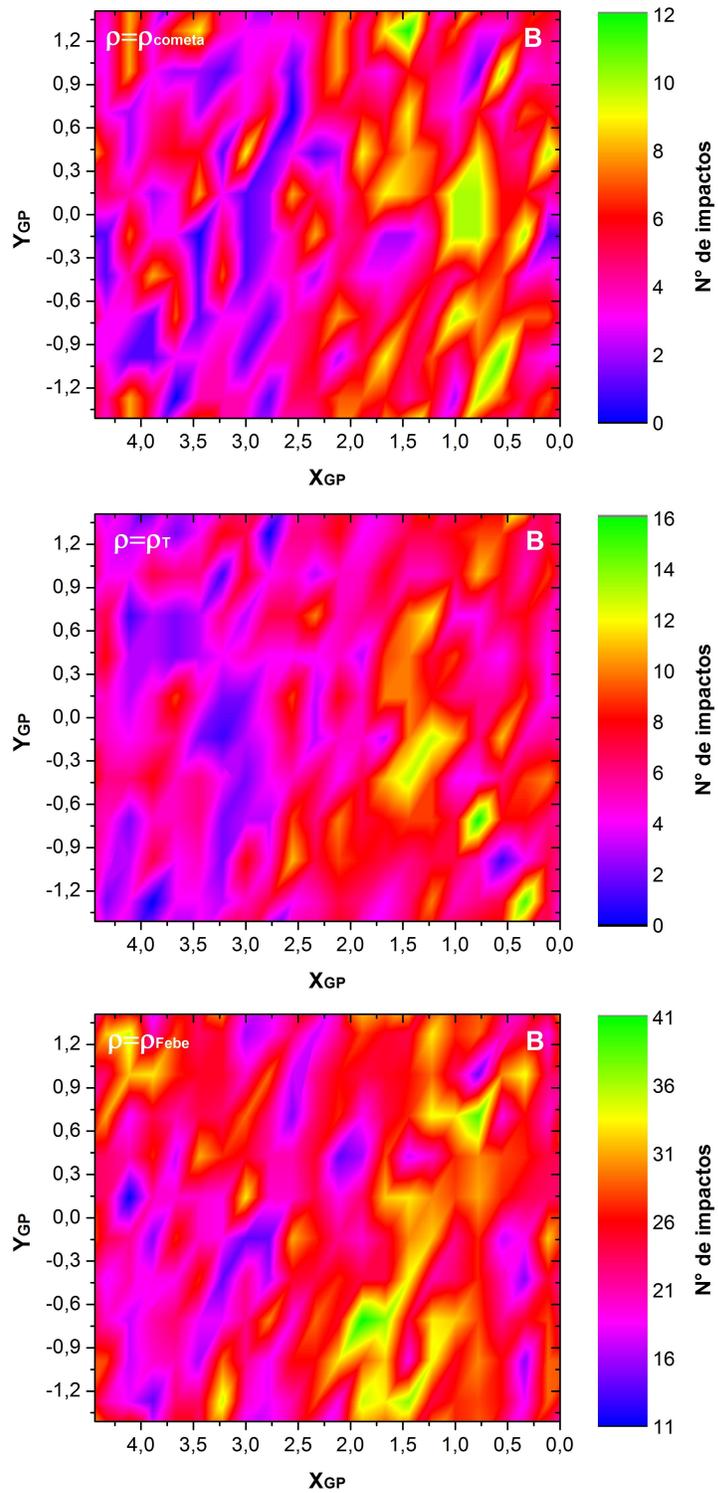


Figura 4.9: Mapas de re-impactos sobre Iapetus de las *trayectorias tipo B*, para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

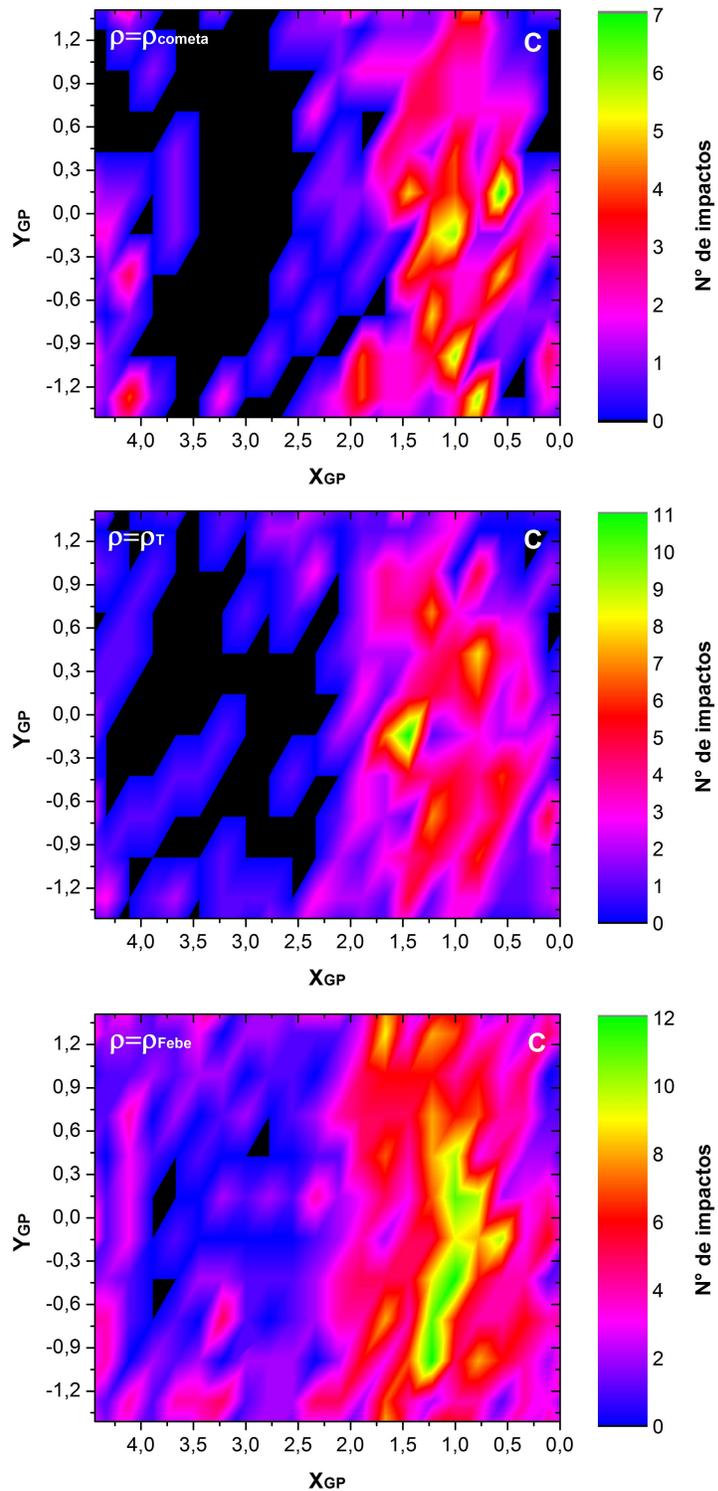


Figura 4.10: Mapas de re-impactos sobre Iapetus de las trayectorias tipo  $C$ , para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

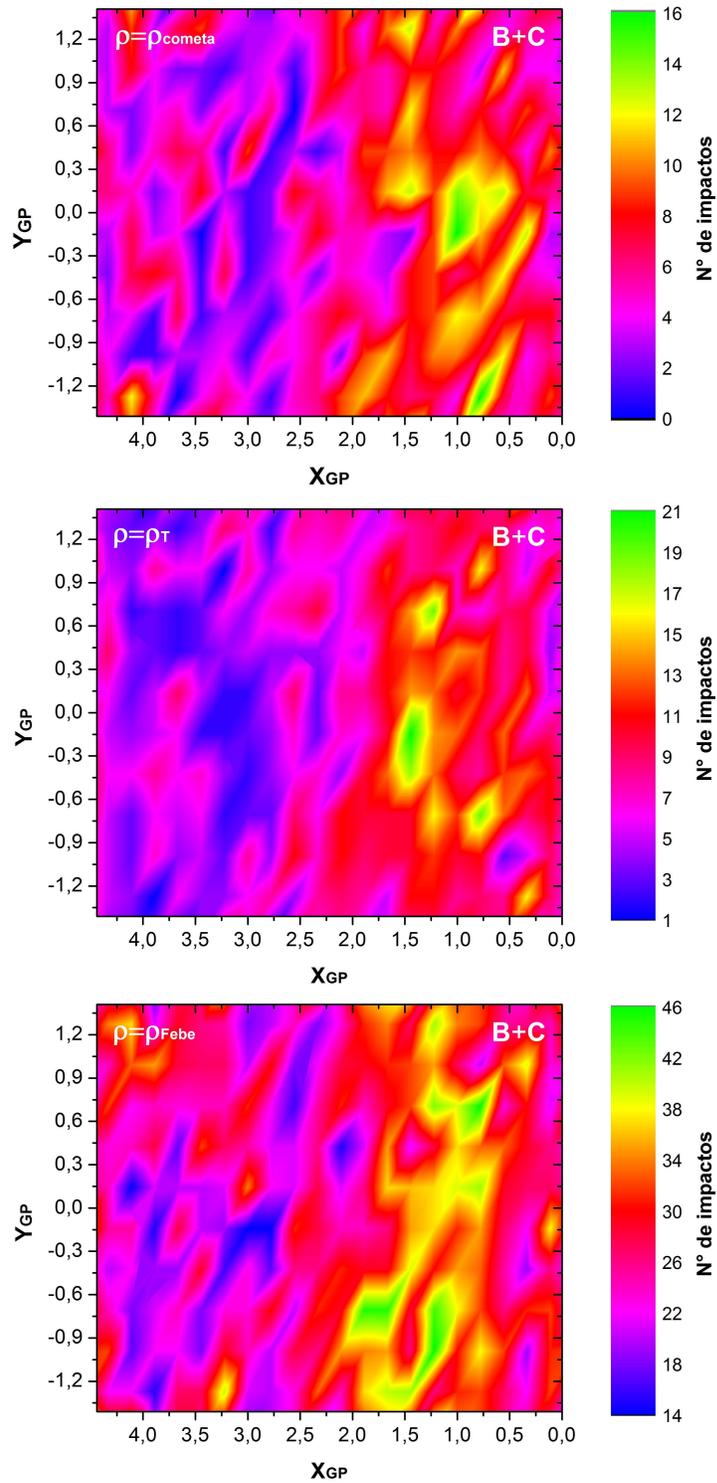


Figura 4.11: Mapas de re-impactos sobre Iapetus de las trayectorias tipo  $B + C$ , para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

los histogramas exhiben un máximo en el hemisferio delantero, en longitudes próximas a la longitud del ápex de movimiento. La diferencia en altura de estos histogramas entre las tres densidades  $\rho_i$  corresponde sólo a las diferencias en tamaño de las muestras.

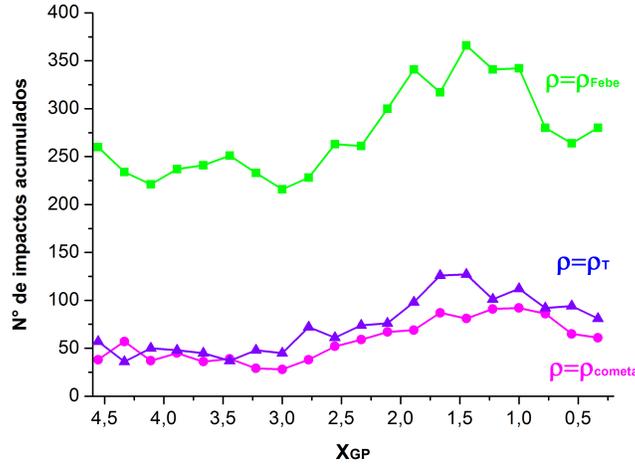


Figura 4.12: Histogramas de longitudes de re-impacto sobre Iapetus de las trayectorias tipo  $B + C$ .

#### 4.5.5. Tiempos y direcciones de impacto

Con el objeto de analizar los tiempos en los que ocurren los re-impactos de las trayectorias  $B + C$ , la Figura 4.13 muestra histogramas de tiempo, construidos para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. Además, en los paneles superiores puede observarse el porcentaje de impactos ocurridos en los diferentes tiempos de integración. Como puede observarse, la mayor parte de los impactos, aproximadamente el 70%, ocurre en los primeros 1000 años de integración, de los cuales casi la mitad ocurre en los primeros 100 años. Esta tendencia, parece ser además independiente del tamaño de la muestra correspondiente a cada densidad  $\rho_i$ .

Para estudiar los tiempos de colisión de manera diferencial con la posición se construyeron mapas proyectados de tiempo mínimo de re-impacto  $t_{min}$ , donde este estadístico corresponde al menor valor de tiempo de colisión de todas las trayectorias que re-impactan en cada celda. Los resultados pueden verse en la Figura 4.14. Es posible notar que las partículas que caen sobre el hemisferio delantero parecen hacerlo en tiempos cortos, respecto de las que impactan en el otro hemisferio. Esta tendencia es menos notable para densidad  $\rho_i = \rho_{Febe}$ .

Estudiando las direcciones de re-impacto de las trayectorias  $B + C$ , definiendo como ángulo de impacto  $\theta$  a la dirección entre el vector velocidad de impacto y la dirección normal a la superficie (así,  $90^\circ$  corresponde a impactos tangenciales mientras que  $180^\circ$  corresponde a impactos normales), la Figura 4.15 muestra mapas de ángulo de impacto medio  $\theta_{medio}$  para estas trayectorias, para las tres densidades de impactor asumidas. Estos mapas se construyeron promediando los ángulos con los que las partículas impactan, en cada celda. En los tres casos, se puede observar que los ángulos de impacto medios  $\theta_{medio}$

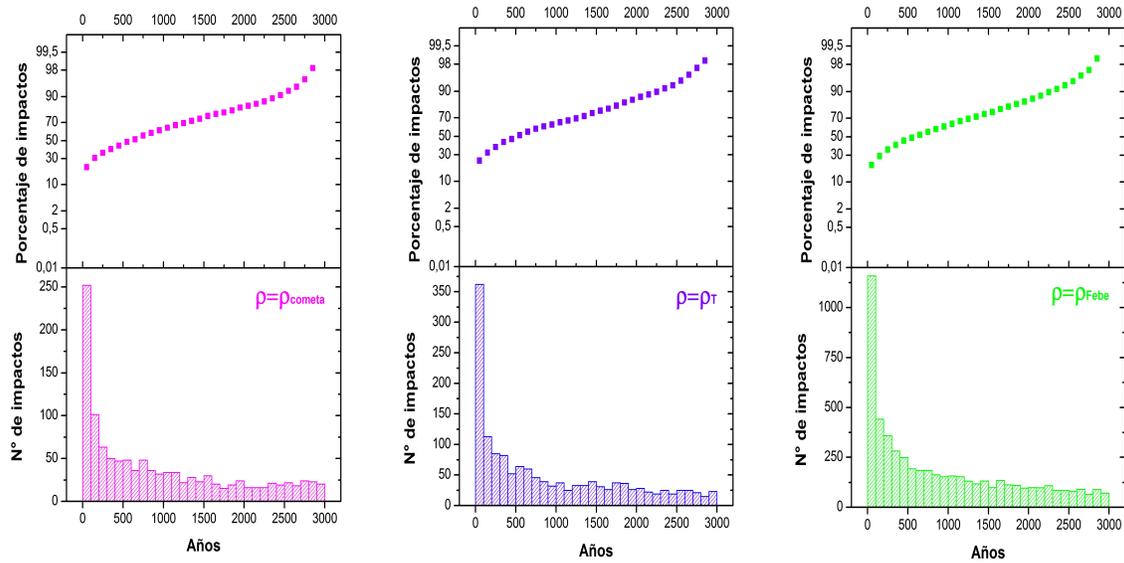


Figura 4.13: Histogramas de los tiempos de impacto de las trayectorias  $B + C$ , para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. En los paneles superiores puede observarse el porcentaje de impactos ocurridos en los diferentes tiempos.

rondan en torno a los  $135^\circ$ , teniendo una mayor dispersión para  $\rho_i = \rho_{\text{cometa}}$ , donde la muestra es menor. Además, a medida que consideramos  $\rho_i$  mayores, es posible notar una tendencia a impactar de manera aproximadamente más normal sobre el hemisferio delantero respecto del trasero. Esto es muy notorio para  $\rho_i = \rho_{\text{Febe}}$ , donde, además, el tamaño de la muestra hace que la dispersión sea relativamente baja.

Finalmente, cabe destacar que también se construyeron mapas similares pero con la dispersión estándar de estos ángulos de impacto. Los resultados fueron mapas muy uniformes, por lo que la tendencia a impactar de manera más normal sobre el lado delantero parece afianzarse.

#### 4.5.6. Eyección desde el hemisferio delantero: el cráter Turgis

Para analizar la dinámica de la eyección de material, producida como remanente de un gran impacto sobre el hemisferio delantero de Iapetus, se consideró el cráter de mayor tamaño que presenta este satélite en su superficie, sobre este hemisferio: el cráter *Turgis* (ver Figura 4.1).

Esta estructura de impacto, al igual que el cráter *Engelier*, es de tipo complejo, con la característica forma de plato. Su tamaño es aún mayor que el de la estructura en el otro hemisferio, con un diámetro aproximado de 580 km. En este caso, la posición del centro del cráter, de acuerdo a las coordenadas adoptadas por la IAU (ver Apéndice C), son  $\lambda \simeq 28,4^\circ$  y  $\delta \simeq 16,9^\circ$ .<sup>2</sup>

Para generar las condiciones iniciales de estas simulaciones se asumió como densidad del objeto impactor  $\rho_i = \rho_{\text{Febe}}$ , correspondiente a la mayor de las densidades consideradas en las simulaciones desde el otro hemisferio, la cual arroja valores de velocidad de eyección más altas. El ángulo de impacto  $\psi = 45^\circ$  y una densidad superficial para Iape-

<sup>2</sup><http://planetarynames.wr.usgs.gov/Feature/14488>

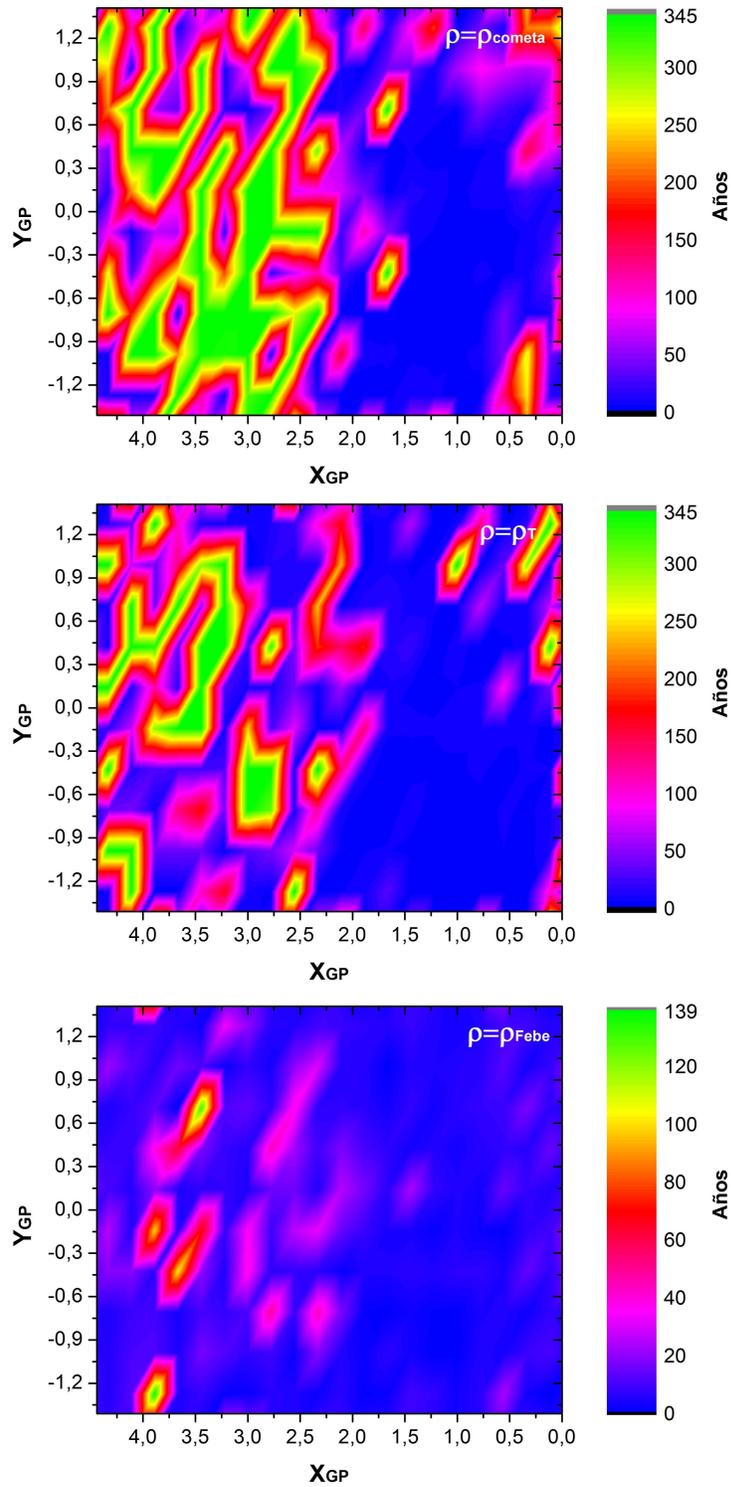


Figura 4.14: Mapas de  $t_{min}$  de impacto sobre Iapetus de las trayectorias tipo  $B + C$ , para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

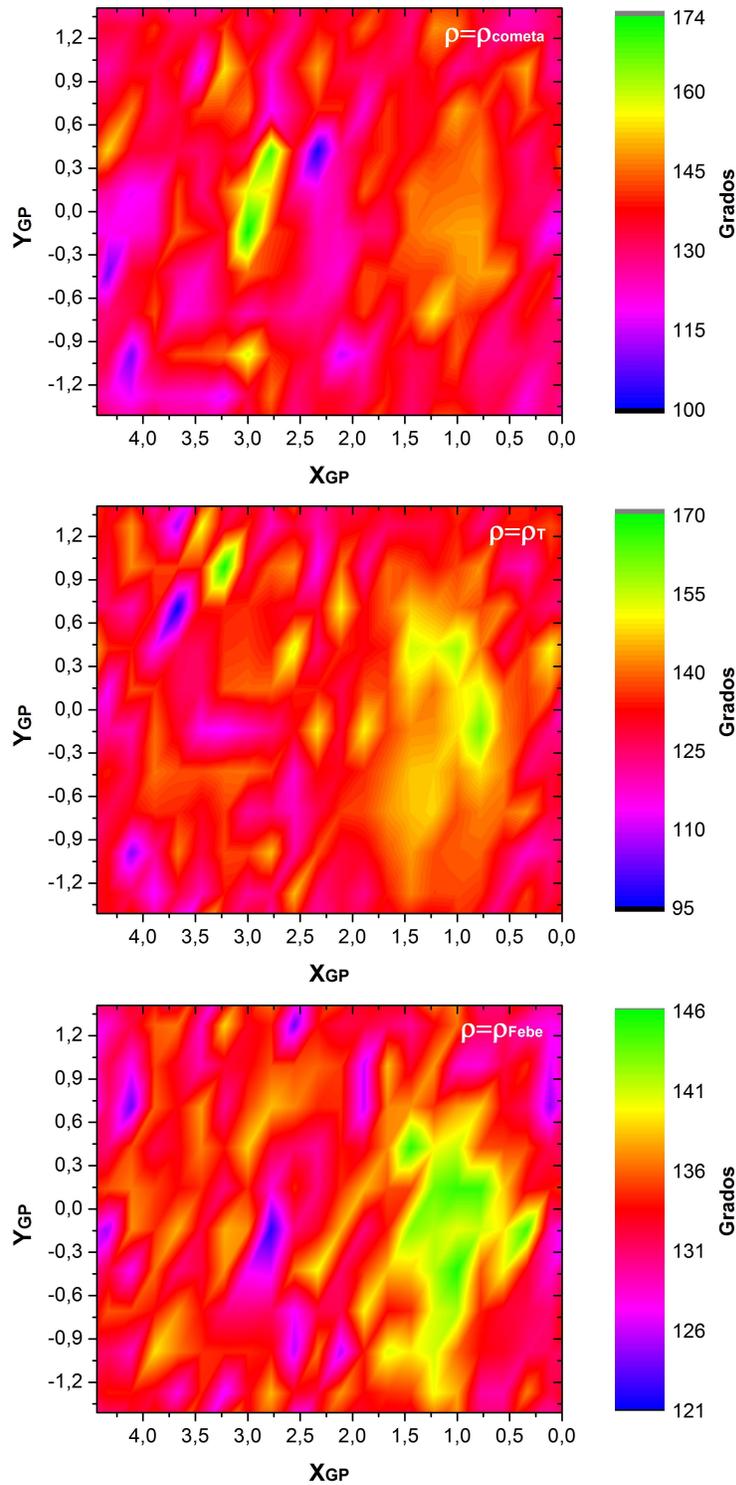


Figura 4.15: Mapas de  $\theta_{medio}$  de impacto sobre Iapetus de las trayectorias tipo  $B + C$ , para las tres densidades de impactor  $\rho_i$  asumidas. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

tus de  $\rho_t = 0,9 \text{ g/cm}^3$ , por los argumentos expuestos en la Sección 4.2 de este capítulo. Con estos parámetros, la velocidad del gran impacto estimada a partir de la ecuación (3.10) resulta

$$U \sim 6,4 \text{ km/s}$$

notablemente superior al valor estimado para la velocidad que provocó el otro cráter.

Con esta velocidad, las ecuaciones (3.7) y (3.8), permiten estimar el valor del diámetro del objeto impactor, a partir de su densidad. Para el cráter *Turgis*, este valor corresponde a:

$$d \sim 55 \text{ km}$$

muy similar al obtenido para la simulación desde el otro cráter, para la misma densidad de objeto impactor.

Finalmente, el factor amplitud de la velocidad de eyección  $K$  estimado de la ecuación (3.6) es el mismo que en el otro caso, con la misma densidad de impactor:  $K = 0,7$ .

Las condiciones iniciales de eyección se generaron de manera completamente análoga a lo hecho en la simulación desde el otro cráter: a partir de la posición del centro del cráter se construyeron 1000 anillos de eyección de igual área, cada uno dividido en 1440 segmentos angulares, lanzando una partícula a  $45^\circ$  de la normal desde cada uno de ellos, con la velocidad provista por el *modelo de escombros* para ese radio además de la velocidad debida a la rotación de Iapetus. Por otra parte, el modelo utilizado para integrar las trayectorias fue el mismo que para el otro caso (PC3CR), utilizando el mismo integrador así como los mismos criterios para detener la integración.

La Figura 4.16 muestra la proyección de Gall-Peters de las condiciones iniciales sobre la superficie de Iapetus para este cráter, distinguidas por color de acuerdo a su destino una vez finalizadas las integraciones.

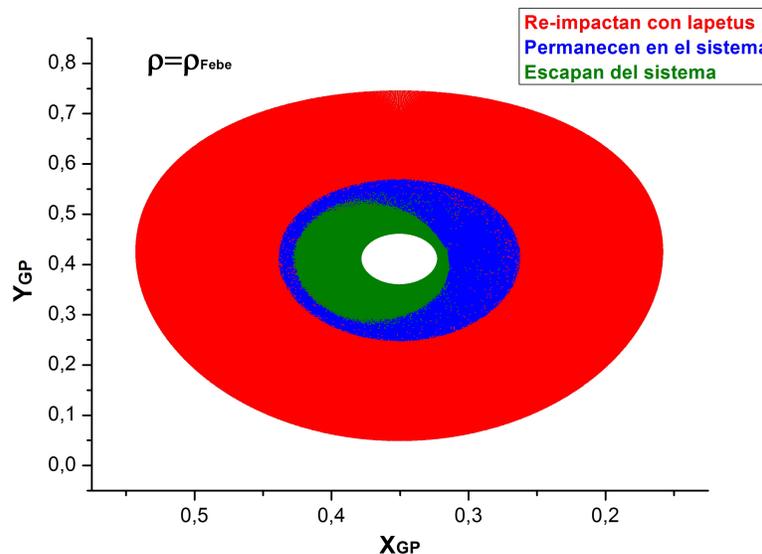


Figura 4.16: Proyección de condiciones iniciales de la simulación para el *cráter Turgis*, de acuerdo a su destino: *escape* (en verde), *re-impacto con Iapetus* (en rojo) o *permanencia en el sistema*, sin cumplir ninguna de las anteriores (en azul)

Como puede verse, la distorsión que produce la proyección de Gall-Peters en este caso genera una figura con forma elongada, más que una forma ovoide como en el otro caso. Esto es debido a la posición de *cráter Turgis*, mucho más cercana al ecuador del satélite.

La Figura 4.16 permite, además, notar que la cantidad de partículas que escapan del sistema es muy importante, sobre todo si la comparamos con las simulaciones desde el cráter en el hemisferio trasero: la ubicación frontal del gran impacto genera una población numerosa de partículas con energías lo suficientemente grande como para alejarse del sistema, de tamaño comparable con la población que permanece en el sistema por más de 3000 años. Por otra parte, si bien la mayor parte de las trayectorias re-impacta con el satélite, ésta población es mucho menor a la obtenida en las simulaciones para el otro cráter, considerando la misma densidad de impactor.

El intento de clasificación de las trayectorias re-impactoras en 3 grupos para este caso, resulta en una muestra muy grande de *trayectorias de tipo A* y una muestra muy pequeña para las *trayectorias tipo C*. Esto último hace que, para estas simulaciones, la distinción entra trayectorias *tipo B* y *tipo C* carezca de sentido, por lo que no será posible establecer una comparación con los resultados de Leiva y Briozzo (2013).

La Figura 4.17 muestra los mapas proyectados de re-impacto sobre Iapetus, obtenidos para las *trayectorias de tipo A* en estas simulaciones.

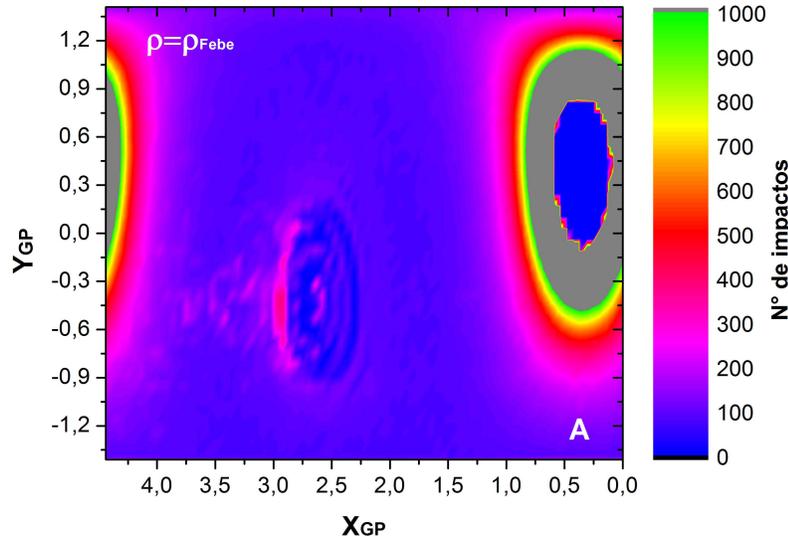


Figura 4.17: Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las *trayectorias tipo A* para las simulaciones desde el cráter *Turgis*. La grilla utilizada fue de  $80 \times 40$  celdas.

Claramente es posible notar la presencia del *manto de eyección*, en las cercanías del cráter de impacto. La distribución de impactos, al igual que en la simulación desde *Engelier* para la misma  $\rho_i$ , también presenta una concentración en el antípoda del cráter, aunque menos prominente que en aquel caso.

La distribución de impactos de las *trayectorias de tipo B + C* obtenida en estas simulaciones, se muestra en los mapas proyectados de la Figura 4.18.

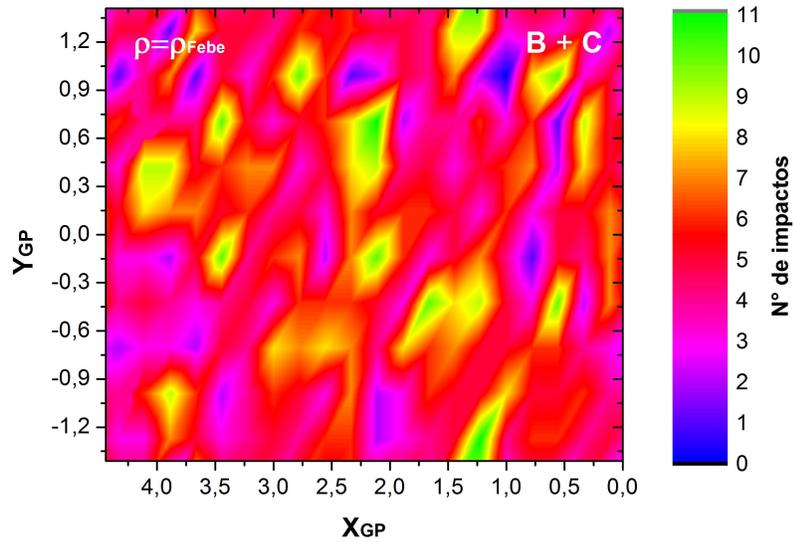


Figura 4.18: Mapas de re-impacto sobre Iapetus de las *trayectorias de tipo A* para las simulaciones desde *Turgis*. La grilla utilizada fue de  $20 \times 10$  celdas. La escala fue ajustada en cada caso para una mejor visualización.

En este caso, si bien la muestra es pequeña, no es posible observar una dicotomía en la distribución de colisiones. Esto se contrapone con los resultados de Alvarellos et al. (2005), quienes encontraron una distribución asimétrica con máximo en el hemisferio trasero, para la simulación realizada utilizando cráteres sobre el lado delantero. La Figura 4.19 permite visualizar la ausencia de dicotomía, así como lo ruidoso de la muestra.

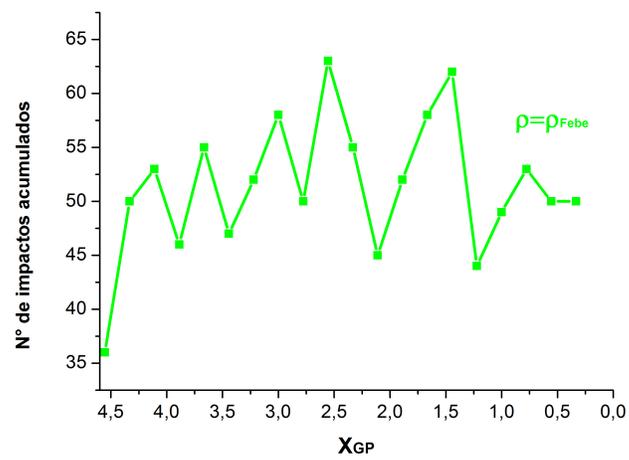


Figura 4.19: Histograma de longitudes de re-impacto sobre Iapetus de las trayectorias  $B + C$ , para las simulaciones desde *Turgis*.

# Capítulo 5

## Discusión final y perspectivas

En el presente trabajo se presentó un nuevo enfoque para el problema de la dicotomía de albedo de Iapetus, a partir del análisis de distribuciones de colisiones de trayectorias de baja energía, generadas como el material eyectado remanente de un gran evento de colisión sobre el satélite, desde lo que hoy son dos grandes cráteres de impacto en su superficie. Para hacerlo se utilizaron simulaciones numéricas de la dinámica del material eyectado, a partir de un modelo empírico provisto por la física de impactos para generar las condiciones iniciales de eyección.

De acuerdo a nuestros resultados, impactos de gran tamaño sobre el hemisferio trasero pudieron haber contribuido a formar una dicotomía inicial de polvo, ya que la población más energética de las partículas que se eyectan en el evento de colisión, tienden a hacerlo más frecuentemente desde el lado delantero. Este comportamiento no se observó cuando se analizó la dinámica del material eyectado desde el cráter en el lado delantero, a diferencia de lo obtenido por Alvarellos et al. (2005), quienes encuentran distribuciones asimétricas independientemente de la posición frontal o trasera del gran impacto que generó la eyección.

Corresponde decir que, como resultado de un gran impacto, se genera una población muy importante de partículas que re-impactan en tiempos cortos y a distancias cercanas del cráter. Estas trayectorias tienden a formar un *manto de eyección*, cuya profundidad disminuye con la distancia al centro del cráter. Este tipo de trayectorias no fue considerado en el trabajo de Alvarellos et al. (2005), al introducir una cota en velocidades de eyección mínimas, a partir de un criterio para el escape en el problema PC3CR. Sin embargo, esta población es muy importante y modifica fuertemente la distribución de re-impactos. En adición, el criterio simple utilizado para el escape por estos autores resulta poco riguroso, ya que, como se discute en el Apéndice B de este trabajo, la extensión del concepto de velocidad de escape cuando se consideran más de dos cuerpos es muy compleja, y requiere considerar, además de la física, la geometría particular del sistema.

El método de construcción de las condiciones iniciales utilizado en este trabajo permitió analizar la distribución de re-impactos generados por las trayectorias de muy baja energía que forman el *manto*. Al hacerlo se encontró un pico notable de la distribución en el antípoda de la estructura de impacto. En un futuro, esto estimula a buscar dentro del Sistema Solar una contraparte observacional de acumulación de material en la posición diametralmente opuesta a un gran cráter de impacto. Sobre este aspecto, misiones como la de la Sonda Cassini, resultan fundamentales para contar con una cartografía detallada

de las superficies.

Las distribuciones de colisiones de las trayectorias más energéticas consideradas en nuestro estudio comparten ciertas similitudes con las estudiadas por Leiva y Briozzo (2013). Aunque contamos con una muestra menor para la eyección simulada sobre el lado trasero, se encuentra una clara tendencia a re-impactar sobre el lado opuesto, aunque la centralización en el ápex de movimiento no es tan evidente como en el trabajo de Leiva y Briozzo (2013). Cabe resaltar que el rango de energías correspondiente al material eyectado en este trabajo es mucho más amplio que el considerado por esos autores.

Respecto al modelo de integración utilizado, el PC3CR permite una caracterización de la dinámica de las trayectorias de baja energía, en el caso particular del sistema Saturno-Iapetus. Sin embargo, simulaciones más rigurosas necesariamente deben incluir las perturbaciones solares y las de los demás satélites de Saturno, además de otros mecanismos que contribuyen a modificar la trayectoria de partículas pequeñas, tales como el efecto Poynting-Robertson. En este sentido, existen modelos de eyección más complejos que permiten estimar, además de las velocidades, el tamaño de las partículas eyectadas, permitiendo implementar y analizar de manera numérica la incidencia de este efecto.

La incerteza en los parámetros del gran evento de colisión intentó abordarse en este trabajo a partir de considerar diferentes densidades de impactor. Sin embargo, especular sobre posibles familias progenitoras de dicho objeto, permitiría tener una mejor estima de algunos parámetros del gran impacto, tales como el ángulo en el que ocurre y la densidad del proyectil.

Finalmente, el problema de la dicotomía de albedo continúa abierto y una variedad de mecanismos parecen haber jugado un rol importante en la formación del patrón de albedo, entre ellos, las distribuciones de impactos de bajas energías remanentes de un gran evento de colisión.

# Apéndice A

## Puntos Lagrangeanos

En el sistema de coordenadas sinódico, se puede demostrar que las ecuaciones de movimiento del PC3CR (Ecs. (2.2)) tienen 5 puntos de equilibrio conocidos como *Puntos Lagrangeanos* (Szebehely 1967). Sobre estos puntos, por definición, la partícula tiene velocidad y aceleración nula, desde el sistema rotante. Imponiendo estas restricciones, es posible conocer la ubicación de dichos puntos, resolviendo el sistema de ecuaciones particular. Las coordenadas de los mismos son:

$$\begin{aligned}
 (x_{L1}, y_{L1}, z_{L1}) &= (1 - \mu - \rho_1, 0, 0) \\
 (x_{L2}, y_{L2}, z_{L2}) &= (1 - \mu + \rho_2, 0, 0) \\
 (x_{L3}, y_{L3}, z_{L3}) &= (-1 - \mu - \rho_3, 0, 0) \\
 (x_{L4}, y_{L4}, z_{L4}) &= (1/2 - \mu, \sqrt{3}/2, 0) \\
 (x_{L5}, y_{L5}, z_{L5}) &= (1/2 - \mu, -\sqrt{3}/2, 0)
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

donde

$$\begin{aligned}
 \rho_1 &= \left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3} - \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{3/3} + \dots \\
 \rho_2 &= \left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{3/3} + \dots \\
 \rho_3 &= \frac{7}{12}\mu + \frac{1127}{20736}\mu^3 + \dots
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Esta es la notación ordenada estándar, elegida de manera que concuerde con los valores de la constante de Jacobi sobre estos puntos de equilibrio, desde el menor (en  $L1$ ) hacia el mayor (en  $L4$  y  $L5$ ). Mediante los valores y desarrollos de las ecuaciones (A.1) y (A.2) se obtienen las siguientes expresiones para los valores de las constantes de Jacobi correspondientes a cada punto de equilibrio

$$\begin{aligned}
 h_{L1} &= -\frac{3}{2} - \frac{3^{4/3}\mu^{2/3}}{2} + \frac{5\mu}{3} + \mathcal{O}(\mu^{4/3}) \\
 h_{L2} &= -\frac{3}{2} - \frac{3^{4/3}\mu^{2/3}}{2} + \frac{7\mu}{3} + \mathcal{O}(\mu^{4/3}) \\
 h_{L3} &= -\frac{3}{2} - \frac{\mu}{2} + \mathcal{O}(\mu^2) \\
 h_{L4} &= h_{L5} = -\frac{3}{2} + \frac{\mu(1-\mu)}{2}
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

# Apéndice B

## *Velocidad de escape* en el problema de 3 cuerpos

La definición de *velocidad de escape* es un concepto simple si consideramos el problema clásico de 2 cuerpos (P2C). Sin embargo, la extensión del mismo a modelos con más cuerpos, en particular al PC3CR, mediante algún criterio físico puede conducirnos a conclusiones erróneas. Con más de dos cuerpos, como se verá a continuación, existen una cantidad de criterios posibles y un análisis puramente físico del problema resulta insuficiente.

Así, en este apéndice se discute el concepto de velocidad de escape desde la superficie de la masa secundaria en el PC3CR.

### B.1. Velocidad de escape en el P2C.

El criterio estándar utilizado para definir un escape en el P2C es el siguiente: un cuerpo (en general de masa despreciable, respecto de la otra) consigue escapar de la influencia gravitatoria del otro si logra alcanzar una distancia infinitamente lejana, respecto del primero, con velocidad nula. En particular, cuando las masas involucradas cumplen la relación  $m \ll m_1$ , la condición de escape para la masa infinitesimal puede expresarse según (Murray y Dermott, 1999):

$$v_{esc,P2C}^2 = \frac{2Gm_1}{R} \quad (\text{B.1})$$

donde  $v_{esc,P2C}$  y  $R$  son los valores de la velocidad y posición relativas de  $m$  respecto de  $m_1$  y  $G$  es la constante de gravitación universal. Notemos que el valor de la velocidad necesaria para escapar no depende ni de la posición sobre la cáscara esférica de radio  $R$  (simetría esférica) ni de la dirección de lanzamiento respecto, por ejemplo, de la vertical local.

### B.2. Velocidad de escape en el Problema de Tres Cuerpos

En este caso no existe un criterio estándar para definir el escape. Aún así, en el marco del PC3CR, algunos criterios pueden encontrarse en la bibliografía. A continuación se

detallan dos de ellos:

### B.2.1. Criterio de Alvarelos et al. (2002)

En este trabajo, los autores definen el criterio de escape de la masa secundaria imponiendo que la partícula alcance, en el apoápsis de su órbita, una distancia crítica  $R_H$  (conocida como *radio de Hill*), a partir de la masa huésped. Para el caso planar, esta condición de escape de la masa infinitesimal  $m$  desde la superficie de la masa secundaria  $m_2$  puede expresarse como

$$v_{esc,PC3CR,A}^2 = \frac{\left(1 - \frac{R}{R_H}\right)}{\left(1 - \frac{R^2 \sin^2(\gamma)}{R_H^2}\right)} \frac{2Gm_2}{R} \quad (\text{B.2})$$

donde  $\gamma$  es el ángulo entre la velocidad de la partícula y la vertical local, en el instante de lanzamiento. La expresión para  $R_H$  viene dada por  $R_H = a_m \left[ \frac{m_2}{3(m_1+m_2)} \right]^{1/3}$  con  $a_m$  la distancia entre las masas primarias (Szebehely, 1967).

Esta expresión, no sólo depende del módulo de la velocidad de escape en dos cuerpos (ver Sección B.1), sino también de la dirección de lanzamiento de la partícula. Por otra parte, dicha expresión es la utilizada en el trabajo de Alvarelos et al. (2005) como cota para las integraciones numéricas, suponiendo que, partículas eyectadas desde la superficie de la masa secundaria con velocidades menores no podrán escapar del sistema.

### B.2.2. Criterio alternativo propuesto

Análogamente, si fijamos solamente como criterio de escape desde la masa secundaria que la partícula alcance el radio de Hill  $R_H$  con velocidad nula, la expresión para el valor crítico de velocidad de escape, con este criterio, es la siguiente:

$$v_{esc,PC3CR,B}^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) \frac{2Gm_2}{R} \quad (\text{B.3})$$

Esta expresión, al igual que la expresión para la velocidad de escape en el P2C, no depende ni de la posición ni de la dirección de lanzamiento. Es posible notar, además, que se trata de la aproximación de orden  $\mathcal{O}\left(\frac{R}{R_H}\right)^2$ , para  $R \ll R_H$ , de la expresión calculada por Alvarelos et al. (2002).

## B.3. Caracterización general de la velocidad de escape en el PC3CR

Analizando las expresiones anteriores, una extensión natural del concepto de velocidad de escape del P2C al PC3CR sería a partir de la siguiente definición

$$v_{esc,PC3CR}^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) \alpha(R, R_H, \gamma) v_{esc,P2C}^2 \quad (\text{B.4})$$

donde el *factor de escape*  $\alpha$  es el que caracteriza a la velocidad de escape en tres cuerpos.

Para estudiar el comportamiento de este factor, partimos de condiciones iniciales que yacen sobre la superficie de la masa secundaria y, adoptando los valores del PC3CR–planar para el caso Tierra–Luna, analizamos numéricamente el comportamiento de la relación

$$\alpha(\gamma, \theta) = \frac{v_{rel}^2}{\left(1 - \frac{R}{R_H}\right) v_{esc, P2C}^2} \quad (\text{B.5})$$

donde  $\theta$  indica el ángulo de posición de lanzamiento (ver Figura B.1) y  $v_{rel}(\gamma, \theta)$  corresponde al módulo de la velocidad relativa de la masa infinitesimal respecto a la masa secundaria.

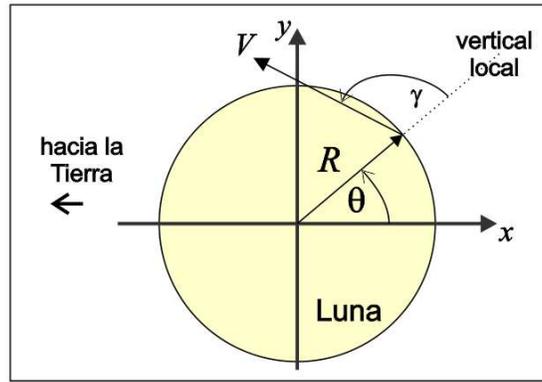


Figura B.1: Sistema de coordenadas sinódico centrado en la masa secundaria.  $\theta$  es la posición angular de la partícula sobre la superficie y  $\gamma$  es el ángulo de lanzamiento respecto a la vertical local.

Para un valor fijo de constante de Jacobi  $h$  y unidades estándares tenemos la siguiente expresión para la velocidad relativa  $v_{rel}$ :

$$v_{rel}^2(\gamma, \theta) = v^2(\theta) + R^2 + 2Rv(\theta) \sin(\gamma) \quad (\text{B.6})$$

donde  $v$  es la velocidad en el sistema de coordenadas sinódico. Su valor queda determinado por la posición de lanzamiento y por el valor de la constante de Jacobi  $h$ . Así, para  $h$  fijo,  $v = v(\theta)$ .

### B.3.1. Experimentos numéricos de interés

El análisis se restringió a ocho valores equi–espaciados de la constante de Jacobi comprendidos entre  $-1,5860 \leq h \leq -1,5790$ , los cuales fueron utilizados en un trabajo anterior (Leiva y Briozzo, 2007) para determinar las distribuciones de colisiones lunares originadas por trayectorias de baja energía.

Para cada valor de  $h$  se construyó un conjunto de 259920 condiciones iniciales sobre la superficie lunar a partir de una grilla uniforme en el espacio de parámetros  $(\gamma, \theta)$ , con incrementos  $\Delta\gamma = \Delta\theta = 0,5^\circ$ , en los rangos  $-90^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$  y  $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ . En todos

los casos, se integró numéricamente cada trayectoria hasta registrar: una condición de escape ( $r > R_H$ ), un retorno a la superficie lunar ( $r \leq R$ ) o hasta superar un tiempo equivalente a 1000 períodos del sistema ( $\sim 75$  años).

Para las condiciones iniciales que originaron *trayectorias de escape* se determinó el valor de  $\alpha(\gamma, \theta)$  propuesto en la Ec. (B.5).

### B.3.2. Resultados y discusión

Los resultados principales de este trabajo pueden inferirse del análisis de la Figura B.2, donde se representa en escala de colores el valor del *factor de escape*  $\alpha$  para las condiciones iniciales en el plano  $(\gamma, \theta)$  que cumplen con la condición de escape ( $r > R_H$ ), para cuatro valores de constante de Jacobi  $h$ . Las regiones rojas se corresponden con trayectorias que no logran escapar.

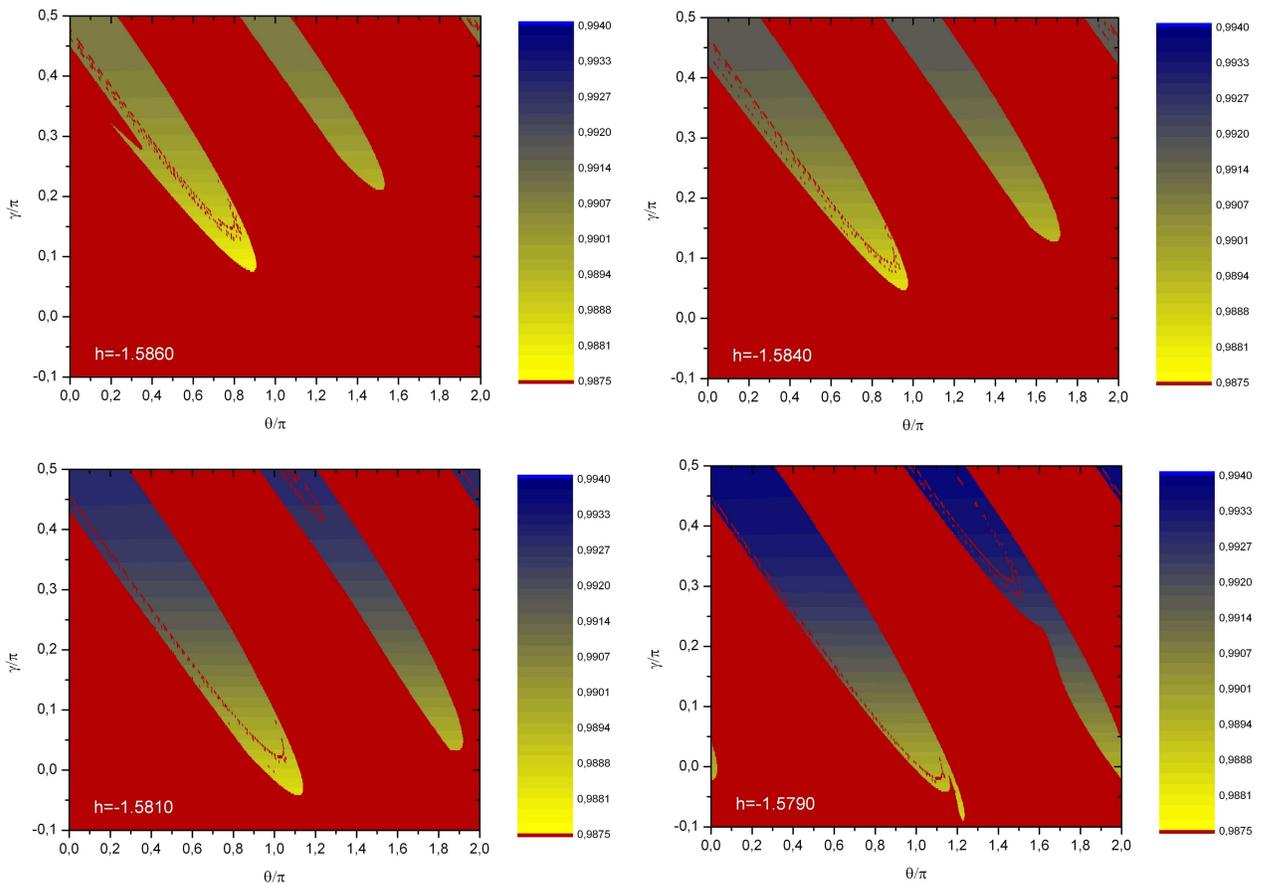


Figura B.2: Mapas dinámicos  $\alpha(\theta, \gamma)$  para cuatro valores de sonstante de Jacobi  $h$ . Las regiones en rojo se corresponden con condiciones iniciales que no lograron el escape.

Para todos los valores de  $h$  considerados, se observó una fuerte dependencia del *factor de escape*  $\alpha$  con la posición sobre la superficie lunar y la dirección de lanzamiento. Además, es posible notar que, para pequeños valores de  $h$ , existen grandes regiones sobre la superficie donde no se producen escapes, independientemente de la dirección de lanzamiento. Estas regiones disminuyen su extensión hasta desaparecer para valores

crecientes de  $h$ . Por otro lado, solamente se registran escapes en órbitas retrógradas para las energías más altas consideradas.

En el PC3CR Tierra–Luna resulta importante mencionar que, si eliminamos la condición (geométrica) de colisión con la masa secundaria, todas las condiciones iniciales originarán trayectorias de escape. La conclusión quizás más relevante obtenida en este trabajo es por tanto que, establecer un criterio de escape resulta mucho más complejo que la aproximación presentada por Alvarellos et al. (2002), debido a que la condición de escape no sólo está relacionada con la energía de las partículas sino también con el valor del radio  $R$  adoptado para la masa secundaria.

Por otra parte, independientemente de la geometría asumida, para valores menores a  $h = -1,5941701$  (Szebehely, 1967) las trayectorias evolucionarán en una vecindad de  $m_2$  y no podrán escapar.

Una manera posible de realizar una caracterización completa de la velocidad de escape en este contexto, sería realizando ajustes empíricos de la forma  $\alpha(\gamma, \theta, h)$  los cuales permitirían identificar y delimitar las regiones del plano  $(\gamma, \theta)$  que efectivamente originan trayectorias de escape.

La ausencia de este ajuste empírico para el *factor de escape* imposibilita tener una restricción para evitar generar condiciones iniciales que no escapan, por lo que, al contrario de lo que hicieron Alvarellos et al. (2005) con un criterio arbitrario, en el presente trabajo no se establecerá ninguna restricción en la generación de condiciones iniciales que simulan la eyección (ver Capítulo 4).

# Apéndice C

## Coordenadas topocéntricas y baricéntricas

Los sistemas de coordenadas sobre los diferentes satélites se explicitan de manera general, salvo casos particulares donde las coordenadas sobre la superficie se establecen a partir de un meridiano de referencia que pase por algún accidente geográfico particular, además de un elipsoide de referencia y un sentido de medición de ángulos. Para Iapetus, según la Unión Internacional de Astronomía (IAU), se adopta una forma cuasi-esférica de radio  $R = 736$  km, donde las latitudes se miden desde el ecuador del satélite y son positivas hacia el norte (dirección del momento angular intrínseco de rotación) y las longitudes se miden sobre el ecuador, desde la dirección a Saturno, crecientes en dirección oeste, para un observador sobre la superficie (ver Figura C.1).

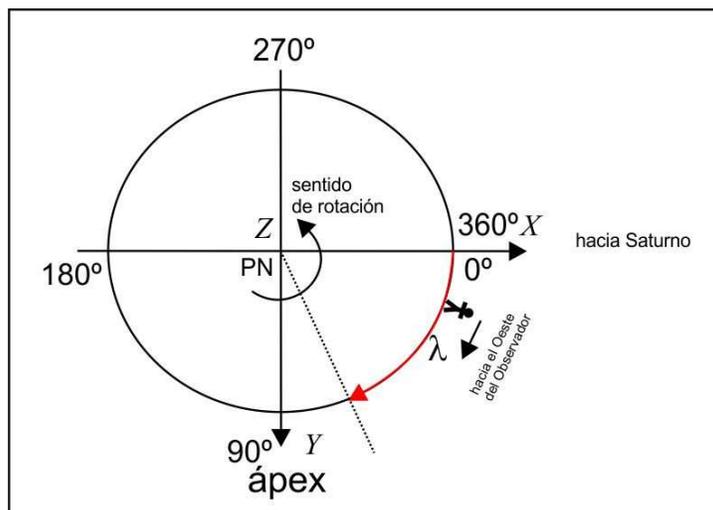


Figura C.1: Sistema de coordenadas adoptado para Iapetus por la IAU.

La Figura C.2 permite visualizar la relación que existe entre las coordenadas y, en particular, las longitudes, medidas desde el sistema de coordenadas adoptado por la IAU para Iapetus y las coordenadas medidas desde el sistema sinódico definido de manera estándar.

Como puede verse, si  $\lambda$  es la longitud determinada en el sistema Iapetus-céntrico entonces  $\pi - \lambda$  es la correspondiente longitud medida en el sistema sinódico.



paralelo al sistema topocéntrico pero centrado en el centro de Iapetus, las coordenadas en este sistema quedan definidas por

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_T \\ Y_T \\ R + Z_T \end{pmatrix}$$

Para rotar este sistema  $(X, Y, Z)$  de manera que quede paralelo al sistema de coordenadas sinódico (ver Figura C.3) notemos que, en función de las coordenadas medidas de acuerdo al sistema de la IAU, desde el sistema sinódico un vector cualquiera  $\vec{X}$  queda expresado según

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} r \cos(\delta) \cos(\pi - \lambda) \\ r \cos(\delta) \sin(\pi - \lambda) \\ r \sin(\delta) \end{pmatrix}$$

Según este sistema, los versores del sistema topocéntrico elegido, considerando los sentidos de crecimiento correctos de los ángulos, quedarán expresados como:

$$\begin{aligned} Z_T &= \frac{\partial \vec{X}}{\partial r} = \begin{pmatrix} \cos(\delta) \cos(\pi - \lambda) \\ \cos(\delta) \sin(\pi - \lambda) \\ \sin(\delta) \end{pmatrix} \\ X_T &= +\frac{1}{r} \frac{\partial \vec{X}}{\partial \lambda \cos(\delta)} = \begin{pmatrix} \sin(\pi - \lambda) \\ -\cos(\pi - \lambda) \\ 0 \end{pmatrix} \\ Y_T &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \vec{X}}{\partial \delta} = \begin{pmatrix} \sin(\delta) \cos(\pi - \lambda) \\ \sin(\delta) \sin(\pi - \lambda) \\ -\cos(\delta) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Teniendo en cuenta el paralelismo entre los sistemas Iapetocéntrico y topocéntrico el vector  $\vec{X}$  quedará expresado

$$\vec{X} = xX_T + yY_T + zZ_T$$

El sistema de coordenadas paralelo al sistema sinódico  $(X_{\parallel S}, Y_{\parallel S}, Z_{\parallel S})$  queda determinado por:

$$\begin{pmatrix} X_{\parallel S} \\ y_{\parallel S} \\ z_{\parallel S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\pi - \lambda) & \sin(\delta) \cos(\pi - \lambda) & \cos(\delta) \cos(\pi - \lambda) \\ -\cos(\pi - \lambda) & \sin(\delta) \sin(\pi - \lambda) & \cos(\delta) \sin(\pi - \lambda) \\ 0 & -\cos(\delta) & \sin(\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Finalmente, para obtener coordenadas sinódicas centradas en el baricentro del sistema Saturno-Iapetus  $(X_S, Y_S, Z_S)$ , simplemente necesitamos hacer la siguiente traslación

$$\begin{pmatrix} X_S \\ Y_S \\ Z_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{\parallel S} + (1 - \mu) \\ Y_{\parallel S} \\ Z_{\parallel S} \end{pmatrix}$$

# Bibliografía

- [1] Abraham, A. et al., 2013, AAS Astrodynamics Specialist Conference, AAS 13-925.
- [2] Alessi, E. M. et al., 2010, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 107, 187.
- [3] Alvarellos, J. L. et al., 2005, *Icarus*, 178, 104.
- [4] Alvarellos, J. L. et al., 2002, *Icarus*, 160, 108.
- [5] Bell, J. F. et al., 1985, *Icarus*, 61, 192.
- [6] Buratti, B. J. et al., 2002, *Icarus*, 155, 375.
- [7] Buratti, B. J. y Mosher, J. A., 1995, *Icarus*, 115, 219.
- [8] Burns, J. A. et al., 1996, IAU Colloq. 150: Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust, 104, 179.
- [9] Burns J. A. y Matthews M. S., 1986, *Satellites*, University of Arizona Press, Tucson.
- [10] Burns, J. A. et al., 1979, *Icarus*, 40, 1.
- [11] Castillo-Rogez, J. C. et al., 2007, *Icarus*, 190, 179.
- [12] Castillo, J. C. et al, 2005, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 37, 705.
- [13] Castillo, J. C. et al, 2005, *AGU Spring Meeting Abstracts*, 1, 03.
- [14] Chapman, C. y McKinnon, W., 1986, IAU Colloq. 77: Some Background about Satellites, 1, 492.
- [15] Cintala, M. J. et al., 1999, *Meteoritics and Planetary Science*, 34, 605.
- [16] Cook, A. F. y Franklin, F. A., 1970, *Icarus*, 13, 282).
- [17] Cruikshank, D. P. et al., 2008, *Icarus*, 193, 334.
- [18] Cruikshank D. P. et al., 1991, *Icarus*, 94, 345.
- [19] Cruikshank, D. P. et al., 1983, *Icarus*, 53, 90.
- [20] Denk, T. et al., 2010, *Science*, 327, 435.
- [21] Denk, T. y Neukum, G., 2000, 31th Lunar and Planetary Science Conference, 31, 1660.

- [22] Dobrovolskis, A. R. y Lissauer, J. J., 2004, *Icarus*, 169, 462.
- [23] Fink, U. et al., 1976, *The Astrophysical Journal*, 207, L63.
- [24] Freire, P. C. C., 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- [25] French, B. M., 1998, *Traces of catastrophe: A handbook of shock-metamorphic effects in terrestrial meteorite impact structures*, Technical Report, LPI-Contrib-954 1.
- [26] Gall, J., 1885, *Scottish Geographical Magazine* 1(4), 119-123.
- [27] Gault, D. E. y Wedekind, J. A., 1978, *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, 9, 3843.
- [28] Grav, T. y Bauer, J., 2007, *Icarus*, 191, 267.
- [29] Hamilton, D. P., 1997, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29, 1010.
- [30] Hendrix, A. R. y Hansen, C. J., 2008, *Icarus*, 193, 344.
- [31] Hinse, T. C. et al., 2010, *MNRAS*, 404, 837-857.
- [32] Housen, K. R. y Holsapple, K. A., 2012, *Icarus*, 219, 297.
- [33] Housen, K. R. et al., 1983, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (19782012)*, 88.B3, 2485.
- [34] Ip, W-H, 2006, *Geophysical research letters*, 33, 16.
- [35] Jarvis, K. S. et al., 2000, *Icarus*, 146, 125.
- [36] Le Feuvre, M. y Wieczorek, M. A., 2005, *Lunar and Planetary Science Conference XXXVI*, 2043.
- [37] Leiva, A. M. y Briozzo, C. B., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 858.
- [38] Leiva, A. M. y Briozzo, C. B., 2007, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía*, 50, 31.
- [39] Marchi, S. et al., 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 381, 1059.
- [40] Matthews, R. A., 1992, *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*, 33, 253.
- [41] McCord, T. B. et al., 1971, *The Astrophysical Journal*, 165, 413.
- [42] Melosh, H. J., 1989, *Impact Cratering*, Oxford University Press, New York.
- [43] Melosh, H. J., 1985a, *Geology*, 13, 144.
- [44] Melosh, H. J., 1984, *Icarus*, 59, 234.

- [45] Mendis, D. A. y Axford, W. I., 1974, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 2, 419.
- [46] Morrison, D. et al., 1975, *Icarus*, 24, 157.
- [47] Murray, C. D. y Dermott, S. F., 1999, *Solar System Dynamics*, Cambridge University Press, New York.
- [48] Neukum, G. et al., 2005, 36th Annual Lunar and Planetary Science Conference, 36, 2034.
- [49] Owen, T. C. et al., 2001, *Icarus*, 149, 160.
- [50] Peterson, C., 1975, *Icarus*, 24, 499.
- [51] Porco, C. C. et al., 2005, *Science*, 307, 1237.
- [52] Press, W. H. et al., 1992, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, New York.
- [53] Schmidt, R. M. y Housen, K. R., 1987, *International Journal of Impact Engineering*, 5, 543.
- [54] Shoemaker, E. M., 1962, *Physics and Astronomy of the Moon*, 283.
- [55] Smith, B. A. et al., 1982, *Science*, 215, 504.
- [56] Smith, B. A. et al., 1981, *Science*, 212, 163.
- [57] Soter, S., 1974, Trabajo presentado en el IAU Colloquium 28, Cornell University, Ithaca, NY, 18 to 21 August 1974.
- [58] Spencer, J. R. y Denk, T., 2010, *Science*, 327, 432.
- [59] Spencer, J. R., 1987, *Icarus*, 69, 297.
- [60] Squyres, S. W. y Sagan, C., 1983, *Nature*, 303, 782.
- [61] Strazzulla, G., 1986, *Icarus*, 66, 397.
- [62] Szebehely, V., 1967, *Theory of Orbits*, Academic Press, Nueva York.
- [63] Tabak, R. G. y Young, W. M., 1989, *Earth Moon and Planets*, 44, 251.
- [64] Tholen, D. J. y Zellner, B., 1983, *Icarus*, 53, 341.
- [65] Verbiscer, A. J. et al., 2009, *Nature*, 461, 1098.
- [66] Vickery, A. M., 1987, *Geophysical Research Letters*, 14, 726.
- [67] Vickery, A. M., 1986, *Icarus*, 67, 224.
- [68] Vilas, F. et al., 1996, *Icarus*, 124, 262.
- [69] Wilson, P. D. y Sagan, C., 1996, *Icarus*, 122, 92.

[70] Zahnle, K. et al., 2003, *Icarus*, 163, 263.

[71] Zahnle, K. et al., 2001, *Icarus*, 153, 111.