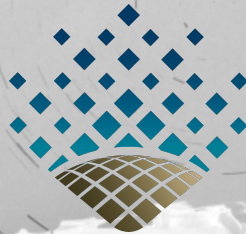




Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas, Geofísicas y Meteorológicas



Tesis para obtener el grado académico de Doctor en  
Astronomía

**FORMACIÓN DE SISTEMAS PLANETARIOS MEDIANTE  
SIMULACIONES DE N-CUERPOS**

Lic. Ronco, María Paula

**Director:** de Elía, Gonzalo Carlos

**Co-Director:** Brunini, Adrián

LUGAR Y FECHA DE DEFENSA:  
LA PLATA, ARGENTINA - 27 DE MARZO DE 2018

## Jurado Doctoral:

**Prof. Claudia Giordano**

Instituto de Astrofísica de La Plata, Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

**Prof. Cristian Beaugé**

Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, Universidad Nacional de Córdoba, Argentina.

**Prof. Tabaré Gallardo**

Instituto de Física - Facultad de Ciencias, UdelaR, Uruguay.

# PREFACIO

---

Esta Tesis de Doctorado es presentada en la Facultad de Ciencias Astronómicas, Geofísicas y Meteorológicas de La Plata como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Doctora en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de mis estudios de investigación desarrollados bajo la dirección del Dr. Gonzalo Carlos de Elía y la Co-Dirección del Prof. Adrián Brunini, y en colaboración con otros investigadores miembros del Grupo de Ciencias Planetarias de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata y del Instituto de Astrofísica. El trabajo presente fue desarrollado entre Abril de 2013 y Febrero de 2018 en las oficinas del Instituto de Astrofísica de La Plata, dentro del predio del Observatorio.

Ronco, María Paula.  
e-mail: [mpronco@fcaglp.unlp.edu.ar](mailto:mpronco@fcaglp.unlp.edu.ar)  
Sitio Web: <http://gcp.fcaglp.unlp.edu.ar>  
La Plata, Octubre de 2017.

## MISCELÁNEAS

El comienzo de cada capítulo de esta Tesis de Doctorado presenta la imagen y frase de mujeres científicas, en general astrónomas o ingenieras. Cada una de ellas ha hecho grandes aportes a la astronomía y al desarrollo espacial luchando contra la discriminación y la desigualdad en el sistema científico por la mera condición de ser mujer. A ellas mi humilde homenaje.





# ORIGINALIDAD

---

La originalidad de este trabajo radica en estudiar la formación y evolución de sistemas planetarios mediante el uso de un código de N-cuerpos, partiendo de condiciones iniciales más realistas provistas por un modelo de formación planetaria durante la etapa gaseosa de formación, que fue mejorado sustancialmente para dicho objetivo.

Los resultados de nuestros estudios han sido presentados en la revista *Astronomy & Astrophysics* y en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* como así también en diversos congresos, talleres, simposios, etc., tanto de índole nacional como internacional:

- *Diversity of Planetary Systems in low-mass disks: Terrestrial type planet formation and water delivery.* Ronco M. P. & de Elía G.C. 2014 - *Astronomy & Astrophysics* - Volume 567, id.A54.
- *Terrestrial-type planet formation: Comparing different types of initial conditions .* Ronco M. P., de Elía G.C. & Guilera, O. M. 2015- *Astronomy & Astrophysics* - Volume 584, id.A47.
- *Formation of Solar System Analogues I: looking for initial conditions through a population synthesis analysis.* Ronco M. P., Guilera, O. M. & de Elía G.C. 2017 - *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 471, Issue 3, p.2753-2770.
- *Formation of Solar System Analogues II: post-gas phase growth and water accretion in extended discs via N-body simulations.* Ronco M. P. & de Elía G.C. 2017 - En revisión en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.



# RESUMEN

---

Durante esta Tesis Doctoral nos dedicamos a estudiar la formación y evolución de sistemas planetarios, tanto durante su etapa gaseosa de formación, que involucra los primeros millones de años de vida de un sistema planetario, como durante la etapa post-gas, en la cual dominan las interacciones gravitatorias entre los planetas formados al final de la primera etapa. Focalizamos en la formación de planetas de tipo terrestre en las zonas internas del disco, particularmente en la zona de habitabilidad, que se forman en sistemas planetarios sin gigantes gaseosos y posteriormente en sistemas planetarios análogos al Sistema Solar, prestando particular atención a los procesos de acreción de agua durante toda la evolución.

En primer lugar estudiamos la diversidad de sistemas planetarios sin gigantes gaseosos en discos de baja masa mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos, que analizan la evolución de la etapa post-gas, partiendo de condiciones iniciales arbitrarias. Luego, reiteramos el estudio considerando primero la evolución de dichos sistemas durante la etapa gaseosa por medio de un código semianalítico de formación, y utilizando luego los resultados como condiciones iniciales más realistas para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos. Globalmente encontramos que existe una gran diversidad de sistemas planetarios formados en estos escenarios, algunos de los cuales son más propensos a la formación de planetas ricos en agua en la zona habitable. Además, determinamos que los resultados obtenidos utilizando condiciones iniciales más realistas, si bien son cualitativamente similares a los obtenidos con condiciones iniciales arbitrarias, presentan diferencias importantes en las historias de acreción de los planetas de la zona habitable, por ende en las masas y cantidades de agua finales que presentan.

En segundo lugar estudiamos la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar. Para vincular la etapa gaseosa y la etapa post-gas de la forma más realista posible, mejoramos y actualizamos el código semianalítico de formación planetaria antes mencionado incorporándole el tratamiento de fenómenos relevantes. Estudiamos la evolución de una gran diversidad de sistemas planetarios mediante un primer estudio de síntesis poblacional que nos permitió determinar cuáles son los parámetros y escenarios que dan lugar a la formación de sistemas análogos al Sistema Solar. Luego, estudiamos la evolución post-gas de dichos sistemas mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos, y utilizando las distribuciones de embriones y planetesimales al final de la etapa gaseosa como condiciones iniciales. Los resultados de la síntesis poblacional nos indican que los escenarios más favorables para la formación de sistemas como el nuestro son aquellos que presentan nulas o bajas tasas de migración, y que se formaron a partir de planetesimales pequeños. Las simulaciones de la etapa post-gas nos indican que la formación de planetas potencialmente habitables (PPHs) sería un proceso común en estos sistemas. Sin embargo, la eficiencia en la formación está directamente relacionada con el tamaño de los planetesimales. Cuanto menor es el tamaño de los planetesimales mayor es la eficiencia en la formación de PPHs. Además, los fenómenos de migración tipo I y tipo II en estos sistemas favorecerían la formación de PPHs si los sistemas se forman a partir de planetesimales pequeños. También determinamos que los planetas más comunes en la zona habitable serían Súper-Tierras ricas en agua. Finalmente, estos estudios nos permiten fortalecer nuestro conocimiento sobre la formación y evolución de sistemas planetarios y sobre la potencial habitabilidad de los planetas tipo terrestres que forman.



*a mi compañero Octavio,  
siempre y en todos los sentidos...*



# AGRADECIMIENTOS

---

Durante los últimos 5 años muchas personas me han acompañado en el camino. Ese acompañamiento fue el que ayudó, sin ninguna duda, a que pudiera finalizar esta Tesis de Doctorado y a que este resultado sea un trabajo digno de comunicar.

En primer lugar quiero darle las gracias a Gonzalo de Elía, mi Director, quien me acompañó desde el principio depositando en mí toda su confianza. Nunca me sentí su estudiante, por el contrario siempre me hizo sentir su par, poniendo ninguna distancia entre los dos. Quiero agradecerle por su paciencia y bondad para conmigo durante esta etapa.

Quiero también darle las gracias al Jurado, a Claudia, a Cristian y a Tabaré, no sólo por las correcciones y comentarios provechosos, sino sobre todo por sus palabras y elogios, que son un abrazo al alma y un reconocimiento al esfuerzo y empeño puesto en este trabajo.

La etapa del Doctorado fue muy diferente a la de la Licenciatura. Sin dudas me brindó enriquecedoras experiencias, la oportunidad de viajar y conocer científiques de muchos lugares, y la posibilidad de aprender cosas nuevas. Pero una de las cosas que más destaco y agradezco fue la oportunidad que me brindó de conocer o descubrir a excelentes personas que hoy, luego de 5 años, considero muy amigos. Gracias a Marce, a Andre, a Julia, a Fede y a Yami. A Marce por su calidez, sus charlas, su sensibilidad. A Andre, Juli, Fede y Yami por su alegría, por haberme abierto las puertas de sus casas y corazones allá en el viejo continente y por iniciar o continuar una amistad que, a pesar de la distancia, siento muy fuerte.

Quiero agradecerle a Nelly a Romi y a Cin, mis amigas de siempre, desde que me sumergí en esta aventura de estudiar astronomía, por su amor y aguante cotidiano, por los paseos, las charlas, los mates, las meriendas. Por los consejos, el apoyo y la contención. A Fedra y a Mari, amigas de la época fundacional (sólo para entendidas) que también me acompañan desde el comienzo. A Ceci por sus locuras, por su franqueza y su potencia, a Aye por sus palabras justas, por su fortaleza que me inspira. A Tiara, por su ternura, pero sobre todo por su lucha, que es de ella pero es para todas. A Rocío, por escucharme siempre, por sus palabras y abrazos en los momentos precisos, gracias. A los amigos de siempre, a Nacho, El Duende, Maxi, Fede, Fran, Ale, por todos los momentos compartidos, las charlas, los asados. A Maxi en particular por compartir conmigo los días de eterno calor en Enero escribiendo la tesis, todo fue mucho más divertido con su compañía. También quiero agradecer a las amistades que por las cosas de la vida hoy ya no lo son, porque cuando lo fueron me hicieron muy feliz y eso no se olvida.

Gracias a otras amistades que fui adquiriendo en el camino, a Jime, Meli, Momi, y Gastón también, por las charlas des-estresantes, los consejos y las tardes de pileta y mate. A Iri y Caro por los encuentros, los viajes compartidos, la catarsis.

A les compñeres de Agrupación, personas con las que construimos las ideas que nos definen, gracias por los largos debates, las discusiones acaloradas, las luchas compartidas.

Quiero agradecerle a mi familia por el apoyo de siempre, a mi mamá y a mi papá, que siempre han estado a mi lado en todo momento y para todo lo que necesitara. A Lili y a



Cruz, por el cariño de siempre, las juntadas en Mardel y en Rojas. Al Tío Anibal, no sólo por todo lo que nos ha ayudado en el último tiempo con todo amor y completo desinterés, sino por su generosidad y sus palabras de aliento.

A Octavio, mi compañero en todo sentido, mi amigo, mi esposo, mi colega. No tengo palabras para agradecer todo el apoyo y el amor que me brinda día a día. A él esta Tesis.

Por último a la Facultad y a la Universidad de la Plata. Gracias !

*María Paula*

*La Plata, Argentina, 25 de Marzo de 2018*

# ÍNDICE GENERAL

---

<b>Prefacio</b>	<b>I</b>
<b>Originalidad</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>V</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>IX</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>XV</b>
<b>Índice de cuadros</b>	<b>XVII</b>
<b>Introducción</b>	<b>I</b>
<b>I Motivación y Marco Teórico</b>	<b>1</b>
<b>1. Formación de Sistemas Planetarios</b>	<b>3</b>
1.1. Formación de discos protoplanetarios . . . . .	4
1.1.1. Tiempos de vida de los discos protoplanetarios . . . . .	4
1.1.2. Masas y distribuciones de masa en los discos . . . . .	5
1.1.3. Procesos de fotoevaporación del disco de gas . . . . .	6
1.1.4. Evolución del polvo: los primeros pasos del crecimiento de sólidos . . .	7
1.2. Crecimiento de los planetas . . . . .	8
1.2.1. Del polvo a las pebbles . . . . .	8
1.2.2. De las pebbles a los planetesimales . . . . .	8
1.2.3. De los planetesimales a los embriones . . . . .	9
1.2.4. De los embriones a los planetas de tipo terrestre . . . . .	10
1.2.5. Formación de los planetas gigantes . . . . .	11
1.3. Teorías de migración planetaria . . . . .	12
1.3.1. Tasas clásicas de migración tipo I . . . . .	12
1.3.2. Migración tipo II . . . . .	14
1.3.3. Migración tipo III . . . . .	14
1.4. ¿Porqué estudiar la formación de planetas terrestres? . . . . .	14
<b>2. Información Observacional</b>	<b>17</b>
2.1. Motivación . . . . .	18
2.2. Detección de exoplanetas . . . . .	18
2.2.1. Métodos Indirectos: . . . . .	20
2.2.2. Métodos Directos: Direct Imaging o Imágen Directa . . . . .	26
2.3. Características generales de los exoplanetas . . . . .	27
2.3.1. Abundancia de planetas pequeños y cercanos . . . . .	27
2.3.2. Planetas gigantes gaseosos . . . . .	28
2.4. Programas de detección de exoplanetas . . . . .	29
2.4.1. Misiones futuras . . . . .	32

<b>3. Sobre teorías del origen del agua en la Tierra y la potencial habitabilidad de otros mundos</b>	<b>37</b>
3.1. Teorías del origen del agua en la Tierra . . . . .	38
3.1.1. Restricciones geoquímicas y cosmoquímicas . . . . .	38
3.1.2. ¿Pudo el agua haberse acretado <i>in situ</i> ? . . . . .	40
3.1.3. ¿Habrán sido las cometas? . . . . .	41
3.1.4. ¿Habrán sido la acreción tardía de planetesimales o embriones? . . . . .	42
3.1.5. ¿Entonces, de dónde provino el agua de la Tierra? . . . . .	43
3.2. Definiciones varias de la Zona de Habitabilidad . . . . .	43
3.3. La paradoja del huevo y la gallina . . . . .	45
3.4. Receta para hacer un planeta habitable . . . . .	46
3.4.1. Factores planetarios . . . . .	47
3.4.2. Factores astronómicos . . . . .	49
<b>II Análisis y Resultados</b>	<b>51</b>
<b>4. Métodos Numéricos</b>	<b>53</b>
4.1. Motivación . . . . .	54
4.2. Código semianalítico para la etapa gaseosa . . . . .	54
4.2.1. Evolución de la componente gaseosa . . . . .	55
4.2.2. Evolución de la componente sólida: los planetesimales . . . . .	56
4.2.3. Evolución de los embriones planetarios . . . . .	59
4.3. Código de N-cuerpos para la etapa post-gas . . . . .	60
4.3.1. MERCURY: ecuaciones generales para el problema de N-cuerpos . . . . .	62
4.3.2. MERCURY: tratamiento de los Encuentros . . . . .	65
4.3.3. MERCURY: parámetros a definir . . . . .	67
<b>5. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes</b>	<b>69</b>
5.1. Introducción y Motivación . . . . .	70
5.2. Propiedades del disco protoplanetario . . . . .	72
5.3. Distribución inicial de agua . . . . .	74
5.4. Condiciones Iniciales . . . . .	75
5.4.1. 1 <sup>er</sup> set: condiciones iniciales arbitrarias . . . . .	75
5.4.2. 2 <sup>do</sup> set: condiciones iniciales más realistas . . . . .	76
5.5. Características de las simulaciones de N-cuerpos . . . . .	78
5.6. Resultados . . . . .	79
5.6.1. Resultados generales para $\gamma = 0.5, 1$ y $1.5$ del 1 <sup>er</sup> set . . . . .	79
5.6.2. Análisis comparativo general entre el 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set . . . . .	84
5.6.3. Remoción de embriones y planetesimales . . . . .	89
5.6.4. Fricción dinámica . . . . .	90
5.6.5. Planetas en la Zona Habitable . . . . .	92
5.7. Discusión . . . . .	98
5.8. Conclusiones generales del capítulo . . . . .	101

<b>6. Formación de Sistemas Planetarios Análogos al Sistema Solar mediante un análisis de síntesis poblacional</b>	<b>105</b>
6.1. Motivación . . . . .	106
6.2. Descripción de nuestro modelo de formación planetaria . . . . .	107
6.2.1. Estructura del disco protoplanetario . . . . .	108
6.2.2. Crecimiento y evolución orbital de la población de embriones . . . . .	112
6.2.3. Distribución de agua en embriones y planetesimales . . . . .	122
6.3. Condiciones Iniciales . . . . .	123
6.3.1. Escenarios y parámetros libres . . . . .	123
6.3.2. El tiempo de disipación del disco . . . . .	126
6.4. Resultados . . . . .	128
6.4.1. Resultados Generales . . . . .	128
6.4.2. Sistemas Análogos al Sistema Solar . . . . .	133
6.4.3. Diagrama masa vs. semieje mayor para la síntesis poblacional . . . . .	148
6.5. Discusión: Limitaciones del modelo . . . . .	149
6.6. Conclusiones generales del capítulo . . . . .	152
<b>7. Formación de Sistemas Análogos al Sistema Solar mediante simulaciones de N-cuerpos</b>	<b>155</b>
7.1. Motivación . . . . .	156
7.2. Condiciones Iniciales: Resultados previos . . . . .	157
7.3. Características generales del modelo de N-Cuerpos . . . . .	162
7.4. Mejoras en la elección de la Zona de Habitabilidad . . . . .	164
7.5. Resultados . . . . .	166
7.5.1. Escenarios formados por planetesimales de 100 km . . . . .	167
7.5.2. Escenarios formados por planetesimales de 10 km . . . . .	170
7.5.3. Escenarios formados por planetesimales de 1 km . . . . .	173
7.5.4. Escenarios formados por planetesimales de 100 m . . . . .	178
7.5.5. Sensibilidad a escenarios con migración tipo I . . . . .	183
7.5.6. Sensibilidad a escenarios con migración tipo II . . . . .	186
7.5.7. ¿Masa y ubicación favorable del gigante interno? . . . . .	188
7.5.8. Escenarios sin planetesimales . . . . .	190
7.6. Discusión . . . . .	191
7.7. Conclusiones generales del capítulo . . . . .	193
<b>8. Contrastando Sistemas Análogos al Sistema Solar con las Observaciones</b>	<b>195</b>
8.1. Motivación . . . . .	196
8.2. Población de Planetas Potencialmente Habitables . . . . .	198
8.3. Población de planetas gigantes gaseosos . . . . .	201
8.4. ¿Habitabilidad en Mundos de Agua? . . . . .	203
8.5. ¿Súper-Tierras potencialmente habitables? . . . . .	204
<b>III Conclusiones y perspectivas</b>	<b>207</b>
<b>9. Conclusiones y perspectivas a futuro</b>	<b>209</b>
9.1. Conclusiones generales . . . . .	210

9.2. Perspectivas a futuro . . . . .	211
<b>Bibliografía</b>	<b>213</b>

# ÍNDICE DE FIGURAS

---

1.1. Mejor imagen de un disco protoplanetario con ALMA. . . . .	5
1.2. Fracción de estrellas jóvenes con discos en función de la edad de los mismos. . . . .	6
1.3. Diagrama esquemático sobre los torques de Lindblad. . . . .	13
2.1. Número de detecciones de exoplanetas en función del tiempo y método de detección. . . . .	19
2.2. Población de exoplanetas según el método de detección. . . . .	20
2.3. Planetas descubiertos en función del tiempo por el método Doppler. . . . .	21
2.4. Representación esquemática del funcionamiento del método de velocidades radiales. . . . .	22
2.5. Representación esquemática de un tránsito planetario . . . . .	24
2.6. Geometría básica del método de microlentes. . . . .	25
2.7. Representación esquemática del evento de microlentes. . . . .	26
2.8. Detecciones por Imagen Directa . . . . .	27
2.9. El observatorio espacial COROT. . . . .	31
2.10. El observatorio espacial KEPLER. . . . .	32
2.11. El observatorio espacial CHEOPS . . . . .	33
2.12. Controles al instrumento CHEOPS. . . . .	34
2.13. El observatorio espacial PLATO. . . . .	35
3.1. Contenido de agua de meteoritos como función de la distancia al Sol. . . . .	39
3.2. Cociente D/H en objetos del Sistema Solar. . . . .	41
3.3. Factores planetarios y astronómicos influyentes en la habitabilidad. . . . .	47
4.1. Esquema del funcionamiento del código semianalítico de formación planetaria. . . . .	55
5.1. Perfiles de densidad superficial de sólidos. . . . .	74
5.2. Distribuciones de embriones y planetesimales en la etapa gaseosa. . . . .	78
5.3. Evolución temporal de un sistema planetario con $\gamma = 0.5$ y condiciones iniciales arbitrarias. . . . .	80
5.4. Zonas de alimentación de los planetas de la ZH: $\gamma = 0.5$ . . . . .	82
5.5. Evolución temporal de un sistema planetario con $\gamma = 1.5$ y condiciones iniciales arbitrarias. . . . .	83
5.6. Comparación de condiciones iniciales arbitrarias y más realistas. . . . .	85
5.7. Evolución temporal de un sistema planetario con $\gamma = 1.5$ y condiciones iniciales arbitrarias. . . . .	86
5.8. Evolución temporal de un sistema planetario con $\gamma = 1.5$ y condiciones iniciales más realistas. . . . .	87
5.9. Comparación entre las configuraciones finales del 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set. . . . .	89
5.10. Efectos de la fricción dinámica en planetas del 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set. . . . .	91
5.11. Evolución temporal de los semiejes de los planetas de la ZH del 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set. . . . .	93
5.12. Zonas de alimentación de los planetas de la ZH del 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set. . . . .	95
5.13. Configuraciones finales de los sistemas planetarios del estudio E1. . . . .	99

6.1. Evolución de la componente gaseosa de un disco protoplanetario. . . . .	111
6.2. Crecimiento del núcleo y la envoltura de un planeta. . . . .	117
6.3. Fracción de pérdida de la masa atmosférica global. . . . .	119
6.4. Distribución de agua en el disco. . . . .	122
6.5. Esquema sobre el funcionamiento y la automatización de PLANETALP. . . . .	124
6.6. Sets de parámetros con escalas de tiempo de disipación en función de la masa del disco. . . . .	127
6.7. Esquema de clasificación de los planetas formados. . . . .	129
6.8. Histogramas de fracción de planetas formados vs. masas. . . . .	131
6.9. Mapas de densidad de sistemas planetarios . . . . .	132
6.10. Distribución de sistemas planetarios por escenario de formación. . . . .	134
6.11. Histogramas con las arquitecturas de SASS. . . . .	136
6.12. Evolución temporal de un SASS. . . . .	138
6.13. Configuraciones de SASS al final de la etapa gaseosa. . . . .	140
6.14. Tiempo de cruce como función de la posición del planeta. . . . .	142
6.15. Mínima masa necesaria para abrir una brecha. . . . .	146
6.16. Agua en los sistemas planetarios. . . . .	147
6.17. Diagrama masa vs. semieje mayor de la población observada. . . . .	148
6.18. Formación de planetas en órbitas extendidas. . . . .	150
7.1. Condiciones iniciales para las simulaciones de N-cuerpos . . . . .	161
7.2. Ejemplo de Condición Inicial . . . . .	164
7.3. Zonas de habitabilidad . . . . .	166
7.4. Escenario con planetesimales de 100 km sin migración . . . . .	168
7.5. Escenario con planetesimales de 10 km sin migración . . . . .	171
7.6. Escenario con planetesimales de 1 km sin migración . . . . .	175
7.7. Evolución temporal de la excentricidad y semieje del planeta Neptuno sobreviviente en escenarios de 1 km. . . . .	176
7.8. Escenario con planetesimales de 100 m sin migración . . . . .	180
7.9. Evolución temporal de la excentricidad y semieje del planeta Neptuno eyectado en escenarios de 100 m. . . . .	181
7.10. Evolución temporal de la excentricidad y semieje del planeta Neptuno sobreviviente en escenarios de 100 m. . . . .	182
7.11. Comparación entre escenarios con distintas tasas de migración. . . . .	185
7.12. Histogramas de fracción de PPHs vs semieje mayor y masa del gigante interno. . . . .	189
7.13. Comparación entre escenarios con y sin migración tipo II . . . . .	190
7.14. Histogramas de clases de habitabilidad . . . . .	194
8.1. Sistemas planetarios confirmados alrededor de estrellas de tipo solar. . . . .	197
8.2. Diagramas masa y radio vs. semieje mayor de planetas potencialmente habitables. . . . .	200
8.3. Diagramas masa vs. semieje mayor vs. excentricidad de exoplanetas gigantes observados y simulados. . . . .	202



# ÍNDICE DE CUADROS

---

2.1. Principales misiones de búsqueda de exoplanetas en el espacio . . . . .	30
2.2. Principales misiones espaciales futuras de búsqueda de exoplanetas. . . . .	32
5.1. Cantidad de embriones y planetesimales según el perfil. . . . .	76
5.2. Masas individuales de embriones y planetesimales según el perfil. . . . .	76
5.3. Planetas de la ZH en escenarios con $\gamma = 0.5$ . . . . .	81
5.4. Características de planetas en simulaciones del 1 <sup>er</sup> set. . . . .	88
5.5. Características de planetas en simulaciones del 2 <sup>do</sup> set. . . . .	88
5.6. Escalas de tiempo de acreción de planetesimales clase D y clase W en planetas de la ZH. . . . .	97
6.1. Porcentajes finales de los tipos de sistemas planetarios. . . . .	130
6.2. Porcentaje de SASS por escenario de formación. . . . .	133
6.3. Parámetros de SASS. . . . .	137
7.1. Características principales de las condiciones iniciales . . . . .	159
7.2. Características sobre la cantidad de agua . . . . .	160
7.3. Propiedades de PPH en escenarios de 10 km . . . . .	173
7.4. Propiedades de PPH en escenarios de 1 km . . . . .	178
7.5. Propiedades de PPH en escenarios de 100 m . . . . .	184
7.6. Rango de masas para planetas que abrieron brechas. . . . .	187
8.1. Planetas potencialmente habitables observados alrededor de estrellas de tipo solar . . . . .	199



# INTRODUCCIÓN

---

La formación y evolución de nuestro Sistema Solar es uno de los grandes paradigmas de las ciencias astronómicas. Más aún lo es en la actualidad la formación y evolución de sistemas planetarios extrasolares descubiertos en los últimos 20 años gracias al creciente desarrollo tecnológico que se ha dado en esta área de la ciencia. Si bien las observaciones de exoplanetas han avanzado a pasos agigantados durante los últimos años y hemos podido determinar la existencia de sistemas planetarios múltiples, formados por varios planetas rocosos o por varios planetas gigantes gaseosos, no hemos sido capaces aún de encontrar sistemas planetarios análogos al Sistema Solar, formados por planetas tipo terrestres en las zonas internas del disco y por al menos algún planeta gigante gaseoso como Júpiter o Saturno en las zonas más externas.

Además, a pesar de los grandes avances, tanto observacionales como teóricos, que cada vez y con más fuerza tratan de vincularse entre sí, no ha sido todavía posible determinar con certeza cuál fue el escenario original que dio lugar a la formación de nuestro Sistema Solar y a los cuerpos celestes que lo conforman. Más aún, no hay consenso en cómo pudo haberse dado la formación de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar y hay aún muchas preguntas por responder: ¿por qué Marte es más pequeño que La Tierra?, ¿cómo se formó Mercurio?, ¿realmente los planetas gigantes migraron hacia las zonas internas del disco?, ¿cuál es la real fuente de agua en nuestro planeta?.

El objetivo de esta tesis es estudiar la formación y evolución de sistemas planetarios, tanto durante su etapa gaseosa de formación, que involucra los primeros millones de años de vida de un sistema planetario, como también la etapa post-gas, en la cual dominan las interacciones gravitatorias entre los planetas formados al final de la primera etapa. En particular, nos hemos enfocado en la formación de planetas tipo terrestres en las zonas internas del disco, dentro de las 5 ua, y luego hemos profundizado en la formación de sistemas planetarios extendiéndonos hasta las 30 ua.

El problema general de estudiar la formación de sistemas planetarios radica en que no es todavía posible estudiar la misma desde que comienza a formarse el disco de gas y polvo y hasta que termina, cuando el sistema ya está completamente configurado con sus planetas y poblaciones de cuerpos menores, de manera completamente autoconsistente. Las distintas etapas por las que atraviesa un sistema planetario desde sus comienzos presentan características y escalas de tiempo de formación muy diferentes, y no es posible aún estudiarlas de manera autoconsistente, mediante el uso de una única herramienta computacional. La formación planetaria se estudia entonces por etapas mediante el uso de diversas herramientas numéricas, algunas de ellas muy costosas desde un punto de vista computacional. En general, la formación de las primeras etapas en las que hay presencia de gas y granos de polvo

en el disco, se estudia mediante el uso simulaciones hidrodinámicas de alta resolución. La etapa posterior, en la cual se asume que en el disco protoplanetario ya hay poblaciones de planetesimales y algunos protoplanetas, se estudia mediante códigos semianalíticos y/o numéricos que modelan, mediante prescripciones matemáticas, el crecimiento de los planetas inmersos en ese disco de gas y planetesimales. Posteriormente, cuando el gas se disipa, el remanente de protoplanetas y planetesimales del disco, que interactúan gravitatoriamente, dan lugar a una etapa en la que es la dinámica la que domina y modela la configuración de los planetas finales. Esta etapa, que es la más prolongada de la formación de un sistema planetario, se estudia generalmente mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos, en donde se resuelven las ecuaciones diferenciales de movimiento de cada uno de los planetas y planetesimales del sistema.

Como mencionaba, el problema radica generalmente en vincular dichas etapas. Muchos de los trabajos que estudian la formación y evolución dinámica de sistemas planetarios no tienen en cuenta resultados que muestren cómo se formó dicho sistema en su etapa anterior, es decir en la etapa gaseosa, cuando embriones y planetesimales conviven con el disco de gas. Más complejo aún es poder estudiar cómo es la formación de esta etapa gaseosa, partiendo de resultados obtenidos mediante simulaciones hidrodinámicas que formen, literalmente, los primeros planetesimales y embriones a partir de la coagulación del polvo en el disco primordial.

El objetivo entonces de esta tesis es tratar de vincular dos de las etapas de formación de un sistema planetario de la forma más realista posible. Para ello utilizamos un código de formación planetaria que modela el crecimiento de los embriones planetarios y la evolución de los planetesimales durante la etapa gaseosa, y luego, estudiamos la evolución post-gas de dichos sistemas mediante simulaciones de N-cuerpos.

Los primeros estudios que hemos realizado tuvieron como objetivo estudiar la formación de planetas de tipo terrestre en sistemas planetarios sin planetas gigantes gaseosos. La formación de este tipo de sistemas sería, según resultados de estudios tanto teóricos como observacionales, muy común en el Universo. El primer paso, realizado durante la Licenciatura y profundizado durante el Doctorado, fue estudiar la formación post-gas de estos sistemas partiendo de condiciones iniciales arbitrarias, sin tener en cuenta resultados provenientes de etapas previas de formación. Luego, mediante el uso de un modelo semi-analítico que modela la formación de sistemas planetarios durante la etapa gaseosa y en el cual el gas se disipa exponencialmente, realizamos estudios semejantes comparando con los resultados previos. La conclusión importante a la que arribamos es que si bien globalmente los resultados de la formación planetaria son similares, el uso de condiciones iniciales más realistas da lugar a diferentes historias de acreción de cada uno de los planetas finales y por ende, características diferentes en cuanto a las masas y porcentajes finales de agua, lo que podría cambiar significativamente los escenarios resultantes de sistemas planetarios y por ende, podría cambiar significativamente el interés astrobiológico de los planetas resultantes de la zona de habitabilidad.

Teniendo en cuenta los resultados hallados previamente y entendiendo que es fundamental poder contar con condiciones iniciales más realistas para estudiar la formación de sistemas planetarios, enfocamos nuestro estudio en la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar (SASS). Con el objetivo de estudiar la formación y evolución de este tipo de

---

sistemas, tanto durante la etapa gaseosa como durante la etapa post-gas, dividimos al trabajo en dos etapas. La primera etapa consistió en mejorar el código de formación planetaria durante la etapa gaseosa mediante la incorporación de diversos fenómenos físicos importantes que no se habían tenido en cuenta hasta este momento. Dichos fenómenos son el cálculo de la acreción viscosa y la fotoevaporación del disco de gas, la migración tipo I y tipo II, la acreción de gas por parte de los embriones, la eyección de planetesimales, la acreción de agua por parte de embriones y planetesimales, y la fusión de los embriones teniendo en cuenta la mezcla de sus envolturas gaseosas. Con dicho código mejorado realizamos un estudio de síntesis poblacional, es decir un análisis de varios miles de simulaciones, para poder obtener los parámetros del disco protoplanetario y los escenarios de formación (tamaño de planetesimales, tasas de migración, etc) que dieran lugar a SASS al final de la etapa gaseosa.

Con los resultados de la primera etapa utilizados como condiciones iniciales, comenzamos la segunda parte del trabajo que consistió en el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos de alta resolución. Dichas simulaciones modelan la evolución dinámica de los SASS durante la última etapa de formación: la etapa de impactos gigantes. El principal interés con estas simulaciones es poder analizar la formación como un todo de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar durante la etapa post-gas, pero focalizando en la formación de planetas terrestres en las zonas internas del disco, en particular en la región de habitabilidad. Desarrollamos un gran número de simulaciones, altamente costosas desde un punto de vista computacional, a partir de configuraciones iniciales análogas al Sistema Solar con una gran diversidad de características. Los distintos escenarios utilizados fueron formados durante la etapa gaseosa a partir de planetesimales de distintos tamaños y distintas tasas de migración. Nuestro set de simulaciones de referencia analiza la formación de SASS en escenarios formados por planetesimales de distinto tamaño pero que no han sufrido migración de tipo I. Enfocándonos en la formación de los planetas rocosos en la zona interna del disco, en particular en aquellos que se forman en la zona de habitabilidad, encontramos que si bien globalmente todos los escenarios son capaces de formar planetas en la zona de habitabilidad, y que por lo tanto la formación de estos objetos a los que llamaremos “Planetas potencialmente habitables (PPHs)” es un proceso común en este tipo de escenarios, la formación de PPHs se ve favorecida en escenarios formados a partir de planetesimales de pequeño tamaño. En particular, los escenarios formados por los planetesimales más pequeños son los únicos capaces de formar PPHs ricos en agua.

Por otro lado hemos estudiado también el efecto que producen los regímenes de migración tipo I y tipo II en la formación de estos objetos y hemos logrado determinar que estos fenómenos parecen favorecer la formación de PPHs también en sistemas formados a partir de planetesimales pequeños, mientras que perjudican la formación de PPHs en escenarios formados por planetesimales de gran tamaño.

Por último, entendemos que es fundamental poder comparar nuestros resultados teóricos con la población de exoplanetas observada hasta la fecha. Aún teniendo en cuenta que hasta la fecha no se han logrado observar sistemas planetarios análogos al nuestro, somos capaces de comparar la población de planetas gigantes que formamos en nuestras simulaciones con la población de planetas gigantes observados que orbitan estrellas similares a la nuestra. De la misma manera, podemos comparar nuestra población de PPHs simulados con los ya

observados principalmente por la misión Kepler. Nuestros análisis nos indican que la población simulada de PPHs se encuentra en una región del diagrama masa vs semieje mayor que está siendo constantemente explorada y en la cual ya encontramos planetas potencialmente habitables como Kepler-452 b. Las comparaciones con la población de planetas gigantes nos indican que una región aún no explorada, formada por planetas gigantes de muy bajas excentricidades y semiejes mayores extendidos, puede ser fuente de PPHs. Las futuras misiones de detección tienen el desafío de poder explorar estas regiones y continuar con la búsqueda de mundos parecidos al nuestro.

La Tesis está entonces organizada de la siguiente manera:

El **Capítulo 1** presenta las propiedades y características generales de los discos proto-planetarios, y las teorías de formación de los mismos, partiendo del gas y el polvo, hasta formar las pebbles, los planetesimales y finalmente los embriones y los planetas. Luego describimos brevemente las teorías de formación de los planetas gigantes finalizando con las teorías de migración planetaria.

El **Capítulo 2** expone las características observacionales de la población de exoplanetas detectada hasta la fecha: métodos de detección, características generales de las distintas poblaciones observadas y por último, información sobre las actuales y futuras misiones de detección y caracterización de exoplanetas.

El **Capítulo 3** introduce las principales teorías acerca de la proveniencia del agua en la Tierra, teniendo en cuenta las restricciones geoquímicas y cosmoquímicas. Se analizan las fuentes posibles y conocidas de agua hasta el momento. Además desarrolla la definición de zona de habitabilidad que será luego adoptada en los estudios que se desarrollen.

El **Capítulo 4** describe detalladamente las características de los métodos numéricos utilizados durante todo el desarrollo de la Tesis. Tanto el código semianalítico de formación planetaria durante la etapa gaseosa como el método de N-cuerpos que permite estudiar la evolución post-oligárquica de los sistemas planetarios una vez que el gas se ha disipado.

El **Capítulo 5** muestra las motivaciones, objetivos y resultados de los dos primeros trabajos publicados durante el Doctorado. En este capítulo hemos estudiado en detalle la formación de sistemas planetarios sin gigantes gaseosos alrededor de estrellas de tipo solar.

El **Capítulo 6** presenta las mejoras realizadas al código de formación planetaria que nos permite estudiar la etapa gaseosa de formación. Presentamos además los resultados de un estudio de síntesis poblacional que tiene como principal objetivo el poder determinar los parámetros y escenarios óptimos para la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar.

El **Capítulo 7** expone los resultados del último trabajo del Doctorado, que tiene como objetivo estudiar la formación de los sistemas planetarios análogos al Sistema Solar hallados en el capítulo anterior durante la etapa post-gas de formación. El estudio se enfoca en la formación de los planetas de tipo terrestre en la zona habitable y en los procesos de acreción de agua durante dicha etapa.

El **Capítulo 8** muestra las comparaciones de los resultados obtenidos en el capítulo anterior con las observaciones y trata de conectar de manera consistente la formación de sistemas análogos al Sistema Solar con lo que se observa hoy en día.

Finalmente el **Capítulo 9** presenta las conclusiones más importantes y globales de esta Tesis Doctoral, y luego exponemos la perspectiva de trabajo a futuro.





# Parte I

MOTIVACIÓN Y MARCO TEÓRICO



# 1

## FORMACIÓN DE SISTEMAS PLANETARIOS

---



*“Conserva celosamente tu derecho a reflexionar, pues incluso el hecho de pensar erróneamente es mejor que no pensar en absoluto”*

Hipatia de Alejandría

### Índice

---

<b>1.1. Formación de discos protoplanetarios</b> . . . . .	<b>4</b>
1.1.1. Tiempos de vida de los discos protoplanetarios . . . . .	4
1.1.2. Masas y distribuciones de masa en los discos . . . . .	5
1.1.3. Procesos de fotoevaporación del disco de gas . . . . .	6
1.1.4. Evolución del polvo: los primeros pasos del crecimiento de sólidos . . . . .	7
<b>1.2. Crecimiento de los planetas</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1. Del polvo a las pebbles . . . . .	8
1.2.2. De las pebbles a los planetesimales . . . . .	8
1.2.3. De los planetesimales a los embriones . . . . .	9
1.2.4. De los embriones a los planetas de tipo terrestre . . . . .	10
1.2.5. Formación de los planetas gigantes . . . . .	11
<b>1.3. Teorías de migración planetaria</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1. Tasas clásicas de migración tipo I . . . . .	12
1.3.2. Migración tipo II . . . . .	14
1.3.3. Migración tipo III . . . . .	14
<b>1.4. ¿Porqué estudiar la formación de planetas terrestres?</b> . . . . .	<b>14</b>

---

En este capítulo introduciremos la teoría general sobre la formación de sistemas planetarios, comenzando por el disco protoplanetario de gas y polvo. Continuaremos con la formación de planetesimales y embriones, y finalizaremos con la formación de los planetas terrestres y gigantes.

## 1.1 Formación de discos protoplanetarios

---

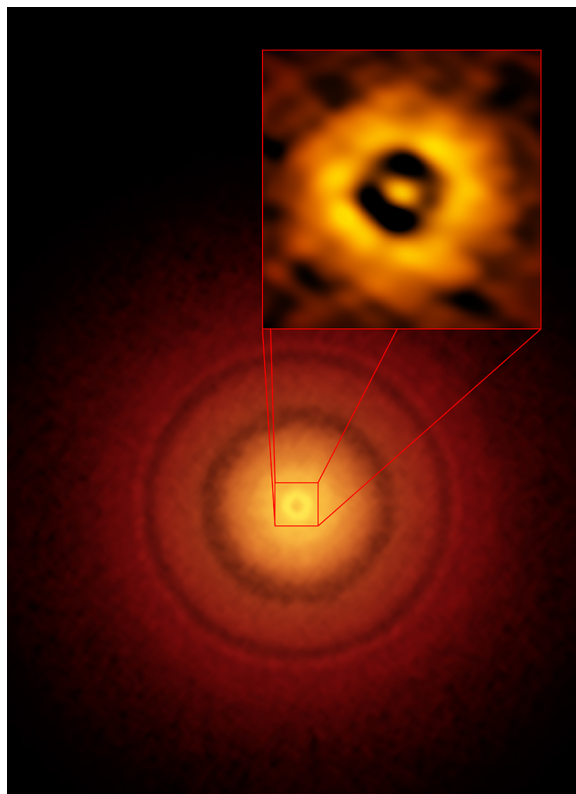
Los discos protoplanetarios son discos circumestelares de material alrededor de estrellas jóvenes. Estos discos formados en un 99 % por gas y en un 1 % de polvo se forman luego del colapso gravitatorio de una región densa dentro de una nube molecular y como consecuencia de la conservación del momento angular durante el proceso de formación de la estrella central (Shu et al., 1987). Durante las etapas tempranas del proceso de la formación estelar, el disco sirve como medio para que el núcleo de la protoestrella acrete material, mientras que en las etapas más tardías provee el material que dará lugar a la formación de los planetas. Por lo tanto, el estudio observacional de las propiedades y la evolución de estos discos protoplanetarios es una prueba directa de las condiciones para la formación de los planetas.

La presencia de discos protoplanetarios alrededor de estrellas jóvenes fue originalmente inferida gracias al exceso en la emisión en longitudes de onda infrarrojas y submilimétricas cuando se observaba la fotosfera estelar de la estrella H1 Tau (Beckwith et al., 1986, 1990). Rápidamente se entendió que este exceso de emisión era debido, probablemente, a una distribución de polvo en forma de disco alrededor de la estrella que era calentado por la misma. Esta interpretación también es consistente con la dinámica del gas molecular, que puede interpretarse como orbitando a la estrella en forma Kepleriana. Los tamaños inferidos de estos discos (extendidos hasta las  $\sim 100$  ua) y sus masas (con valores de hasta un 10 % a un 20 % de la masa de la estrella central) también son consistentes con los valores de la nebulosa pre-solar. Durante los últimos años, las observaciones de discos protoplanetarios con ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array por sus siglas en inglés) han revolucionado el conocimiento sobre estos objetos. La figura 1.1, catalogada como “la mejor imagen de un disco protoplanetario observada con ALMA” revela detalles nunca antes vistos en el disco alrededor de una estrella similar al Sol (TW Hydrae). La imagen muestra un espacio vacío entre dicha estrella y la misma distancia entre la Tierra y el Sol. Esta estructura podría significar la existencia de un protoplaneta, posiblemente una Súper-Tierra más masiva. Además, pueden observarse brechas pronunciadas en el disco a distancias similares a las que hay entre el Sol y Neptuno, indicando también la posible existencia de planetas.

### 1.1.1 Tiempos de vida de los discos protoplanetarios

---

Las actuales estimaciones de las escalas de tiempo de vida de los discos protoplanetarios son derivadas a partir de la variación de la fracción de estrellas que muestran un exceso en el infrarrojo como función de la edad de las regiones de formación estelar (Haisch et al., 2001; Hernández et al., 2007; Mamajek, 2009). Se encuentra que la fracción de estrellas jóvenes con discos decae exponencialmente presentando un valor medio de  $\sim 3$  Ma. Estas estimaciones son en realidad un tanto inciertas debido a que pueden existir posibles efectos sistemáticos y ambientales que la alteren, como ser por ejemplo incertidumbres en la determinación de la edad de estrellas jóvenes (Bell et al., 2013), mecanismos que dispersen los discos y que nada tengan que ver con la evolución de los mismos, y hasta debido a efectos de selección

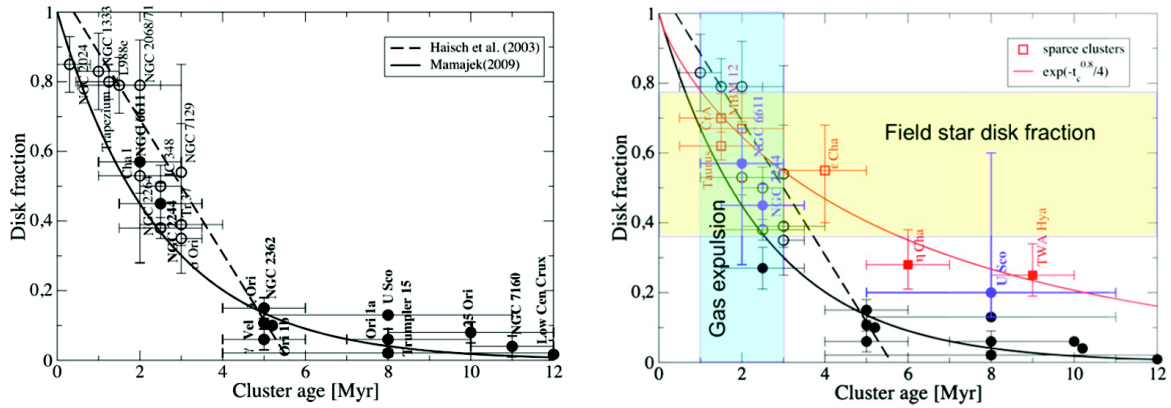


**Figura 1.1.** Imágen del disco protoplanetario alrededor de la estrella TW Hydrae obtenida con ALMA.

(Pfalzner et al., 2014). De hecho, los trabajos de Haisch et al. (2001) y Mamajek (2009) sólo habían considerado estrellas que se encontraban en los cúmulos más densamente poblados y cuyos discos son, por tal motivo, propensos a ser erosionados más rápidamente. Pfalzner et al. (2014) estudió con mayor detalle estas observaciones agregando otras, y encontró que en realidad puede encontrarse un  $\sim 20\%$  más de estrellas con discos hasta los  $\sim 12$  Ma. La figura 1.2 muestra, a la izquierda, la fracción de estrellas con discos primordiales como función de la edad de la muestra. Las curvas punteada y sólida representan las aproximaciones propuestas por Haisch et al. (2001) y Mamajek (2009), respectivamente. A la derecha podemos apreciar la misma figura que ahora incluye las estimaciones realizadas por Pfalzner et al. (2014)

### 1.1.2 Masas y distribuciones de masa en los discos

Dado que los discos protoplanetarios son ópticamente finos en longitudes de onda submilimétricas y más grandes, la emisión térmica del polvo que presentan es directamente proporcional a la masa del mismo, las cuales pueden estimarse fácilmente a partir de los flujos observados y asumiendo ciertos valores para la opacidad del polvo y cierta estructura para la temperatura del disco. Las masas derivadas mediante este método están típicamente entre un  $0.2\%$  y un  $20\%$  de la masa de la estrella central. Este resultado es interesante pues implica que una importante fracción de estrellas jóvenes análogas al Sol deben presentar discos con masas bastante más altas que la masa de la nebulosa solar mínima ( $0.01M_{\odot}$ ), lo que sería



**Figura 1.2.** Fracción de estrellas jóvenes con discos como función de las edades de la muestra. A la izquierda, las curvas punteada y sólida representan las aproximaciones propuestas por Haisch et al. (2001) y Mamajek (2009), respectivamente. A la derecha podemos apreciar la misma figura que ahora incluye las estimaciones realizadas por Pfalzner et al. (2014).

favorable para la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar (Andrews et al., 2013; Williams & Cieza, 2011; Tazzari et al., 2017). Además, las observaciones de alta resolución angular permiten resolver la emisión del disco y estimar la distribución de material. Se encuentra que la densidad superficial de los sólidos, trazados por la emisión térmica del polvo, decae típicamente como  $R^{-1}$ , siendo  $R$  la distancia radial en el plano medio, hasta un cierto radio crítico o característico, a partir del cual decae bruscamente (Isella et al., 2007; Hughes et al., 2008; Andrews et al., 2009; Trotta et al., 2013).

### 1.1.3 Procesos de fotoevaporación del disco de gas

El proceso de evolución de la componente gaseosa del disco protoplanetario es complejo. En general, se cree que el disco gaseoso evoluciona por acreción viscosa y se estima que este es un proceso gradual. Sin embargo, las cortas escalas de tiempo de disipación de los discos protoplanetarios observados sugiere que deberían existir otros procesos físicos, además de la evolución viscosa, que contribuyan a la disipación del gas. Este fenómeno podría ser el de la fotoevaporación, que puede ser debida a la estrella central y/o a un pasaje estelar.

La importancia de la fotoevaporación depende de la fuerza y del espectro de radiación incidente en el disco, ya sea que provenga de la estrella central o de estrellas vecinas, y de la composición de las capas superiores del disco. Aunque las estimaciones de la tasa de pérdida de masa debido a este fenómeno son inciertas, es muy probable que la fotoevaporación sea un proceso importante en la evolución de los discos.

La radiación proveniente de la estrella central o de estrellas vecinas incide sobre las superficies superior e inferior del disco, calentando una capa de gas relativamente delgada. En algún radio de valor  $r_g$ , la velocidad del sonido en la capa superficial se iguala a la velocidad Kepleriana local, y para radios más allá de  $r_g$  el gas de la superficie de dicha capa se desacopla del resto del gas, por lo que no hay ningún impedimento para que fluya libremente fuera del disco como un viento conducido por gradientes de presión térmica.

Existen tres tipos de radiación diferentes:

- Radiación UV lejana (FUV) con  $6\text{eV} < h\nu < 13.6\text{eV}$ , capaz de disociar moléculas de hidrógeno pero no de ionizar átomos de hidrógeno.
- Radiación UV extrema (EUV) con  $13.6\text{eV} < h\nu < 100\text{eV}$  capaz de ionizar átomos de hidrógeno.
- Radiación de rayos X definida por convención con  $h\nu > 100\text{eV}$ .

La tasa de pérdida de masa depende entonces del tipo de radiación que se tenga en cuenta y de cómo cada tipo de radiación interactúa y calienta la superficie del disco. La fotoevaporación por radiación EUV fue la primera en ser estudiada en mayor profundidad. La física en este caso es simple por el hecho de que la temperatura del gas ionizado es aproximadamente constante independientemente de aspectos desconocidos de la química del disco o de la física del polvo (Dullemond et al., 2007; D'Angelo & Marzari, 2012).

La utilización de modelos puramente debidos a la radiación EUV tienen el problema de que no reproducen correctamente las tasas de discos de transición<sup>1</sup> que se observan (Owen, 2016), siendo los modelos de fotoevaporación que involucran en forma conjunta la radiación EUV, rayos X y FUV, los que mejor las reproducen.

#### 1.1.4 Evolución del polvo: los primeros pasos del crecimiento de sólidos

En los discos protoplanetarios se espera que los granos de polvo se asienten en el plano medio. A medida que los granos de polvo crecen a tamaños del mismo orden o mayores que las longitudes de onda en la que se observan, el coeficiente de opacidad cambia con la longitud de onda. Dado que es posible estudiar este cambio, es entonces posible estimar el grado de crecimiento de los granos en discos protoplanetarios, descubriéndose que en la mayoría de los discos alrededor de estrellas jóvenes el polvo tiene el tamaño de lo que llamamos un guijarro ( o pebble, en inglés). Estos resultados observacionales pueden ser entendidos en el marco de modelos globales que estudian la evolución del polvo en el disco, basados en restricciones que pueden medirse en laboratorio (Blum & Wurm, 2008).

A pesar de que los modelos reproducen bastante bien las observaciones, existe un gran número de dificultades que aún hay que resolver. En particular, uno de los problemas es que los modelos de discos predicen migraciones radiales del polvo y fragmentación de los granos más grandes. Si el polvo migra muy rápido y los granos más grandes en vez de coagularse se fragmentan, se hace imposible formar objetos de tamaños cada vez mayor para poder luego formar planetas. En estos casos entonces es necesario considerar posibles mecanismos que permitan crecer el polvo y evitar que éste se desintegre debido a las colisiones, o que caiga a la estrella central debido a las altas tasas de migración. Algunas posibilidades que han surgido para explicar la formación de planetas en este marco son las trampas de presión generadas

<sup>1</sup>Los discos de transición son discos protoplanetarios alrededor de un objeto estelar joven con un orificio interno sin polvo, o brecha, separada por unas pocas unidades astronómicas. En su zona exterior, que corresponde a un radio de más de 10 ua, el disco sigue siendo rico en gas y polvo. Los discos de transición representan aproximadamente el 15% de la población de discos protoplanetarios observados.



por inestabilidades en el disco (Pinilla et al., 2012), crecimientos localizados alrededor de la línea de hielo (Ros & Johansen, 2013) o la acreción eficiente de pebbles en núcleos de planetas ya existentes (Lambrechts & Johansen, 2014). Es interesante remarcar que algunas de estas posibles soluciones, como por ejemplo las trampas de presión, están pudiendo ser observadas con ALMA (van der Marel et al., 2013).

## 1.2 Crecimiento de los planetas ---

### 1.2.1 Del polvo a las pebbles ---

Durante la primera etapa de formación de los planetas, las partículas de polvo y hielo que ya se asentaron en el plano medio del disco, colisionan y se unen para formar agregados más grandes (Dominik & Tielens, 1997). Estos agregados tienen una porosidad alta durante el crecimiento, ya que las velocidades de colisión son inicialmente demasiado bajas. Las partículas obtienen velocidades de colisión cada vez mayores a medida que crecen, y cuando eso ocurre, la fricción que sufren debido a estar inmersas en un disco de gas, disminuye (Ormel & Cuzzi, 2007).

Los agregados de polvo de silicato en el disco protoplanetario interno comienzan a compactarse por colisiones cuando alcanzan tamaños del orden del milímetro (Zsom et al., 2010). La combinación de altas velocidades de colisión y baja porosidad detiene el crecimiento por adhesión directa, ya que las partículas compactas no pueden disipar eficientemente la energía durante una colisión para permitir la adherencia (Güttler et al., 2010). A este problema se lo conoce como “bouncing barrier” o “barrera de rebote”. Los monómeros<sup>II</sup> de hielo son generalmente más pegajosos que los de silicato, y esto aumenta su resistencia contra la compactación (Wada et al., 2009). El tamaño de los monómeros también juega un papel importante en el resultado de una colisión. Los agregados de hielo, que consisten en monómeros muy pequeños con tamaños de  $\sim 0.1$  micrones, pueden adherirse a velocidades de colisión de hasta  $50 \text{ m s}^{-1}$  (Wada et al., 2009). Sin embargo, no se sabe si estos monómeros de hielo pequeños predominan en los discos protoplanetarios, o si los ciclos de sublimación y condensación forman partículas de hielo de tamaños mucho mayores (Ros & Johansen, 2013).

### 1.2.2 De las pebbles a los planetesimales ---

Además del problema de la ineficiencia en el proceso de formación entre partículas con tamaños del orden del milímetro, surge otro problema conocido como “radial drift barrier” o “barrera del metro”, y está relacionado con la rápida migración orbital que sufren las partículas

---

<sup>II</sup> Un monómero es una molécula de pequeña masa molecular

con tamaños del orden del metro, las cuales tienen escalas temporales de decaimiento orbital de sólo  $\sim 1000$  años. Esta situación es desfavorable para la formación de planetas. Hasta el momento se cree que existen tres maneras distintas de lograr atravesar la “barrera del metro” para dar lugar a la formación de cuerpos más grandes:

- **La transferencia de masa.** Cuando las velocidades de colisión están entre  $1\text{ m s}^{-1}$  y  $25\text{ m s}^{-1}$ , las partículas pueden crecer por transferencia de masa. El proyectil se destruye en la colisión pero deja hasta el 50% de su masa ligada al blanco (Wurm et al., 2005). La tasa de crecimiento por transferencia de masa es, sin embargo, demasiado baja para competir con la migración radial, por lo que la formación de planetesimales por adherencia directa requiere de una reducción en la velocidad de migración de las partículas, por ejemplo, a través de la presencia de máximos de presión de larga duración. Tales máximos pueden surgir en el borde interno de la zona muerta (Lyra et al., 2008; Kretke et al., 2009; Drążkowska et al., 2013) o alrededor de la línea de hielo, donde se produce un salto en la densidad superficial de sólidos debido a la condensación principalmente del agua.
- **Partículas porosas o “fluffy”.** Los agregados de hielo están formados por monómeros pequeños que adquieren densidades muy bajas durante su crecimiento, hasta  $10^{-5}\text{ g cm}^{-3}$  (Okuzumi et al., 2012). El crecimiento de partículas en este caso sólo es capaz de superar la migración radial si la partícula crece más que el camino libre medio de las moléculas de gas y entra en el régimen de fuerza de Stokes. Las partículas muy porosas o “fluffy” (una traducción más amistosa sería la de partículas esponjosas) son lo suficientemente grandes como para estar en el régimen de Stokes y poder cruzar la barrera de la migración radial dentro de las 10 ua, aumentando su tamaño mientras se desplazan radialmente (Okuzumi et al., 2012).
- **Concentración de partículas o “streaming instability”.** En esta teoría, llamada últimamente “streaming instability”, las partículas de polvo se acumulan o concentran fuertemente en regiones debido a la naturaleza turbulenta del disco de gas, desencadenando la formación de planetesimales a través del colapso gravitatorio. En este escenario, las partículas dan lugar a estas concentraciones todo el tiempo, acumulándose en filamentos que localmente aceleran al gas hasta la velocidad Kepleriana, evitando la migración radial (Youdin & Goodman, 2005; Johansen & Youdin, 2007; Bai & Stone, 2010). Estos colapsos gravitatorios dan lugar a la formación de objetos de tamaños del orden de 100 km a 1000 km directamente (Johansen et al., 2007, 2011, 2012; Kato et al., 2012).

### 1.2.3 De los planetesimales a los embriones

Los planetesimales son los bloques fundamentales para la construcción de planetas de tipo terrestre y de los núcleos de los planetas gigantes. La gran cantidad de encuentros entre planetesimales que se producen en esta etapa de la formación, tiende a aumentar sus velocidades relativas mientras que el gas tiende a reducirlas. Además, el gas causa que los

planetesimales sufran una migración radial lenta hacia la estrella central que es proporcional a sus radios (Weidenschilling, 1977).

Cuando se producen estos encuentros, los planetesimales grandes adquieren velocidades relativas bajas, y viceversa, un efecto que se denomina “fricción dinámica”. Por otro lado, y debido a las fuerzas de gravedad, los cuerpos que presentan tamaños un tanto mayores a los demás, o que tienen tamaños del orden del kilómetro, aumentan su sección eficaz de colisión, con respecto al radio geométrico de manera proporcional al cuadrado del cociente entre la velocidad de escape mutua y la velocidad relativa entre los cuerpos. El efecto combinado de la fricción dinámica y el enfoque gravitatorio, da lugar naturalmente a lo que se conoce como “crecimiento en fuga” de los planetesimales, régimen durante el cual el crecimiento relativo de los cuerpos más grandes es más rápido respecto al de los cuerpos más pequeños, formando objetos de tamaños superiores a los 100 km de radio, en escalas de tiempo de  $10^4$  períodos orbitales desde que aparecen los primeros planetesimales (Wetherill & Stewart, 1993).

Durante el crecimiento en fuga, las velocidades relativas están determinadas por la masa media de los planetesimales que, en su gran mayoría permanecen pequeños. Una vez que los cuerpos más grandes alcanzan masas de entre  $10^{-6}M_{\oplus}$  y  $10^{-5}M_{\oplus}$ , el crecimiento entra en un nuevo régimen, más lento, llamado “crecimiento oligárquico”, en donde la velocidad relativa está determinada por las interacciones gravitatorias con los objetos más grandes (Ida & Makino, 1993; Kokubo & Ida, 1998; Thommes et al., 2003). Las simulaciones numéricas muestran que los embriones crecen a costas de acretar la masa sólida que se encuentra distribuída en regiones anulares llenas de planetesimales, denominadas “zonas de alimentación”. Luego, si la migración radial de los planetesimales es despreciable, el embrión puede crecer más allá de lo que se conoce como su “masa de aislamiento”, que es básicamente la masa que el embrión alcanza luego de acretar todo el material sólido disponible en la zona de alimentación. En las regiones internas del disco  $M_{\text{ais}} \sim 0.1M_{\oplus}$ . Luego, el proceso de crecimiento no finaliza, y es necesaria una nueva etapa para formar planetas de tipo terrestre.

#### 1.2.4 De los embriones a los planetas de tipo terrestre

Una vez que los embriones contienen la mayoría de la masa sólida de una región del disco, la fricción dinámica de los planetesimales se vuelve un fenómeno débil. Si el gas del disco ya se ha dispersado, dejan de amortiguarse las excentricidades e inclinaciones de los embriones, aumentando debido a las mútuas interacciones gravitatorias con otros embriones. En la zona interna del disco el crecimiento continúa con los embriones colisionando entre sí y barriendo el remanente de planetesimales que aún quede, pero a una tasa aún menor que en la etapa de crecimiento oligárquico. Las simulaciones numéricas muestran que este crecimiento, que se denomina “crecimiento post-oligárquico” forma planetas con masas de la Tierra en escalas de tiempo de entre  $10^7M_{\oplus}$  y  $10^8M_{\oplus}$  años (Chambers, 2001; O’Brien et al., 2006; Raymond et al., 2006), lo que es consistente con las estimaciones cosmoquímicas para la formación de la Tierra (Touboul et al., 2007).

Finalmente, el número, el tipo de órbitas, las masas y la composición de estos planetas de tipo terrestre son fuertemente influenciados por la presencia de planetas gigantes gaseosos en el sistema (Chambers & Wetherill, 2001; O'Brien et al., 2006). En particular, los embriones planetarios tienden a ser removidos de las regiones del disco que contienen fuertes resonancias seculares o de movimientos medios asociadas a planetas gigantes (Chambers & Wetherill, 2001), dando lugar, por ejemplo, a la formación del cinturón de asteroides (Petit et al., 2001).

### 1.2.5 Formación de los planetas gigantes

La teoría clásica de acreción del núcleo predice que algunos embriones planetarios que crecen rápido acretando planetesimales, llegan a acretar la masa suficiente que permite disparar la acreción rápida de gas antes de que éste se disipe del disco protoplanetario, y dando lugar a la formación de planetas gigantes. Globalmente, la formación de los planetas gigantes puede caracterizarse por medio de cuatro etapas diferentes:

- **Formación del núcleo:** La formación de embriones más masivos es más propensa en las regiones cercanas y externas a la posición de la línea de hielo, no sólo debido a la condensación de los materiales volátiles que aumentan considerablemente la cantidad de material sólido disponible para acretar, sino también porque a mayor distancia de la estrella central mayores son las zonas de alimentación. De esta manera, cuando los embriones en estas regiones externas alcanzan masas del orden de la masa de Marte son capaces de ligar gravitatoriamente una envoltura gaseosa significativa. Esta envoltura, aumenta la sección eficaz de de captura del embrión, permitiéndole continuar acretando sólidos a una tasa más alta.
- **Crecimiento hidrostático de la envoltura:** Al comienzo de la formación, la envoltura se encuentra en equilibrio hidrostático, equilibrio que es mantenido gracias a la energía liberada por los planetesimales que van siendo acretados. Esta energía es transportada a lo largo de la envoltura gracias a mecanismos radiativos y convectivos, y es la que logra que la misma no colapse.
- **Crecimiento rápido de la envoltura:** cuando la masa de la envoltura alcanza la masa del núcleo, las capas más profundas de esta envoltura colapsan sobre sí mismas comprimiendo el gas rápidamente, y disparando así exponencialmente la acreción de más gas. En esta etapa, el planeta, que ya tiene un núcleo sólido de unas  $\sim 10M_{\oplus}$ , acreta grandes cantidades de gas en una escala de tiempo muy corta del orden de unos  $10^5$  años, y antes de que el disco de gas se disipe (condición fundamental para que puedan formarse los planetas gigantes gaseosos). La tasa a la que este gas es acretado está limitada por la capacidad que tiene el disco de entregarle material para acretar.
- **Finalización de la acreción de gas:** en algún momento cuando el disco se disipa el planeta deja de acretar gas y evoluciona de forma aislada contrayéndose y enfriándose. Sin embargo, los procesos que dan lugar a la finalización de la acreción no son bien conocidos aún.

Otra teoría para la formación de planetas gigantes es la del colapso gravitatorio de partes del disco protoplanetario. Pero a diferencia de lo que en general ocurre con las estrellas, la formación de planetas gigantes por colapso gravitatorio está fuertemente influenciada por la rotación del disco. Puede mostrarse, considerando las ecuaciones básicas de equilibrio para un disco de gas, que el disco se vuelve localmente inestable si

$$Q = \frac{\kappa_e c_s}{\pi G \Sigma_g} < 1, \quad (1.1)$$

donde  $\Sigma_g$  y  $c_s$  son la densidad de gas y la velocidad del sonido, respectivamente, y  $\kappa_e$  la frecuencia epicíclica (para un disco puramente Kepleriano  $\kappa_e = \Omega_k$ ). De esta manera, el disco se vuelve gravitatoriamente inestable si es lo suficientemente frío, lo que implica bajos valores de  $c_s$ , o si es lo suficientemente masivo, lo que implica altos valores de  $\Sigma_g$ . En las regiones más frías y externas del disco, y para discos de masas relativamente altas, las simulaciones hidrodinámicas muestran que pueden formarse grumos densos de material, con masas del orden de la masa de Júpiter, en escalas de tiempo de unos pocos períodos orbitales (Boss, 2000).

### 1.3 Teorías de migración planetaria

La presencia de un planeta en el disco protoplanetario modifica la distribución de gas en su vecindad. Las interacciones gravitatorias entre el planeta y el disco de gas generan torques que alteran la órbita del mismo causando que el planeta migre acercándose o alejándose de la estrella central. Además, este fenómeno amortigua o excita su excentricidad e inclinación.

La dirección y el grado en que el planeta migra varía dependiendo de la masa del planeta y dependiendo de cómo sean las propiedades locales del disco de gas. Dos casos límites se vienen estudiando en profundidad desde hace ya varios años. Por un lado, la migración tipo I, que afecta a planetas de bajas masas del orden de la de la Tierra, en donde la interacción entre el planeta y el disco puede tratarse utilizando aproximaciones lineales. En este caso, las resultantes tasas de migración son proporcionales a la masa del planeta y a la densidad superficial del disco de gas (Ward, 1997). Por otro lado, la migración tipo II afecta a planetas de la masa de Júpiter. En este caso el planeta adquiere la masa suficiente como para abrir una brecha en el disco de gas alrededor de su órbita, y el movimiento del planeta queda ligado a la evolución viscosa del disco (Ward, 1997).

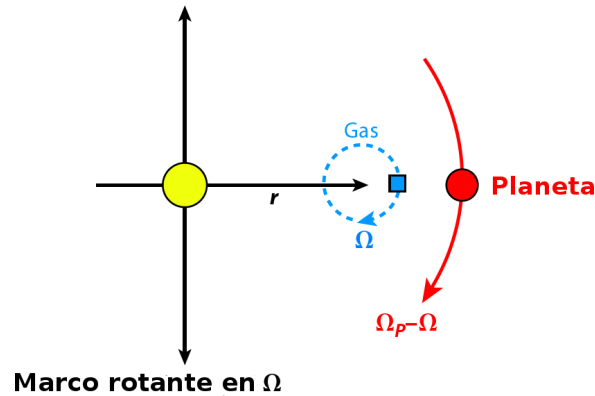
#### 1.3.1 Tasas clásicas de migración tipo I

Cuando un planeta tiene baja masa, las perturbaciones gravitatorias que provoca sobre el gas del disco circundante son pequeñas. Sin embargo, la interacción puede ser significativa en la vecindad de las resonancias de Lindblad (ver figura 1.3) donde la velocidad angular del

gas  $\Omega$  y la del planeta  $\Omega_P$  están relacionadas por

$$\Omega = \Omega_P \pm \kappa_e/m, \quad (1.2)$$

siendo  $m$  es un número entero, y  $\kappa_e$ , la frecuencia epicíclica del gas en donde  $\kappa_e \sim \Omega_k$  (Papaloizou et al., 2007). Estas resonancias son equivalentes a resonancias de movimientos medios de primer orden, en donde el período  $P$  del gas es  $P \sim P_P(m \pm 1)/m$ , siendo  $P_P$  el período del planeta y  $m$  un número entero. En las resonancias de Lindblad se generan ondas



**Figura 1.3.** Diagrama esquemático que muestra el movimiento de una porción de gas y de un planeta en un marco de referencia rotante con velocidad orbital del gas  $\Omega$ . El gas (cuadrado celeste) experimenta pequeños epiciclos en el marco rotante debido a la excentricidad de su órbita. El planeta (rojo) se mueve a una velocidad angular de valor  $\Omega_P - \Omega$  en el marco rotante. Una resonancia de corrotación ocurre cuando  $\Omega = \Omega_P$  y una resonancia de Lindblad ocurre cuando el gas experimenta un número entero de epiciclos por cada pasaje del planeta. La figura fue extraída del trabajo de Chambers (2009).

espirales que llevan momento angular lejos de los planetas a otras regiones del disco. Luego, el disco que se encuentra fuera o por detrás de la órbita del planeta ejerce un torque negativo sobre el mismo mientras que el disco interno a la órbita del planeta ejerce un torque positivo. En general estos torques son distintos, y en general el externo es más fuerte que el interno, lo que da como resultado una migración del planeta hacia la estrella central (Papaloizou et al., 2007). En discos verticalmente isotermos, la migración es siempre hacia la estrella central y es extremadamente rápida. Tanto que no es posible reproducir los diagramas masa vs. semieje mayor de la población de exoplanetas observados si no se utiliza un factor de reducción a dicha migración. Un planeta con una masa de  $\sim 1M_{\oplus}$  a 1 ua cae a la estrella central en  $\sim 10^5$  años.

Si en vez de discos isotermos se consideran discos no isotermos más realistas, en donde es necesario utilizar modelos mucho más complejos que incorporen el transporte de energía radiativo adiabático en la dirección normal al plano del disco (Paardekooper et al., 2010, 2011), las tasas de migración pueden ser muy distintas. Dado que durante la Tesis consideraremos siempre discos isotermos es que no profundizamos en estas prescripciones. Sin embargo es importante mencionar que estas tasas de migración más complejas son necesarias para estudiar con mayor detalle la formación de sistemas planetarios, dado que pueden alterar la dirección de migración de los planetas de baja masa.

### 1.3.2 Migración tipo II

Los torques ejercidos en el disco de gas por los planetas más masivos pueden ser lo suficientemente fuertes como para limpiar su vecindad y dejar sin gas una región anular alrededor de su órbita (Ward, 1997). Para mantener esta brecha, el torque ejercido por el planeta sobre el disco debe superar la presión y las fuerzas viscosas que intentan rellenarla nuevamente. Las simulaciones hidrodinámicas realizadas por Crida et al. (2006) muestran que un planeta de masa  $M$  limpia más del 90% del gas a su alrededor cuando verifica que

$$\frac{3}{4} \frac{H_g}{R_H} + \frac{50\nu}{a_P^2 \Omega_{k,P}} \left( \frac{M_\star}{M_P} \right) \leq 1, \quad (1.3)$$

donde  $H_g$  es la escala de altura del disco,  $R_H$  el radio de Hill del planeta (radio dentro del cual domina la gravedad del planeta frente a la gravedad de la estrella central),  $a_P$  es el semieje del planeta y  $\Omega_{k,P}$  la velocidad kepleriana en la posición del planeta. Cuando el planeta logra abrir la brecha, su evolución orbital queda ligada al disco, y migra a la misma tasa a la que lo hace el gas. Si el planeta se acerca a alguno de los bordes de la brecha, el torque resultante actúa de modo tal que hace que el mismo vuelva a ubicarse en el medio de la brecha.

### 1.3.3 Migración tipo III

Los planetas con masas comparables a las de Saturno pueden experimentar un tercer tipo de migración en discos masivos. En esta situación, el planeta limpia de gas una región parcial en el disco. El gas restante cerca del planeta ejerce un torque de corrotación que crece en proporción a la velocidad de migración. Este fenómeno puede generar una migración hacia adentro o hacia afuera muy rápida (Masset & Papaloizou, 2003). Aún en la actualidad no está del todo claro si las condiciones necesarias para generar migración de tipo III pueden ocurrir en la práctica (D'Angelo & Lubow, 2008).

## 1.4 ¿Porqué estudiar la formación de planetas terrestres?

Uno de los objetivos de esta Tesis Doctoral es estudiar, mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos, la formación de planetas de tipo terrestre en las regiones internas del disco, particularmente en la zona de habitabilidad (que trataremos con más detalle en el próximo capítulo). ¿Pero porqué estudiar estos planetas y no otros?. La respuesta a esta pregunta es natural. El planeta que habitamos es el referente principal y el más conocido, y por lo tanto, estudiar la formación de planetas de tipo terrestre nos puede ayudar a comprender mejor cómo pudo haberse formado nuestra propia Tierra. Estudiar los procesos de acreción de planetas de tipo terrestre nos puede ayudar a comprender también, y con detalle, cuáles son

las características de nuestro planeta y de planetas similares. Los estudios de acreción de agua durante la formación pueden ayudarnos a entender cómo La Tierra pudo haber adquirido sus contenidos de agua, tema que abarcaremos en el próximo capítulo. Además, estudios teóricos (Mordasini et al., 2009; Miguel et al., 2011) y observacionales (Cumming et al., 2008; Mayor & Queloz, 2012) sugieren que este tipo de planetas serían los más comunes en el Universo local y por lo tanto son blancos de interés para estudiar. Por todos estos motivos el estudio de planetas de tipo terrestres es particularmente interesante y serán abarcados durante esta Tesis.





# 2

## INFORMACIÓN OBSERVACIONAL

---



*“Cambié lo que pude y lo  
que no pude, resistí”*

Dorothy Vaughan

### Índice

---

<b>2.1. Motivación</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.2. Detección de exoplanetas</b> . . . . .	<b>18</b>
2.2.1. Métodos Indirectos: . . . . .	20
2.2.2. Métodos Directos: Direct Imaging o Imágen Directa . . . . .	26
<b>2.3. Características generales de los exoplanetas</b> . . . . .	<b>27</b>
2.3.1. Abundancia de planetas pequeños y cercanos . . . . .	27
2.3.2. Planetas gigantes gaseosos . . . . .	28
<b>2.4. Programas de detección de exoplanetas</b> . . . . .	<b>29</b>
2.4.1. Misiones futuras . . . . .	32

---

En este capítulo presentamos los resultados más actualizados sobre la observación de exoplanetas, cuáles son los métodos de detección más utilizados y porqué, y cuáles son las misiones espaciales que nos brindan esta información, hoy, y en el futuro cercano.

## 2.1 Motivación

---

Esta tesis Doctoral es un trabajo apuntado al estudio teórico de la formación de sistemas planetarios mediante el uso de simulaciones numéricas. No es una tesis de carácter observacional. Sin embargo, es innegable que ambos modos de hacer astronomía, particularmente en el área de las ciencias planetarias, están completamente vinculados. No podemos hacer nuestras predicciones teóricas sobre la formación de los planetas si no tenemos en consideración lo que las observaciones nos dicen, y no es posible explicar las características de los exoplanetas observados basándonos únicamente en lo que vemos, necesitamos de la teoría para poder modelar y explicar las diversas configuraciones planetarias. Por este motivo es que ambas ramas de esta ciencia deben trabajar juntas, aprovechándose una de la otra.

Si bien nuestro estudio no se enfocará en el área observacional, muchos de los resultados de las observaciones servirán para comparar con nuestras simulaciones. Por ende es importante tener en mente las características generales sobre los métodos de detección de exoplanetas desarrollados, conocer en qué regiones del diagrama masa vs. semieje mayor funcionan mejor, y finalmente conocer un poco sobre las actuales y futuras misiones de detección y caracterización de exoplanetas que son las que nos podrán brindar mayor información para utilizar en nuestros modelos en el futuro. Las descripciones a continuación están basadas en el trabajo de Fischer et al. (2014) publicado en el Protostars and Planets VI de 2014.

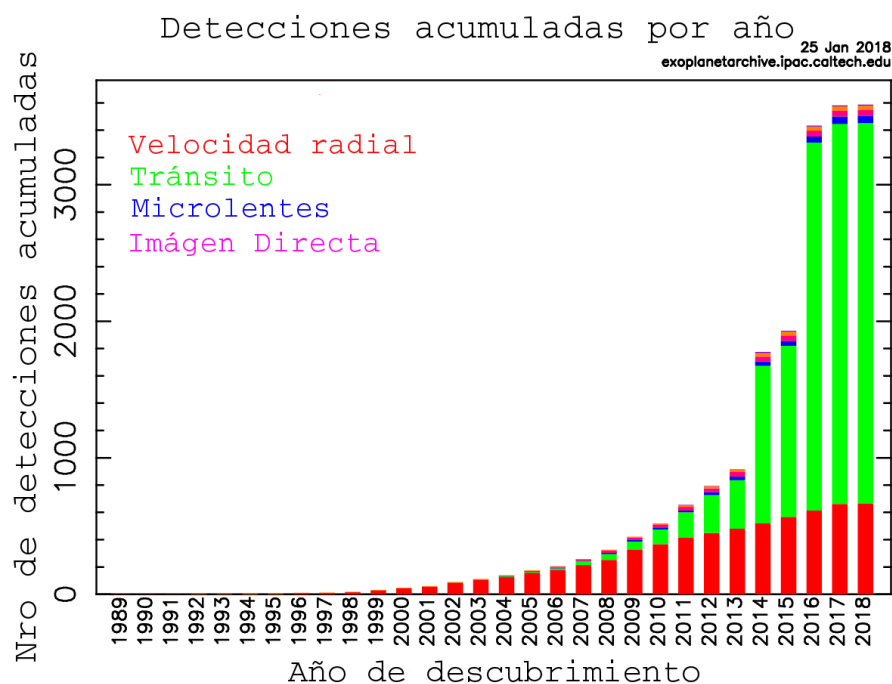
Dado nuestro particular interés en estudiar la formación de planetas tipo terrestres en la zona interna de sistemas planetarios, es que trataremos de enfocar este capítulo en los métodos y misiones que más nos sirvan para la detección y observación de este tipo de planetas.

## 2.2 Detección de exoplanetas

---

Durante las últimas dos décadas se han desarrollado varios métodos de detección de exoplanetas. Estos métodos pueden clasificarse en dos grupos: los métodos directos y los métodos indirectos. Los métodos directos son aquellos en los que la detección del exoplaneta se da gracias a la observación directa de su luz, reflejo de la estrella a la que orbita. El método directo más conocido es el de imagen directa. Los métodos indirectos son aquellos que nos permiten observar o detectar los efectos que produce la existencia de un planeta, pero no nos permite observar a los planetas de forma directa. Estos efectos indirectos nos permiten inferir la existencia de un planeta. Los más conocidos y utilizados son el método de tránsito, el método de velocidades radiales, microlentes y astrometría.

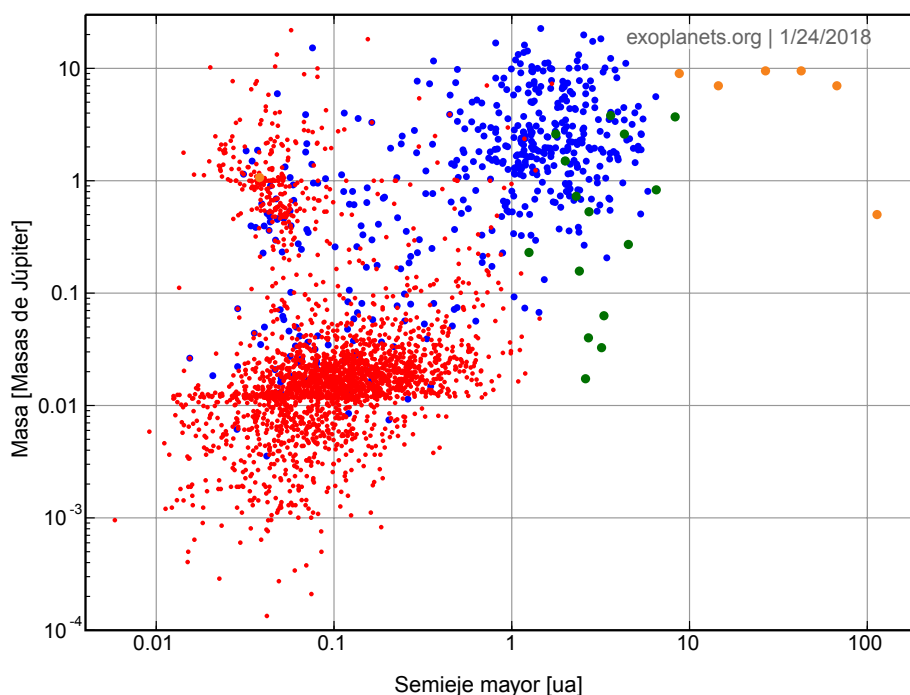
Las técnicas indirectas son, hasta la fecha, las que mayor cantidad de exoplanetas han logrado detectar. La figura 2.1 nos muestra el número acumulado de exoplanetas hallados por año, diferenciando por color las distintas técnicas de detección. Es claro entonces cómo los métodos de tránsito y velocidad radial dominan frente a los demás, siendo la



**Figura 2.1.** Histograma que muestra el número acumulado de exoplanetas descubiertos como función del año de descubrimiento hasta el 25 de Enero de 2018. Los colores distinguen a partir de qué métodos fueron descubiertos. Gráfico extraído de <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/exoplanetplots/>.

técnica de tránsito la que mayor cantidad de exoplanetas ha logrado detectar hasta la fecha, gracias principalmente a la misión *Kepler*. Es importante mencionar que cada una presenta características diferentes y que cada una permite detectar con mayor facilidad o eficacia una determinada población de exoplanetas, dependiendo de las configuraciones orbitales de cada sistema. Estas técnicas entonces tienen asociado un sesgo observacional que es importante tener en cuenta a la hora de querer analizar la gran diversidad de poblaciones de exoplanetas como un todo. Por ejemplo, el método de velocidades radiales y el método de tránsitos detectan planetas que, además de ser grandes en masa o tamaño, preferencialmente orbitan muy cerca de su estrella anfitriona. En cambio, microlentes y astrometría son métodos más sensibles a planetas en órbitas lejanas.

En principio y en teoría, las diferentes técnicas se complementan, pero en la práctica, no son generalmente aplicadas a la misma muestra de estrellas, por lo tanto la detección de las arquitecturas exoplanetarias se ha ido dando poco a poco, y el espacio de parámetros explorado es como un gran rompecabezas al que todavía le faltan algunas piezas. En la figura 2.2 podemos observar, a modo de ejemplo, la población total de exoplanetas distinguida por colores, donde cada color representa un método de detección particular, siendo el rojo correspondiente a tránsitos planetarios, el azul correspondiente a velocidades radiales, el verde a microlentes y el naranja a imagen directa. Más en detalle podemos ver en el siguiente link una película realizada para el diagrama masa vs. período, con la población de exoplanetas en aumento desde el primer descubrimiento [https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/videos/mass\\_period\\_movie\\_nexsci.mp4](https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/videos/mass_period_movie_nexsci.mp4).



**Figura 2.2.** Diagrama masa vs. semieje mayor de la población actual de exoplanetas distinguida según el método de detección. El rojo corresponde al método de tránsitos planetarios, el azul corresponde a velocidades radiales, el verde corresponde a microlentes y el naranja corresponde a imágenes directas.

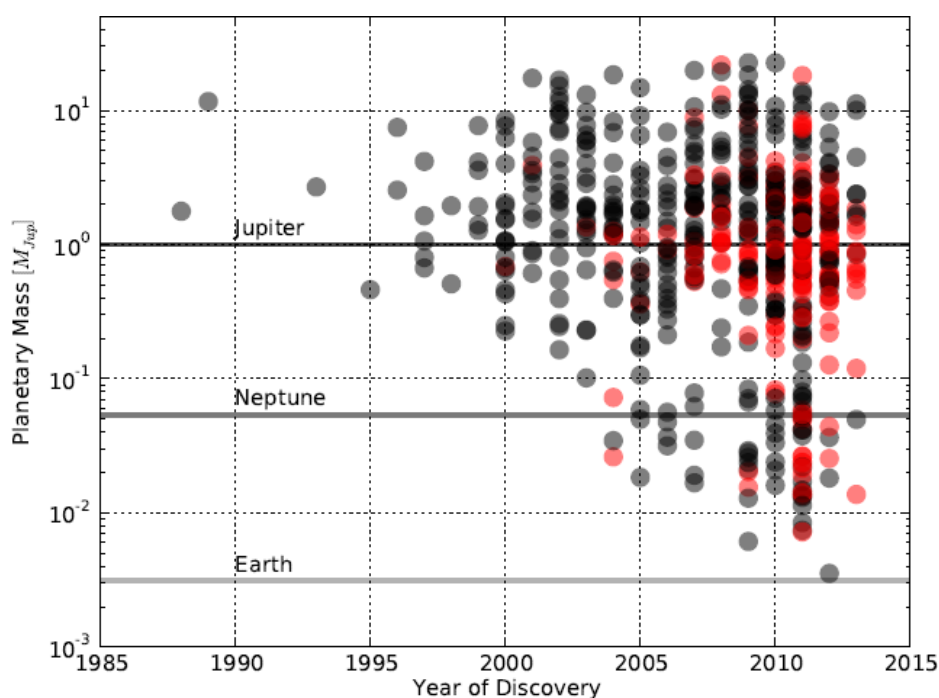
### 2.2.1 Métodos Indirectos:

Los métodos indirectos son, como mencionamos, aquellos que nos permiten observar o detectar los efectos que produce la existencia de un planeta, pero no nos permiten observar a los planetas de forma directa. Los más utilizados son los siguientes.

#### 2.2.1.1 Velocidades Radiales o Técnica Doppler

El primer exoplaneta detectado por el método Doppler fue encontrado con escepticismo. Campbell et al. (1988) identificó variaciones en las velocidades residuales de  $\gamma$  Ceph, la componente de un sistema estelar binario, pero en ese momento las atribuyó a signos de actividad estelar, hasta que información adicional confirmó, 15 años después, que la causa de esas variaciones era la existencia de un planeta. Luego, Latham et al. (1989) detectaron una señal Doppler alrededor de HD 114762 con un período orbital de 84 días y una masa de  $M_p \sin i = 11M_J$ . Pero dado que la inclinación orbital era desconocida, consideraron que probablemente la masa era mucho mayor e interpretaron sus resultados como una posible enana marrón. Luego, cuando Mayor & Queloz (1995) modelaron las señales Doppler para 51 Pegasi, una estrella de tipo solar, descubrieron un planeta de la masa de Júpiter en una órbita de 4.23 días y algunos astrónomos pensaron que estas variaciones podrían deberse a modos

de oscilaciones estelares desconocidas (Gray, 1997) o a pulsaciones estelares radiales (Hatzes et al., 1997). Así, no fue hasta el año 2000, que se detectó el primer exoplaneta por medio del método de tránsito (Henry et al., 2000; Charbonneau et al., 2000), y el primer sistema planetario múltiple (Butler et al., 1999), que la interpretación de los datos de velocidad Doppler fue casi unánimemente aceptada.



**Figura 2.3.** Diagrama masa vs. año de descubrimiento para los planetas descubiertos por medio del método de velocidades radiales (puntos negros). Los puntos rojos indican aquellos planetas que también han sido estudiados por medio del método de tránsito. Gráfico extraído del trabajo de Fischer et al. (2014)

La precisión en el método Doppler ha ido mejorando sustancialmente con los años. La figura 2.3, extraída de Fischer et al. (2014), muestra la historia de la detección de exoplanetas identificados por medio de este método (en rojo se observan aquellos planetas que también han sido detectados por tránsito). Como puede apreciarse, los primeros planetas detectados fueron similares en masa a Júpiter, y con los años y las mejoras instrumentales ha ido creciendo la cantidad de exoplanetas con masas inferiores.

La técnica Doppler mide la velocidad *reflejo* que un planeta en órbita le induce a su estrella central. Debido a que la interacción entre un planeta y la estrella a la cual orbita está determinada por la gravedad, planetas de mayor masa favorecen que las velocidades estelares resulten ser más altas y por ende más fáciles de detectar. También es más fácil de detectar planetas que se encuentren cerca de la estrella central, debido no sólo a que la fuerza de la gravedad aumenta con la inversa del cuadrado de la distancia, sino también porque los períodos orbitales son mucho más cortos y por lo tanto, más rápidamente detectados. La figura 2.4 muestra una representación esquemática del método.

La semi-amplitud de velocidad radial,  $K_*$ , puede expresarse en  $\text{cm s}^{-1}$  y con la masa del

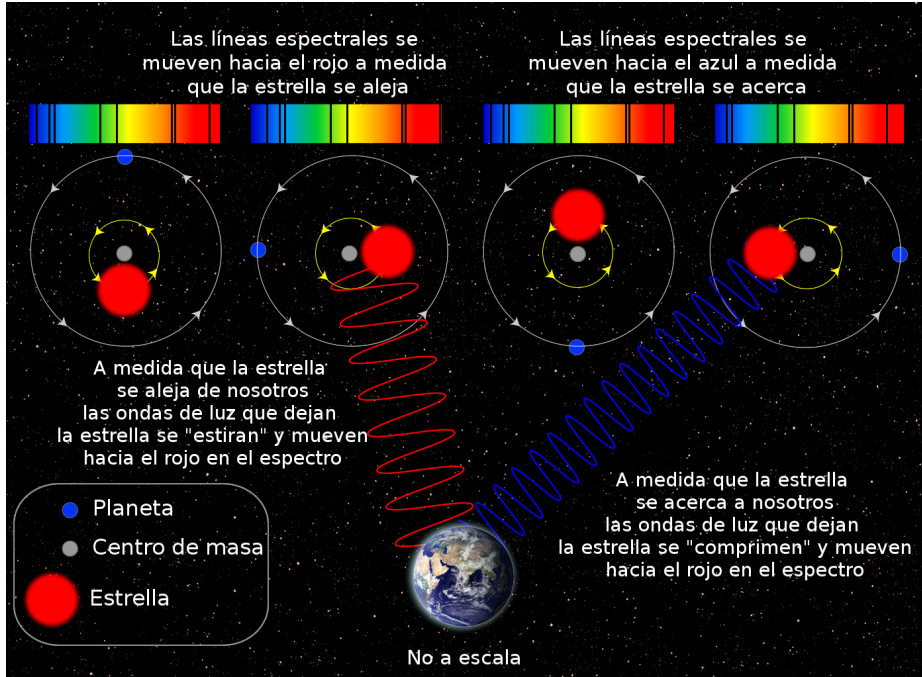


Figura 2.4. Representación esquemática del funcionamiento del método de velocidades radiales.

planeta en masas terrestres como

$$K_{\star} = \frac{8.95 \text{ cm s}^{-1}}{\sqrt{1-e^2}} \frac{M_p \sin i}{M_{\oplus}} \left( \frac{M_{\star} + M_p}{M_{\odot}} \right)^{-2/3} \left( \frac{P}{\text{año}} \right)^{-1/3} \quad (2.1)$$

Los parámetros observables como la semi-amplitud de velocidad radial  $K_{\star}$ , el período orbital  $P$ , la excentricidad  $e$  y el argumento del periastro  $\omega$  se utilizan para calcular una masa mínima del planeta  $M_p \sin(i)$  si la masa de la estrella es conocida. La masa verdadera del planeta es desconocida porque es modulada por la inclinación desconocida. Por ejemplo, si la inclinación es de  $30^{\circ}$ , la masa verdadera del planeta es dos veces  $M_p \sin(i)$ . La probabilidad estadística de que la inclinación de la órbita esté en el rango  $i_1 < i < i_2$  está dada por

$$P_{\text{inc}} = |\cos(i_2) - \cos(i_1)|. \quad (2.2)$$

Luego, hay un 87% de probabilidad de que las inclinaciones estén entre los  $30^{\circ}$  y los  $90^{\circ}$ , o lo que es equivalente, hay un 87% de probabilidad de que la masa verdadera del planeta esté dentro de un factor 2 de la masa mínima  $M_p \sin(i)$ .

Las observaciones de velocidad radial deben cubrir una órbita completa para poder medir robustamente el período del planeta. Como resultado, los primeros exoplanetas detectados tenían órbitas muy cercanas a la estrella central, de muy cortos períodos. Sin embargo, los surveys que han continuado observando por una década o más han sido capaces de detectar planetas gigantes gaseosos en órbitas como la de Júpiter.

## 2.2.1.2 Tránsitos Planetarios

El primer planeta extrasolar descubierto por tránsito planetario, HD 209458b, fue encontrado en el año 2000 por Henry et al. (2000) y por Charbonneau et al. (2000). Durante los últimos años el campo de la detección de exoplanetas por tránsito ha crecido dramáticamente. Un gran número de proyectos de surveys mediante el uso de telescopios terrestres, como SuperWASP (Collier Cameron et al., 2007) y HATNet (Bakos et al., 2007) han logrado el descubrimiento de docenas de planetas transitando con curvas de luz de muy alta calidad. Sin embargo, el gran salto en la cantidad de exoplanetas descubiertos por el método de tránsito (como puede apreciarse en la figura 2.2), vino de la mano de dos misiones espaciales: COROT primero (Barge et al., 2008) y luego *Kepler* (Borucki et al., 2010). Estas dos misiones han exhibido una excelente productividad y hablaremos de ellas en la próxima sección.

Si suponemos que el observador, el plano de la órbita del planeta y la estrella central se encuentran en la línea de la visual, durante un tránsito planetario, el planeta pasa por delante de la estrella ocultando parte de su luz, de modo que el observador detecta esta disminución de brillo. A modo de ejemplo la figura 2.5 muestra la representación esquemática de un tránsito planetario. La probabilidad  $P$  de que un planeta dado pueda ser observado en tránsito es función de la órbita del planeta y del radio estelar y planetario está dado por

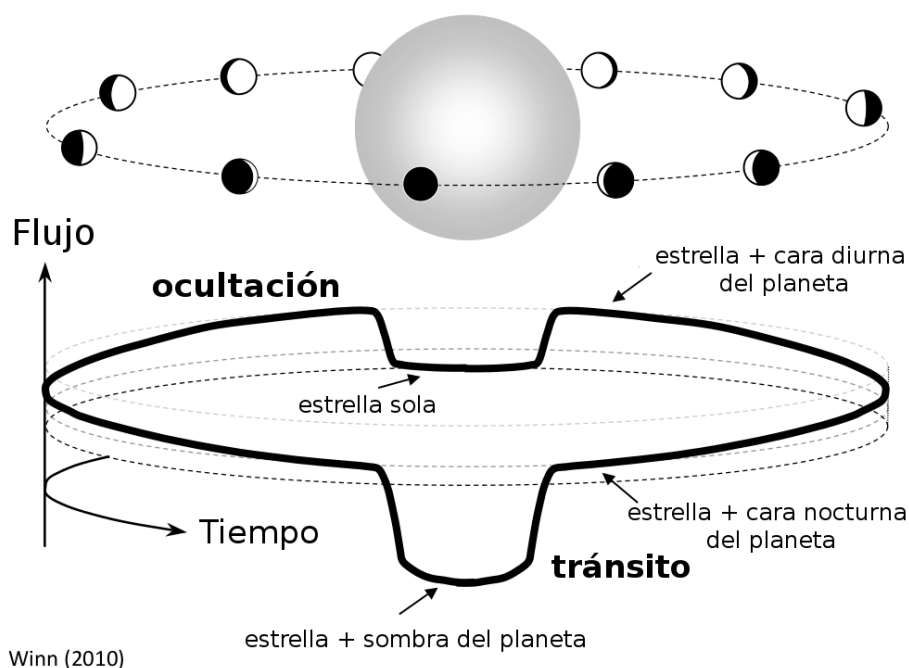
$$P_{\text{tr}} = 0.0045 \left( \frac{\text{ua}}{a} \right) \left( \frac{R_{\star} + R_{\text{p}}}{R_{\odot}} \right) \left[ \frac{1 + e \cos(\pi/2 - \omega)}{1 - e^2} \right] \quad (2.3)$$

donde  $a$  es el semieje,  $\omega$  es el argumento del periastro, y  $e$  es la excentricidad de la órbita del planeta. De esta expresión es claro que, dado que  $R_{\star} \gg R_{\text{p}}$ , si el semieje  $a$  es bien pequeño, la probabilidad aumenta, por lo que es más probable detectar tránsitos de planetas cuanto menor sea la separación orbital entre el planeta y la estrella central. Por otro lado, también es claro que, cuanto mayor sea la excentricidad de la órbita del planeta, más grande se hace el factor entre corchetes, por lo que es más probable detectar planetas transitando en órbitas excéntricas que en órbitas circulares con igual semieje mayor.

A modo de ejemplo, un típico planeta tipo Júpiter Caliente con un radio  $R_{\text{p}} \geq R_{\text{J}}$  con un período de  $\sim 3$  días y orbitando a una estrella de tipo solar, tiene una duración de tránsito de  $\sim 3$  horas y una probabilidad  $P \sim 10\%$ . Planetas en el rango de las Súper-Tierras - Sub-Neptunos, tienen típicamente probabilidades de transitar de  $P \sim 2.5\%$ , mientras que planetas como la Tierra orbitando a estrellas de tipo solar en órbitas como la de la Tierra presentan una probabilidad de  $P \sim 0.5\%$ .

Dado que esta técnica depende del radio del planeta y no de la masa, es capaz de detectar planetas muy grandes pero que pueden ser no muy masivos. Ahora bien, si el sistema tiene observaciones espectroscópicas que permitan calcular el corrimiento de las líneas, y por ende su masa, sería posible determinar su densidad media.





Winn (2010)

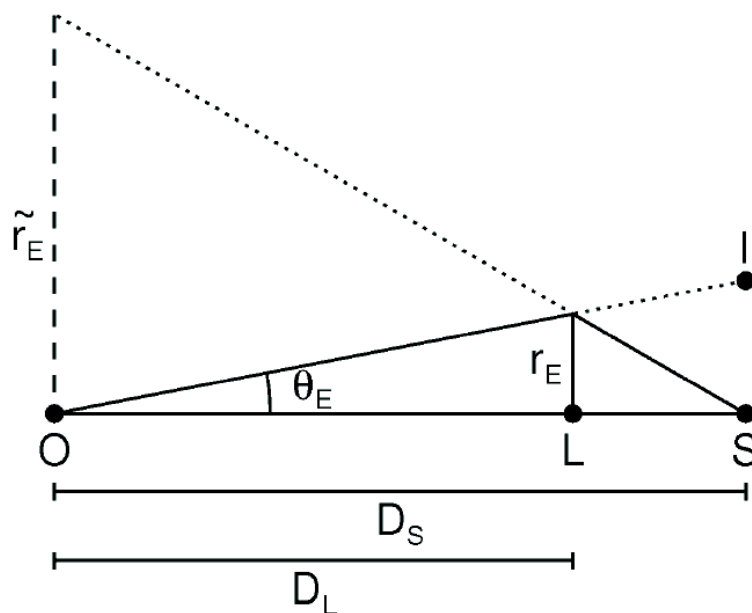
**Figura 2.5.** Representación esquemática de un tránsito planetario.

### 2.2.1.3 Microlentes o Lentes gravitacionales

El primer planeta descubierto por el método de microlentes fue OGLE-2003-BLG-235 / MOA-2003-BLG-53Lb, un planeta de  $2.6M_J$  descubierto en 2003 por los surveys OGLE y MOA (Bond et al., 2004).

Muchos de los planetas descubiertos por microlentes tienen masas del orden de la de Júpiter. Al mismo tiempo, se espera que las estrellas anfitriona de microlentes sean estrellas M enanas dado que son las más comunes en la galaxia. Específicamente existen dos ejemplos confirmados de estrellas M con planetas tipo Súper-Júpiter: OGLE-2005-BLG-071 (Udalski et al., 2005) y MOA-2009-BLG-387 (Batista et al., 2011). La existencia de estos planetas es difícil de explicar mediante la teoría clásica de acreción del núcleo dado que predice que serían muy raros alrededor de estrellas M (Ida & Lin, 2005). Sin embargo podrían explicarse por medio de inestabilidades gravitatorias y migraciones (Boss, 2006).

Un evento de microlentes ocurre cuando una estrella L pasa por delante de otra estrella S, que se encuentra más lejos de nosotros que la primera y que se encuentra en la línea de la visual. Es decir, la estrella L (estrella lente) se alinea con la estrella del fondo S, ocultándola por un intervalo de tiempo. Debido a efectos relativistas relacionados con la curvatura del espacio-tiempo, la luz de la estrella S se curva al encontrarse con la estrella L. Este encuentro aumenta, temporalmente, el brillo combinado de ambas estrellas debido a que, por el pasaje de la estrella L, la estrella S se amplifica. Si la fuente y la lente están perfectamente alineadas a lo largo de la línea de la visual, la fuente se transforma en un anillo llamado anillo de



**Figura 2.6.** Geometría básica del método de microlentes. El punto L representa la posición de la estrella que actúa como lente, S representa a la estrella fuente que observamos, que es anfitriona del planeta detectado por este método, y  $\theta_E$  representa el tamaño angular del anillo de Einstein. I es la imagen de la fuente S observada por el observador O.

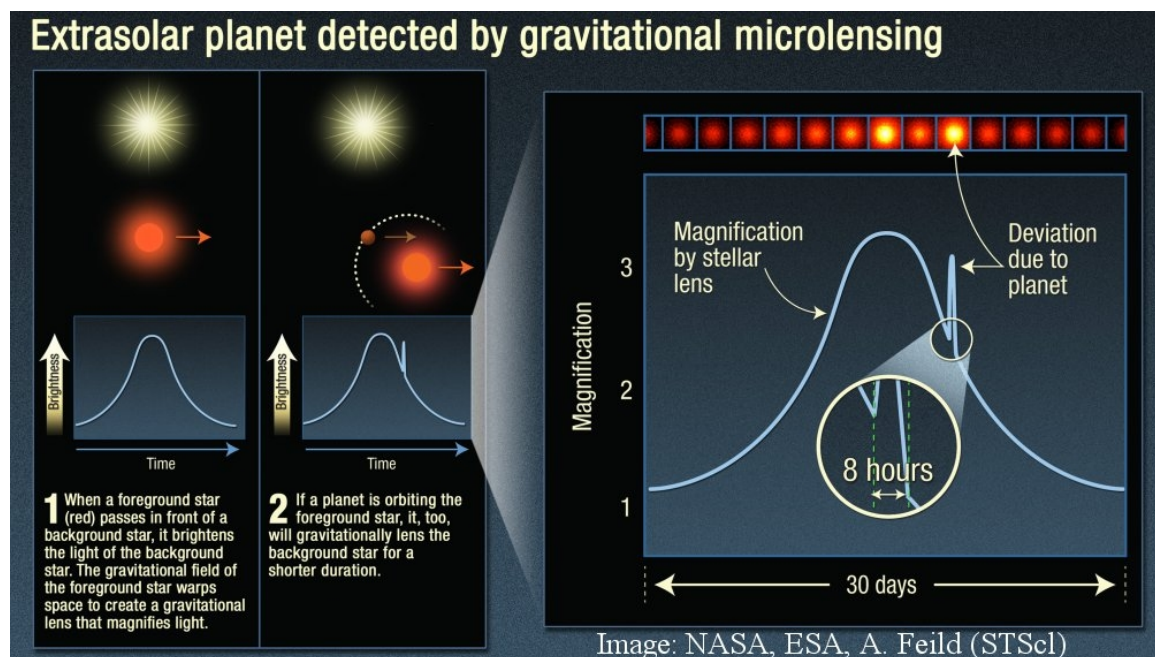
Einstein y cuyo tamaño angular está dado por

$$\theta_E = \sqrt{\kappa M_L \pi_{\text{rel}}} \sim 0.3 \text{ mas} \quad (2.4)$$

para valores típicos de la masa de la estrella lente L ( $M_L = 0.5 M_\odot$ ), distancia a la lente ( $D_L = 6$  kpc) y distancia a la estrella fuente S ( $D_S = 8$  kpc), y donde 1 mas equivale a una millonésima de arcosegundo. La cantidad  $\pi_{\text{rel}}$  es la paralaje trigonométrica entre la lente (L) y la fuente (S), y  $\kappa$  es una constante. La figura 2.6 muestra la geometría básica del método de microlentes.

Ahora bien, si la estrella lente (L) tiene un planeta orbitándola, el patrón de amplificación del brillo se desviará del brillo estándar por el campo gravitatorio que el planeta genera sobre la estrella y se puede detectar. Este evento genera una perturbación a la curva de luz de la estrella anfitriona, y dado que las imágenes aparecen cerca del anillo de Einstein, el evento microlentes es mucho más sensible a planetas con separaciones proyectadas iguales al tamaño físico de dichos anillos. Por este motivo el método es más sensible a planetas en órbitas más extendidas. La figura 2.7 muestra la representación esquemática del evento.

La probabilidad de que ocurra el fenómeno teniendo en cuenta que se tienen que alinear dos estrellas es muy baja. Deberían observarse un millón de estrellas para poder detectar un evento de microlentes. Sin embargo, la probabilidad de que un planeta provoque una amplificación mayor al 5% de la propia amplificación producida por la estrella L es de 1 en 5. La duración de los eventos microlentes depende de la velocidad relativa con que se mueve la estrella lente L, y de la distancia y la masa del planeta. Por ejemplo, si la estrella lente se



**Figura 2.7.** Representación esquemática del evento de microlentes. Imagen extraída de la página <https://exoplanets.nasa.gov>.

encuentra a 5 kpc, para un planeta tipo Júpiter el evento durará 3 días mientras que para un planeta como la Tierra durará sólo 4 horas. Dado que estos eventos no son predecibles y dado que tampoco se los puede *seguir* a todos, la primer prioridad de los surveys es tratar de enfocarse en los eventos que presentan magnificaciones muy significativas, a esos eventos se los continúa estudiando. Hasta la actualidad se han publicado más de 65 planetas detectados por este método. Los actuales surveys más importantes para microlentes son OGLE ( por sus siglas en inglés *Optical Gravitational Lens Experiment*) y MOA (*Microlensing Observations in Astrophysics*) Combinando estos y otros surveys, se están detectando más de 2000 eventos microlentes por año.

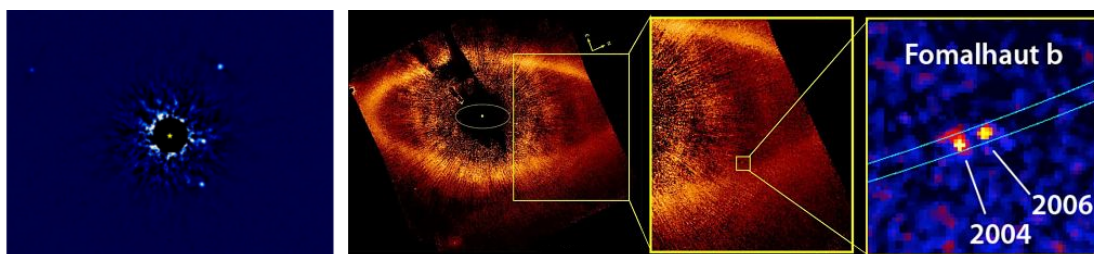
### 2.2.2 Métodos Directos: Direct Imaging o Imagen Directa

Los métodos directos recordemos que son aquellos que nos permiten detectar y observar la luz que los planetas reflejan de la estrella central a la que orbitan. Sólo mencionaremos el más utilizado que es el de Imagen Directa.

El campo de los exoplanetas es casi el único en astronomía en el que los objetos (los exoplanetas) son casi todos estudiados indirectamente, a través de sus efectos en objetos más visibles, en lugar de verlos a ellos directamente. La imagen directa de planetas resueltos espacialmente es un poderoso complemento al resto de los métodos indirectos. Este método es principalmente sensible a los planetas en órbitas extendidas, con semiejes mayores a las 5 ua. Debido a que los fotones de los planetas son obtenidos de forma directa, también son susceptibles a estudios espectroscópicos y también a estudios de caracterización fotométrica. Sin embargo, la detección directa representa un desafío para las nuevas tecnologías. Si por

ejemplo, un sistema planetario gemelo a nuestro Sistema Solar se encontrara a una distancia de 10 pc de la Tierra, el planeta más brillante (Júpiter) sólo tendría una fracción de  $10^{-9}$  del flujo de la estrella central, en una separación angular de 0.5 segundos de arco. Es claro entonces que el gran desafío de esta técnica es poder separar la luz de la estrella central de la luz del planeta, además de poder detectarla.

A pesar de este gran desafío se han encontrado algunos ejemplos espectaculares. Uno de ellos es la detección del sistema planetario HR8799 orbitando a la estrella de secuencia principal (ver panel izquierdo de la figura 2.8). Este es un sistema formado por cuatro planetas que orbitan en sentido antihorario a una estrella joven de tipo espectral F0V (Marois et al., 2008). Las masas estimadas de estos planetas varían entre las 3 y las 7 masas de Júpiter y dependen de la edad estelar, que se estima en 30 Ma. Otro candidato es el planeta Dagon (Fomalhaut b) orbitando a la estrella Fomalhaut y detectado por imagen directa también en el 2008 por Kalas et al. (2008) (ver panel derecho de la figura 2.8).



**Figura 2.8.** Observaciones del sistema planetario HR 8799 (Izq.) y del planeta Dagon (Fomalhaut b) (Der.), ambos detectados por medio del método de imagen directa.

## 2.3 Características generales de los exoplanetas

Revisaremos aquí las propiedades estadísticas más generales de los planetas extrasolares detectados, enfocándonos principalmente en aquellos que son resultado del método de tránsitos y velocidades radiales dado que son la gran mayoría. Como puede verse en la figura 2.2 los tipos de planetas más abundantes y mejor estudiados son los planetas tipo Júpiter entre 1 ua y 5 ua, los Júpiteres calientes dentro de las 0.1 ua, los planetas tipo Sub-Neptunos orbitando dentro de 1 ua y los muy abundantes planetas tipo terrestres también dentro de 1 ua.

### 2.3.1 Abundancia de planetas pequeños y cercanos

Los planetas de tamaño intermedio entre la Tierra y Neptuno son sorprendentemente comunes en sistemas extrasolares pero notablemente ausentes en nuestro Sistema Solar. Estos planetas son más abundantes en órbitas muy cercanas a sus estrellas centrales. Utilizando los planetas detectados, el survey Eta-Earth en el telescopio Keck encontró que la probabilidad de encontrar un planeta pequeño y cercano a su estrella anfitriona escala como  $M \sin(i)^{-0.48}$

(Fischer et al., 2014), lo que implica que los planetas más pequeños son más comunes. Concretamente, el 15 % de las estrellas de tipo solar albergan uno o más planetas con masas entre  $M \sin(i) \sim 3M_{\oplus} - 30M_{\oplus}$  orbitando dentro de las 0.25 ua. También está demostrado que planetas de baja masa presentan excentricidades más bajas y que es más común encontrarlos en sistemas planetarios múltiples con 2 a 4 planetas pequeños orbitando a la misma estrella con períodos de semanas a meses. Al menos el 50 % de las estrellas presentan uno o más planetas de cualquier masa con períodos menores a los 100 días.

La distribución de tamaños de los planetas medidos por la misión *Kepler* encuentra la misma tendencia (Howard, 2013; Petigura et al., 2013). Además, dicho estudio encuentra que los planetas pequeños son más abundantes alrededor de estrellas frías M. En particular, se estima que un  $\sim 15\%$  de las estrellas M detectadas por *Kepler* presentan planetas con tamaños similares a la Tierra ( $0.5 - 1.4R_{\oplus}$ ) orbitando sus zonas de habitabilidad (Dressing & Charbonneau, 2013). Esta estimación depende de los límites que se consideren para la zona de habitabilidad. Utilizando modelos de habitabilidad de estrellas M más recientes (Kopparapu et al., 2013a) se cree que esta estimación puede ser en realidad tres veces mayor.

### 2.3.2 Planetas gigantes gaseosos

Las órbitas de los planetas gigantes son las más fáciles de detectar utilizando la técnica Doppler, y de hecho fueron los primeros en ser estudiados estadísticamente (Udry et al., 2003; Marcy et al., 2005). Las observaciones que se hicieron durante una década, de un volumen limitado de 1000 estrellas de tipos espectrales F, G y K en el Observatorio Keck, mostraron en ese momento que un 10.5 % de este tipo de estrellas albergan uno o más planetas gigantes con masas en el rango de  $0.3M_J$  a  $10M_J$  y con períodos orbitales de entre 2 a 2000 días ( lo que implica distancias orbitales de entre 0.03 ua a 3 ua). Dentro de estos rangos de parámetros planetas gigantes menos masivos y más distantes serían más comunes. Una extrapolación de este modelo sugiere que entre un 17 % a un 20 % de las estrellas F, G y K tienen planetas gigantes orbitando dentro de las 20 ua (Cumming et al., 2008). Esta extrapolación es consistente con una medida de la ocurrencia de planetas gigantes más allá de 2 ua a partir de surveys de microlentes (Gould et al., 2010). Sin embargo, las pocas detecciones realizadas con el método de imagen directa sugieren que esta extrapolación no sería válida más allá de las 65 ua (Nielsen & Close, 2010).

Las distancias orbitales preferidas de los planetas gigantes son aquellas mayores a 1 ua, y en menor medida cerca de 0.05 ua (Júpiteres calientes). Este valle o vacío de planetas gigantes entre ambas regiones de preferencia (que se preferentemente en sistemas simples, con un sólo planeta) se interpreta como una región de transición entre dos categorías de planetas tipo Jovianos con historias de migración diferentes (Udry et al., 2003). El exceso de planetas comenzando en 1 ua coincide aproximadamente con la ubicación de la línea de hielo, que provee material sólido adicional y que puede acelerar la formación de núcleos sólidos o actuar como una barrera o trampa para la migración de planetas que se pudieron formar más atrás (Ida & Lin, 2008a).

La distribución de semiejes mayores para planetas gigantes en sistemas múltiples es más uniforme, con ausencia de planetas tipo Júpiteres calientes y con un pico mucho más suave en planetas con semiejes mayores a 1 ua.

Las excentricidades de los planetas gigantes también difiere si se tienen en cuenta sistemas simples o sistemas múltiples. En sistemas simples las excentricidades de los planetas gigantes son más altas en general, y pueden reproducirse por medio de modelos dinámicos en los cuales, las excentricidades inicialmente son bajas y luego son excitadas por los procesos de scattering (o dispersión) entre planetas. Es decir, los sistemas simples pueden ser el resultado dinámico de procesos de dispersión entre planetas gigantes, donde uno o más fueron eyectados y sólo uno sobrevivió. En cambio, las excentricidades de los planetas gigantes en sistemas múltiples son en general más bajas y se cree puede deberse a que a que estos planetas experimentaron menos procesos de dispersión.

Las estrellas ricas en metales son más propensas a albergar planetas gigantes dentro de las 5 ua. Esta *correlación planeta-metalicidad* fue validada estadísticamente por surveys de la técnica Doppler en estrellas con  $M_{\star} = 0.7M_{\odot} - 1.2M_{\odot}$  con metalicidades medidas (Fischer & Valenti, 2005) y más recientemente ampliada a rangos más amplios de masas de estrellas.

A pesar de que los planetas tipo Júpiteres calientes (planetas gigantes con períodos menores o del orden de los 10 días) se encuentran sólo en el 0.5% -1% de las estrellas de tipo solar (Wright et al., 2012), son los planetas mejor estudiados y caracterizados dado que son los más fáciles de detectar y por ende de seguir con telescopios desde Tierra. Sin embargo, su origen sigue siendo un misterio.

## 2.4 Programas de detección de exoplanetas

Existe una gran cantidad y diversidad de programas para la búsqueda y caracterización de exoplanetas, tanto en Tierra como en el espacio. Muchos de estos programas están activos y continúan trabajando. Los más importantes (con base en Tierra) desde el punto de vista de la cantidad de exoplanetas que han detectado son:

- **HARPS** (High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher por sus siglas en inglés) es un espectrógrafo de gran precisión instalado en el Observatorio de La Silla, en Chile. Ha descubierto más de 130 exoplanetas por medio del método de velocidades radiales lo que lo convierte en el buscador más exitoso después de la misión *Kepler*.
- **HATnet** (Hungarian Automated Telescope Network por sus siglas en inglés) es una red de seis pequeños telescopios automáticos que tienen como objetivo detectar y caracterizar planetas extrasolares utilizando el método de tránsito. Está activo y hasta la fecha ha detectado más de 90 exoplanetas.
- **OGLE** (Optical Gravitational Lensing Experiment por sus siglas en inglés) es como ya mencionamos, un proyecto de búsqueda por medio de la técnica de microlentes. También está activo y ha descubierto más de 17 planetas. El primer planeta descubierto por medio de este método fue descubierto con este survey.



- **WASP** (Wide Angle Search for Planets por sus siglas en inglés) es un consorcio internacional de varias organizaciones académicas que realizan una búsqueda de exoplanetas utilizando fotometría de tránsito. Está activo y ha detectado más de 120 exoplanetas.

Si bien las misiones desde Tierra colaboran activamente en la búsqueda de exoplanetas, es innegable que las misiones espaciales son las más proliferativas en esta búsqueda. La tabla 2.1 muestra las principales misiones espaciales de búsqueda de exoplanetas, algunas de las cuales ya no se encuentran en funcionamiento. Dado que el interés de nuestra Tesis se basa en el estudio de planetas de tipo terrestre en las zonas internas del disco, describiremos con un poco más de detalle a las misiones *COROT* y *Kepler* que tienen a este tipo de planetas como uno de sus objetivos principales.

**Cuadro 2.1.** Principales misiones de búsqueda de exoplanetas en el espacio, pasadas y actuales.

Misión	Inicio	Final	Detectados/ Candidatos	Detalle
MOST	06/2003	Continúa	1+/0	Estudio de la astrosismología
EPOXI	07/2005	08/2013	0/0	Planetas caracterizados
SWEEPS	2006	2006	16/0	Misión corta
COROT	12/2006	11/2012	29/600	Búsqueda de exoplanetas
Kepler	03/2009	08/2013	2331/2365	Búsqueda de exoplanetas
K2	11/2013	Continúa	178/520	Misión post Kepler
Gaia	12/2013	Continúa	0	Objetos de la Vía Láctea

#### 2.4.0.1 La misión COROT

**COROT** (COnvection ROtation et Transits planétaires por sus siglas en francés) fue una misión espacial aprobada y liderada por la Agencia Espacial Francesa (CNES) conjuntamente con la Agencia Espacial Europea (ESA) y otros patrocinadores internacionales. Su objetivo principal fue la búsqueda de planetas extrasolares, especialmente de aquellos de un tamaño similar al terrestre, mediante el método de tránsitos. COROT fue lanzado en diciembre de 2006, convirtiéndose en la primera misión de su tipo.

COROT estaba formado por un telescopio afocal de 27 cm de diámetro y 4 detectores CCD y se encontraba en una órbita circular polar a 896 km de altura con el objetivo de evitar interferencias provenientes de la Tierra. La misión tenía previsto durar por 2 años y medio pero terminó prolongándose hasta 2013. La sonda monitoreaba el brillo de las estrellas, buscando la ligera reducción de su luz, lo que implica la existencia de un planeta en órbita en torno a ellas. COROT fue suficientemente sensible como para detectar planetas rocosos de tan sólo un par de veces el tamaño de la Tierra. También estudiaba la astrosismología. Era capaz de detectar los temblores que tienen lugar en la superficie de las estrellas y que alteran su luminosidad. Gracias a este fenómeno se puede calcular con bastante precisión la masa, edad y composición química de las estrellas, lo cual permite compararlas con nuestro

Sol gracias a los datos recogidos por la misión SOHO. En la figura 2.9 podemos apreciar un gráfico del satélite COROT. [https://corot.cnes.fr/en/COROT/GP\\_mission.htm](https://corot.cnes.fr/en/COROT/GP_mission.htm).



Figura 2.9. Representación del satélite COROT.

#### 2.4.0.2 La misión *Kepler*

*Kepler* es el nombre de un telescopio de un metro de diámetro que orbita alrededor del Sol y busca planetas extrasolares fotométricamente mediante el método de tránsitos, especialmente aquellos de tamaño similar a la Tierra que se encuentran en la zona de habitabilidad de su estrella. Fue lanzado por la NASA desde Cabo Cañaveral en marzo de 2009.

El nombre del satélite se debe al astrónomo y matemático Johannes Kepler (1571-1630), descubridor de las tres leyes que describen las características de las órbitas planetarias. *Kepler* es parte del programa Discovery de la NASA. La construcción del telescopio y su puesta en marcha fue gestionada por el Jet Propulsion Laboratory de la NASA (JPL).

La duración prevista de la misión era de 3.5 años. Inicialmente, en 2012, se esperaba que la misión se extendiera hasta 2016, pero en julio de 2012, una de las cuatro ruedas de reacción de la nave espacial dejó de girar lo que complicó la finalización de la misión. En agosto de 2013, la NASA anunció que habían dejado de intentar de arreglar las dos ruedas de reacción fallidas. Esto significó un cambio en la misión y tuvieron que proponerse misiones alternativas que incluyeran potencialmente la búsqueda de exoplanetas, utilizando las dos ruedas de reacción y propulsores restantes. En noviembre de 2013, se informó sobre la propuesta K2 "Second Light." "Segunda Luz". La misión K2 permitía detectar planetas habitables alrededor de enanas rojas más pequeñas y más tenues. Hasta la fecha, la misión *Kepler* y la misión K2 han sido capaces de confirmar la existencia de 2341 y 197 exoplanetas respectivamente, más 4496 y 622 candidatos, respectivamente. Además, la misión *Kepler* ha confirmado la existencia de 30 exoplanetas con menos de dos veces el tamaño de la Tierra orbitando en las zonas de habitabilidad de sus estrellas anfitrionas. En la figura 2.10 podemos apreciar un gráfico del satélite *Kepler*. <https://www.nasa.gov/kepler/>



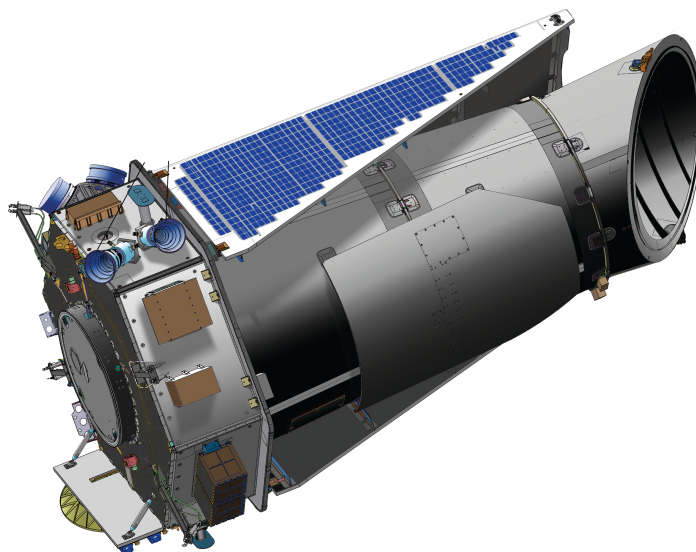


Figura 2.10. Representación del satélite *Kepler*.

### 2.4.1 Misiones futuras

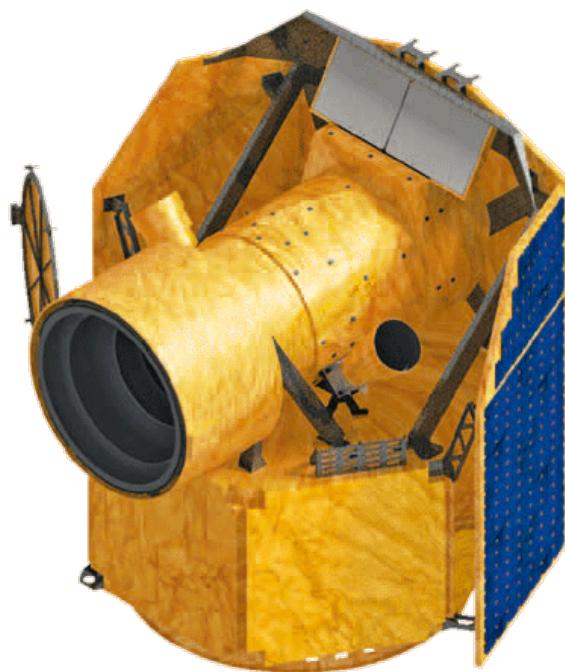
Algunas de las misiones a futuro más importantes para la búsqueda y caracterización de exoplanetas y atmósferas son las que podemos ver en la tabla 2.2. Nos detendremos a detallar dos de ellas que son, desde el punto de vista de la búsqueda y caracterización de exoplanetas tipo terrestres, las más importantes.

Cuadro 2.2. Principales misiones espaciales futuras de búsqueda de exoplanetas.

Misión	Inicio	Objetivo	Duración
CHEOPS	2018	Caracterización	3.5 (-1.5) años
TESS	03/2018	Detección de nuevos exoplanetas	2 años
JWST	10/2018	Estudio de atmósferas	5 (+5) años
PLATO	2026	Búsqueda/caracterización de exop. rocosos	4 (+4) años
WFIRST	2020	Búsqueda/estudio de exoplanetas	6 años

#### 2.4.1.1 El observatorio espacial CHEOPS

**El observatorio espacial CHEOPS** (CHAracterising ExOPlanets Satellite por sus siglas en inglés), es la primera misión dedicada a la búsqueda de tránsitos exoplanetarios mediante la realización de fotometría de ultra alta precisión en estrellas brillantes que ya se sabe que albergan planetas. Los principales objetivos científicos de la misión son medir la densidad aparente de Súper-Tierras y Neptunos que orbitan alrededor de estrellas brillantes, y proporcionar los objetivos adecuados para futuros estudios de caracterización en profundidad de exoplanetas en estos rangos de masa y tamaño.



**Figura 2.11.** Representación del telescopio espacial CHEOPS.

Los estudios espectroscópicos Doppler de alta precisión con base en Tierra llevados a cabo durante los últimos años han identificado cientos de estrellas que alojan planetas en el rango de masa de la Súper-Tierra a Neptuno y continuarán haciéndolo en el futuro. Las características de estas estrellas y el conocimiento de las efemérides del planeta las convierten en objetivos ideales para mediciones fotométricas de precisión desde el espacio. CHEOPS será la única herramienta capaz de hacer un seguimiento de todos estos objetivos para mediciones de radio precisas.

Otra fuente de objetivos es el estudio de tránsitos con base en Tierra. Para fines de 2017 CHEOPS tendrá disponibles 50 objetivos con radios menores a seis veces el de la Tierra para los cuales podrá medir radios con una precisión del 10 %.

Saber dónde mirar y en qué momento observar hace que CHEOPS sea el instrumento más eficiente para buscar tránsitos poco profundos y determinar radios precisos para planetas en el rango de masas de las Súper-Tierra a los Neptunos.

Los principales objetivos científicos de la misión CHEOPS serán estudiar la estructura de los exoplanetas con radios que generalmente oscilan entre  $1R_{\oplus} - 6R_{\oplus}$  orbitando estrellas brillantes. Con un conocimiento preciso de sus masas y radios para una muestra de planetas sin precedentes, CHEOPS establecerá nuevas restricciones en la estructura y, por lo tanto, en la formación y evolución de los planetas en este rango de masas.

No quisiera dejar de destacar que la Dra. Andrea Fortier, egresada de nuestra casa, es la actual Instrument Scientist del Proyecto CHEOPS, encargada de controlar que la construcción y desarrollo del instrumento sea acorde a los requerimientos científicos del mismo. Andrea forma parte del equipo de CHEOPS desde sus comienzos trabajando en la Universidad

de Berna. En la foto 2.12 podemos verla junto al instrumento. Además, en la figura 2.12 podemos apreciar un gráfico del telescopio CHEOPS. <http://cheops.unibe.ch/>



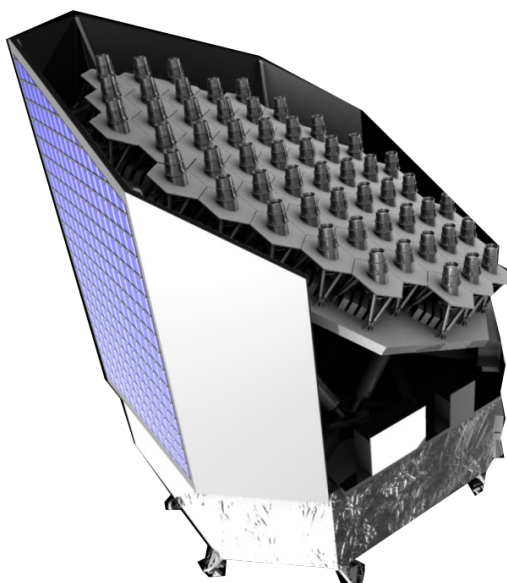
**Figura 2.12.** La Dra. Andrea Fortier junto a CHEOPS en plena revisión del instrumento.

#### 2.4.1.2 La Misión PLATO

**La misión PLATO** (PLAnetary Transits and Oscillations of stars por sus siglas en inglés) es un observatorio espacial desarrollado por la Agencia Espacial Europea (ESA) para su lanzamiento en 2026. Los objetivos de la misión son la búsqueda de tránsitos planetarios de hasta un millón de estrellas, para descubrir y caracterizar planetas extrasolares rocosos alrededor de estrellas enanas amarillas como nuestro sol, estrellas subyacentes y estrellas enanas rojas. El énfasis de la misión está puesto en planetas similares a la Tierra en las zonas de habitabilidad.

El nombre de la misión se debe al filósofo griego Platón, fundador de la filosofía occidental, la ciencia y la matemática. Un objetivo secundario de la misión es estudiar las oscilaciones estelares o la actividad sísmica en las estrellas para medir las masas estelares y la evolución y permitir la caracterización precisa de la estrella del planeta, incluyendo su edad.

El objetivo es encontrar planetas como la Tierra, no sólo en términos de su tamaño sino en su potencial de habitabilidad. Mediante el uso de 26 pequeños telescopios y cámaras, PLATO



**Figura 2.13.** Representación del satélite PLATO.

buscará planetas que orbiten de 300.000 a un millón de estrellas. El principal objetivo de PLATO es determinar las condiciones para la formación del planeta y la emergencia de la vida. Para lograr este objetivo, la misión intentará descubrir y caracterizar un gran número de sistemas exoplanetarios cercanos, con una precisión en la determinación del radio del planeta de hasta el 3%, de la edad estelar hasta el 10%, y de la masa del planeta hasta el 10%. Además, intentará detectar y caracterizar los planetas de tamaños similares a la Tierra y Súper-Tierras en la zona habitable alrededor de las estrellas de tipo solar.

PLATO difiere de los telescopios espaciales COROT y *Kepler*, ya que estudiará estrellas relativamente brillantes (entre las magnitudes 4 y 11), permitiendo una determinación más precisa de los parámetros planetarios y facilitando la confirmación de los planetas y la medición de sus masas mediante el seguimiento de las mediciones de velocidad radial en telescopios con base en Tierra.

Hasta aquí hemos mostrado los resultados más actualizados sobre la detección de exoplanetas en cuanto a métodos, hallazgos y misiones pasadas y futuras. Sin embargo es importante destacar que el continuo avance en las detecciones y en la tecnología utilizada para tal fin hace que esta descripción tenga que actualizarse permanentemente. Como para dar un simple ejemplo, al momento en el cual el trabajo de Fischer et al. (2014) fue desarrollado, el número de exoplanetas descubiertos mediante la técnica de microlentes era de 20. Aproximadamente tres años más tarde ese número creció a 65. Mucho mayor es la diferencia teniendo en cuenta el total de exoplanetas: al comienzo de mi Doctorado (Marzo de 2013), la cantidad de exoplanetas confirmados era de  $\sim 1000$ , al momento de comenzar a escribir esta Tesis (Octubre de 2017) el número era de  $\sim 3700$  y hoy (7 de Febrero de 2018) el número es de 3728.



# 3

## SOBRE TEORÍAS DEL ORIGEN DEL AGUA EN LA TIERRA Y LA POTENCIAL HABITABILIDAD DE OTROS MUNDOS

---



*“Las hijas también podemos ser heroicas”*  
Wang Zhenyi

### Índice

---

<b>3.1. Teorías del origen del agua en la Tierra . . . . .</b>	<b>38</b>
3.1.1. Restricciones geoquímicas y cosmoquímicas . . . . .	38
3.1.2. ¿Pudo el agua haberse acretado <i>in situ</i> ? . . . . .	40
3.1.3. ¿Habrán sido los cometas? . . . . .	41
3.1.4. ¿Habrán sido la acreción tardía de planetesimales o embriones? . . . . .	42
3.1.5. ¿Entonces, de dónde provino el agua de la Tierra? . . . . .	43
<b>3.2. Definiciones varias de la Zona de Habitabilidad . . . . .</b>	<b>43</b>
<b>3.3. La paradoja del huevo y la gallina . . . . .</b>	<b>45</b>
<b>3.4. Receta para hacer un planeta habitable . . . . .</b>	<b>46</b>
3.4.1. Factores planetarios . . . . .	47
3.4.2. Factores astronómicos . . . . .	49

---

En este capítulo nos proponemos revisar las teorías hasta ahora desarrolladas sobre el posible origen del agua en la Tierra. Además, discutiremos globalmente las características más importantes que un planeta debería presentar para considerarlo potencialmente habitable. Este capítulo será de gran importancia a la hora de entender e interpretar correctamente los resultados de simulaciones numéricas sobre formación planetaria, acreción de agua y habitabilidad que presentaremos más adelante en la parte de Análisis y Resultados.

### 3.1 Teorías del origen del agua en la Tierra

La existencia de agua en la Tierra es, aún al día de hoy, un total misterio. Si bien la evidencia sugiere que los sólidos que se condensaron cerca de 1 ua en la nebulosa solar estaban secos, la realidad es que la Tierra tiene agua en su superficie, y tiene (o ha tenido) la suficiente como para que se haya dado lugar a la vida en ella.

Otros planetas tipo terrestres del Sistema Solar, como Venus o Marte, también presentan evidencias de haber alojado agua en sus superficies. Se cree que Venus, por ejemplo, pudo haber tenido un océano antiguo que se evaporó en el espacio (Donahue et al., 1982), y se cree también que Marte presenta evidencias de haber tenido un pasado húmedo, con cantidades de agua significativas y aún presentes en la actualidad como hielo subterráneo (Feldman et al., 2004; Baker, 2007).

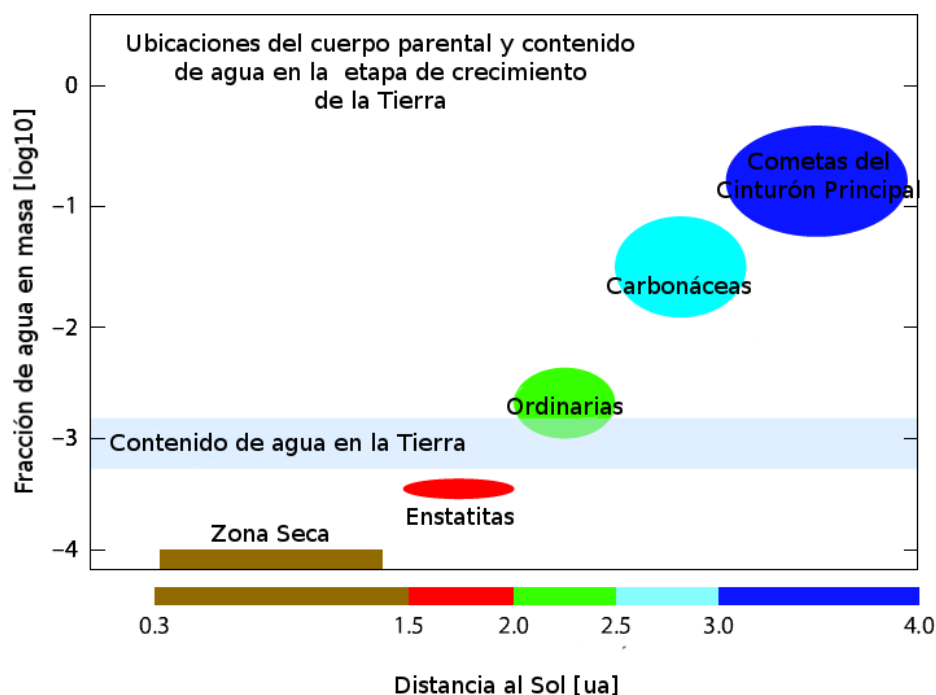
Existen diversas teorías y mecanismos para explicar el suministro de agua a la Tierra. También existen mecanismos que sugieren que el agua pudo haber surgido en la misma Tierra. Siguiendo el reciente trabajo de O'Brien et al. (2018) y otros trabajos de la literatura, revisaremos los diferentes mecanismos y evaluaremos cuán verosímiles son teniendo en cuenta las limitaciones de los modelos y de las evidencias disponibles.

#### 3.1.1 Restricciones geoquímicas y cosmoquímicas

Las estimaciones más utilizadas sobre la cantidad de agua total en la corteza de la Tierra, esto es en la atmósfera y en el océano, fueron realizadas por Lécuyer & Gillet (1998). Estos autores encontraron que dicha cantidad es de aproximadamente  $2.8 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ . El contenido de agua en el manto es incierto. Existen estimaciones que varían desde  $0.8 - 8 \times 10^{-4} M_{\oplus}$  (Lécuyer & Gillet, 1998) hasta  $2 \times 10^{-3} M_{\oplus}$  (Marty, 2012). El manto primitivo pudo haber tenido aún una mayor cantidad de agua, tanto como entre 10 y 50 océanos terrestres (Dreibus & Waenke, 1989; Righter & Drake, 1999; Abe et al., 2000), considerando que un océano terrestre (a partir de ahora abreviaremos océano terrestre con OT) es justamente la cantidad estimada por Lécuyer & Gillet (1998),  $1 \text{ OT} = 2.8 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ . Sin embargo, no hay modo aún de determinar este valor. A partir de estas estimaciones, un límite inferior razonable para el agua que tuvo que haber sido entregada (y retenida) en la Tierra puede ser de  $5 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ , aunque la cantidad actual sea superior.

Como mencionábamos al comienzo, tradicionalmente se ha considerado que la nebulosa solar cerca de 1 ua estaba lo suficientemente caliente como para que el hielo condense y sea incorporado en el material que dio lugar a la formación de la Tierra. Esta idea se basa, por un lado, en asociaciones que se hacen entre diferentes tipos de meteoritos y sus cuerpos asteroidales parentales, y por el segundo lado, en estimaciones de posibles zonas de formación que muestran una tendencia a que el material cercano a la Tierra es extremadamente seco, lo que puede apreciarse en la figura 3.1 extraída de Morbidelli et al. (2012).





**Figura 3.1.** Contenido de agua del material que se estima se formó a diferentes distancias heliocéntricas, con el rango del posible contenido de agua en la Tierra para comparación. Las condritas ordinarias están relacionadas espectroscópicamente con asteroides de tipo S, que dominan el cinturón de asteroides interno, mientras que las condritas carbonáceas se cree que se originan a partir de asteroides de tipo C, que dominan el cinturón externo. No existe un vínculo claro entre las condritas enstatitas y alguna clase conocida de asteroides, aunque su química sugiere que se formaron en el interior del cinturón de asteroides. La figura fue extraída del trabajo de Morbidelli et al. (2012).

A pesar de estas ideas y de la evidencia que se encuentra, algunos modelos de la nebulosa solar, que incluyen irradiación estelar, calentamiento viscoso del disco, y opacidades dependientes del tiempo (Hueso & Guillot, 2005; Davis, 2005; Garaud & Lin, 2007; Bitsch et al., 2015) muestran que en realidad la línea de hielo puede moverse hacia adentro en el disco hasta 1 ua a medida que la acreción de gas por parte de la estrella central se hace más lenta. Pero a pesar de ello, Morbidelli et al. (2016) mostró que aún incluso si la temperatura alrededor de 1 ua es lo suficientemente fría como para condensar el hielo, la línea de hielo podría fosilizarse alrededor de las 3 ua ya que el gas se desplaza hacia adentro más rápido de lo que lo hace la línea de hielo, y la formación de un proto-Júpiter bloquearía la migración de partículas heladas hacia las regiones internas del disco.

Aún así, es una realidad que el agua está presente en los asteroides del cinturón exterior y más allá. Meteoritos primitivos como las condritas carbonáceas de algunos tipos particulares pueden tener hasta entre un 5% y un 10% de agua en masa y se cree que sus cuerpos parentales son asteroides del tipo C que dominan las regiones externas del cinturón (Burbine et al., 2002).

Una restricción que puede ser clave para la determinación del origen del agua en la Tierra es el cociente deuterio/hidrógeno (D/H). Esta cantidad es un trazador valioso de procesos de fraccionamiento en sistemas que contienen hidrógeno. Se ha medido en moléculas hidrogenadas preservadas en cuerpos planetarios como meteoritos y cometas, y se utiliza para



determinar qué tipo de cuerpos pudieron haber sido los que trajeron el agua a la Tierra. El D/H fue estimado por Lécuyer & Gillet (1998) con un valor de  $150 \times 10^{-6}$ , lo que representa unas 6 veces el D/H del Sol. Este valor se encuentra muy cerca del valor medio hallado de D/H de las condritas carbonáceas ricas en agua (Dauphas et al., 2000; Robert, 2006; Alexander et al., 2012), lo que sugiere que material similar al de las condritas carbonáceas es la posible fuente de agua en la Tierra. Sin embargo, a pesar de que las condritas carbonáceas tienen valores de D/H que se ajustan bien a los de la Tierra, sus composiciones de material volátil sugiere que sólo pudieron haber contribuido con un  $\sim 2\%$  de la masa de la Tierra (Drake & Righter, 2002; Marty, 2012). Por otro lado es importante mencionar que otros autores como Meech (2007) considera que el valor estándar contra el cual se mide el D/H cometario, el agua del océano, pudo haber cambiado con el tiempo debido a diversos procesos de fraccionamiento y no representaría el agua primordial de la Tierra.

### 3.1.2 ¿Pudo el agua haberse acretao *in situ*?

Una posibilidad es que la Tierra haya acretao el agua que presenta a partir del lugar en el que se formó. Muchos estudios han mostrado que el agua pudo haber sido incorporada en granos de olivino alrededor de 1 ua y haberse adsorbido directamente a partir de la nebulosa solar (Stimpfl et al., 2006; Muralidharan et al., 2008; King et al., 2010; Asaduzzaman et al., 2015). Se cree que estos granos entonces pudieron haber seguido los pasos típicos de la formación (descritos en el capítulo anterior) y haber crecido como planetesimales, contribuyendo localmente con grandes cantidades de agua a la Tierra que se estaba formando. Sin embargo, existen estudios que muestran que este material acretao en épocas tempranas pudo haberse reducido significativamente (Wood et al., 2008; Rubie et al., 2011), lo que no hubiera ocurrido si hubiera contenido cantidades significativas de agua. Además, como se puede apreciar en la figura 3.1, las condritas enstatitas halladas en la Tierra son mucho más secas que la Tierra misma, lo que hace que sea más difícil explicar este mecanismo. Otra crítica que tiene este proceso es que debería haber dado lugar a la captura de agua con un cociente D/H cercano al solar, y no es esto justamente lo que se encuentra, sino que se encuentran valores de D/H más enriquecidos. Una posible explicación de este enriquecimiento puede ser el proceso de fraccionamiento entre el agua adsorbida y nebular, estudiado por Ganguly et al. (2016).

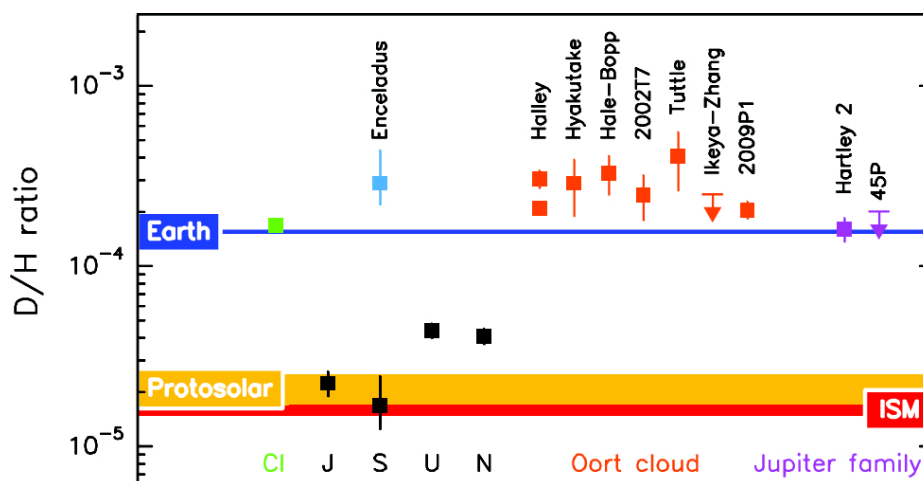
Otra posibilidad para la incorporación de material acuoso temprano e *in situ*, es la oxidación de una atmósfera primitiva de hidrógeno mientras había un mar de magma en la Tierra (*magma-ocean*<sup>1</sup>) (Ikoma & Genda, 2006; Genda & Ikoma, 2008). El problema de esta teoría es que requiere que los planetas se formen muy rápido para poder capturar hidrógeno de la nebulosa solar, que muy probablemente se disipó en  $\sim 10$  Ma (Haisch et al., 2001; Kita et al., 2005), en contraste con las estimaciones de escalas de formación de la Tierra que son mucho más largas (Touboul et al., 2007; Jacobson et al., 2014).

<sup>1</sup>El *magma-ocean* o el mar de magma representa una etapa de la formación de la Tierra (o de cualquier otro planeta) en la cual el planeta está completamente fundido. En el Sistema Solar primitivo, la energía para derretir el material se cree provenía del decaimiento del  $\text{Al}^{26}$  y de los impactos gigantes. En particular se cree que la Tierra pudo haber sufrido varios períodos de *magma-ocean*, siendo el último el que dio lugar a la formación de la Luna.

A pesar de que estos dos procesos mencionados no logran explicar toda el agua en la Tierra, o dar un cociente D/H acorde con los medidos en nuestro planeta, pudieron haber ocurrido en alguna medida. Por ejemplo, se han encontrado muestras relativamente prístinas de lava del manto profundo y sus cocientes D/H son cercanos al solar (Hallis et al., 2015), lo que sugiere que al menos parte del agua en la Tierra pudo haber sido incorporado directamente de la nebulosa solar.

### 3.1.3 ¿Habrán sido los cometas?

Los cometas han sido propuestos como la fuente de agua en la Tierra desde hace tiempo, dado principalmente a su naturaleza rica en hielos (Chyba, 1987; Delsemme, 1992, 1997, 1998; Owen & Bar-Nun, 1995). La objeción más común a esta teoría tenía que ver con el hecho de que la mayoría de los cometas con mediciones del cociente D/H hasta aquel momento, que eran cometas de la Nube de Oort o cometas de la familia de Júpiter, presentaban valores del orden del doble de los de la Tierra. Sin embargo años después se encontró que el cociente D/H del cometa 103P/Hartley 2, que también es de la familia de Júpiter, es similar al de la Tierra (Hartogh et al., 2011). Lo mismo ocurre para el cometa 45P/Honda-Mrkos-Pajduáková (Lis et al., 2013), lo que renovó la idea de que los cometas de la familia de Júpiter podrían ser una fuente de agua. En la figura 3.2, extraída de Lis et al. (2013), puede apreciarse la relación D/H de varios cometas de la Nube de Oort y de la familia de Júpiter. Más recientemente, Altwegg et al. (2015) encontraron que el D/H del cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko, también de la familia de Júpiter, es de 3 veces el de la Tierra. La conclusión por el momento es que no está realmente claro si estos objetos son o no fuente del agua en la Tierra.



**Figura 3.2.** Versión actualizada de la figura de Hartogh et al. (2011) y Bockelée-Morvan et al. (2012) que resumen los valores de la relación D/H en objetos del Sistema Solar. Los símbolos naranjas son medidas de cometas de la Nube de Oort y en violeta de cometas de la familia de Júpiter. Los negros son medidas para los planetas gigantes del Sistema Solar, y los celeste y verde son valores de D/H medidos en las plumas de Encelado y en condritas carbonáceas particulares, respectivamente. Por último, como referencia también puede apreciarse el valor de D/H de la Tierra.

Más allá de estas restricciones geoquímicas, que como vimos, no se satisfacen completamente, están las limitaciones que provee la dinámica. Es muy difícil reproducir el contenido de agua en la Tierra a través los cometas como fuente principal. Morbidelli et al. (2000) mostraron que la probabilidad de que los cometas que se forman en la región de los planetas gigantes golpeen la Tierra es de  $1 \times 10^{-6}$ . Por lo que, si del orden de  $50M_{\oplus}$  estuvieran inicialmente presentes y dispersadas alrededor de los planetas gigantes, sólo del orden de  $5 \times 10^{-5}M_{\oplus}$  de material cometario habrían golpeado la Tierra. Como ya discutimos previamente, el contenido de agua en la Tierra debe ser de al menos unas  $\sim 5 \times 10^{-4}M_{\oplus}$ , por lo que incluso si esos cometas estuvieran formados por hielo puro, sólo podrían proporcionar el  $\sim 10\%$  del agua en la Tierra.

### 3.1.4 ¿Habrá sido la acreción tardía de planetesimales o embriones?

Debido a numerosos estudios que involucran el desarrollo de simulaciones numéricas, la acreción tardía de agua a través de la acreción de planetesimales y embriones provenientes de las regiones más externas del cinturón de asteroides, parecería ser el mecanismo más plausible hasta el momento para explicar la proveniencia del agua de la Tierra.

Morbidelli et al. (2000) encontraron que la fracción de agua en la Tierra pudo haber provenido de la acreción de material asteroidal de regiones distantes, entre 2 ua y 4 ua, y que por lo tanto eran objetos ricos en agua. Varios trabajos de simulaciones dinámicas de la evolución temprana del Sistema Solar dan soporte a esta teoría (Morbidelli et al., 2000, 2012; Raymond et al., 2009). Más aún, la relación D/H medido en meteoritos de tipo condritas carbonáceas, que se supone son el material por el cual están formados los asteroides del cinturón externo, dan también soporte a esta teoría (siempre y cuando el cociente D/H medido en los océanos sea igual al primordial, algo que muchos autores no creen posible Meech 2007).

En el escenario clásico de formación, con embriones y planetesimales extendiéndose a través de la región externa del cinturón de asteroides, cantidades significativas de agua pueden ser entregadas a los planetas terrestres si Júpiter y Saturno se encuentran en órbitas circulares o de baja excentricidad, tal como predice el Modelo de Niza (O'Brien et al., 2006; Raymond et al., 2009). Dichas simulaciones tienen un problema, y es que no son capaces de reproducir el pequeño tamaño de Marte. En el escenario del Grand Tack (Walsh et al., 2011; O'Brien et al., 2014) la migración primero hacia adentro y luego hacia afuera de los planetas gigantes trunca el disco de planetesimales y embriones de la región interna y luego dispersa material de la zona de los gigantes hacia las zonas internas. Esta dispersión, que alcanza la región de formación de los planetas terrestres, entrega en esta zona suficiente agua como para lograr explicar el contenido de agua en la Tierra. El agua es acretada relativamente tarde durante el proceso de acreción, pero no tanto como se cree fue el late veneer<sup>II</sup>. Si bien aún hay algunos problemas con el escenario Grand Tack, específicamente con respecto a las escalas de tiempo de acreción de los planetas que se forman, esta discrepancia se reduce

<sup>II</sup>La acreción tardía o "late veneer" es una etapa de la formación de la Tierra cuando el planeta adquirió la parte final de su masa, después del final del proceso de diferenciación entre el núcleo y el manto.

cuando se consideran rangos más amplios en las condiciones iniciales utilizadas (Jacobson et al., 2014).

Desde que se introdujo el escenario del Grand Tack, se propusieron otros modelos de formación de planetas terrestres y de acreción de agua. El más reciente fue propuesto por Raymond & Izidoro (2017) quienes encuentran que el agua en la Tierra pudo haber sido acretada a través de planetesimales ricos en agua dispersados desde regiones externas durante el proceso de formación de los planetas gigantes del Sistema Solar.

### 3.1.5 ¿Entonces, de dónde provino el agua de la Tierra?

La realidad es que sigue siendo un tópico completamente abierto porque ninguna de las teorías discutidas en las secciones previas logran unir todas las piezas del rompecabezas. Son muchas las restricciones geoquímicas a tener en cuenta, muchas las limitaciones que presentan los modelos dinámicos y muchas las disciplinas que debieran combinar sus estudios para poder tener una idea más concreta respecto a la verdad sobre esta pregunta. Existen dos grandes problemas en este asunto según la astrónoma Karen Meech ([https://www.physics.purdue.edu/webapps/index.php/course\\_document/index/phys217/1873/469/17099](https://www.physics.purdue.edu/webapps/index.php/course_document/index/phys217/1873/469/17099)): el primero es que el agua en el manto de la Tierra, cuyo cociente D/H no ha podido medirse aún, puede ser muy diferente de aquel que medimos en los océanos, y a pesar de ello, muchos científicos insisten en considerarlo a la hora de compararlo con aquellos de los cometas y asteroides. El segundo, es que el cociente D/H que se utiliza para hacer estas comparaciones, puede no ser necesariamente útil. Como ya mencionamos, esta relación mide las cantidades de hidrógeno y deuterio relativas al agua. Dado que resulta que el deuterio es más frecuente a bajas temperaturas, la relación D/H debiera ser útil para determinar cuán lejos de la Tierra pudo haberse encontrado la fuente de agua en la cual se midió esta relación. Pero el problema es que los discos de gas y polvo a partir de los cuales se pudo haber formado el Sistema Solar, son lugares turbulentos en donde el material que forma a los planetas se encuentra en continuo movimiento, y por lo tanto también lo está el cociente D/H. Así, no hay dos cálculos que midan el mismo valor de D/H en la misma región del disco, y por lo tanto no podemos asumir que, midiendo esta relación en los cometas, sepamos dónde se formaron.

## 3.2 Definiciones varias de la Zona de Habitabilidad

La definición clásica de Zona de Habitabilidad o Zona Habitable (ZH) fue propuesta por Kasting et al. (1993) como la región circumestelar dentro de la cual las condiciones de presión y temperatura de un planeta que orbita dentro de ella son tales que permitirían encontrar agua líquida en su superficie. Ahora bien, ¿de dónde surge esta definición?. El único lugar del que tenemos conocimiento que presenta vida, es nuestro planeta, la Tierra. Es entonces en base a lo que conocemos de ella que surge esta definición. La ZH debe ser una región que presente las características más importantes de la mismísima Tierra!. Sin embargo es

inevitable que surja la segunda pregunta: ¿Cualquier planeta, de cualquier tipo, tamaño o masa será habitable si se encuentra en la ZH ?, ¿alcanza con considerar únicamente la definición clásica ?. La respuesta es NO, NO ALCANZA.

Es muy importante transmitir (creo yo) que la potencial habitabilidad de un planeta no queda determinada a partir del momento en que este planeta se ubique dentro de esta zona. Una cosa es definir ZH y otra muy diferente es decir que un planeta es habitable porque se encuentra dentro de ella. Con estas ideas bien claras, podemos perfeccionar la definición de ZH cuanto queramos, y aún así van a faltar infinidad de condimentos para poder realmente afirmar que el planeta que allí se aloja es un potencial formador de vida.

Estrictamente, la definición clásica dada por Kasting et al. (1993), fue obtenida a partir del uso de un modelo climático 1D (unidimensional) radiativo-convectivo y sin nubes. Mediante el uso de este modelo los autores estimaron que, para nuestro Sol, los límites de la ZH son 0.95 ua y 1.67 ua. Estos valores representan límites para la “pérdida de agua” y para el “máximo efecto invernadero”, respectivamente. Otros límites menos conservativos para el borde interno de la ZH son los llamados “efecto invernadero en fuga” y “Venus tardío”. El último es empírico y se basa en la inferencia de que Venus no ha tenido agua en su superficie al menos durante los últimos 1000 Ma (Solomon & Head, 1991). Para el borde externo existe un correspondiente límite empírico llamado “Marte temprano” basado en inferencias de que Marte sí tuvo agua líquida en su superficie 3800 Ma atrás. Más recientemente, Kopparapu et al. (2013a,b) mejoraron y actualizaron dicho modelo climático encontrando nuevas estimaciones de la ZH. Estos autores proponen que, según el nuevo modelo, los límites de pérdida de agua (borde interno) y de máximo efecto invernadero debido a una atmósfera de CO<sub>2</sub> (borde externo) para nuestro Sistema Solar, se encuentran en 0.99 ua y 1.67 ua, respectivamente, y denominó a esta región como la zona habitable conservativa (ZHC). Además definió una zona habitable optimista (ZHO) entre 0.75 ua y 1.77 ua teniendo en cuenta nuevos límites de “Venus tardío” y “Marte temprano”.

Como ya mencionamos, no hay garantías de que un planeta alojado en la ZH sea potencialmente habitable. Planetas con órbitas muy excéntricas pueden pasar la mayor parte de sus períodos fuera de esta región, a pesar de poder tener semiejes dentro de los límites permitidos. Esta situación podría ser desfavorable a la hora de mantener agua líquida sobre la superficie. Para evitar este problema, varios autores consideran que un planeta se encuentra dentro de la ZHO si presenta un perihelio  $q \geq 0.75$  ua y un afelio  $Q < 1.77$  ua, y está en la ZHC si su perihelio  $q \geq 0.99$  ua y su afelio  $Q < 1.67$  ua. De esta manera se tiene en cuenta la máxima excentricidad posible que el planeta pueda tener, de modo tal que el total de su órbita quede contenida en dicha región (Ronco et al., 2015).

Más recientemente, Kopparapu et al. (2014) agregaron otro condimento a la definición. Estos autores encontraron que los límites de la ZH cambian con la masa del planeta, siendo la ZH más angosta para planetas menos masivos y más ancha para aquellos más masivos. Los autores encuentran y presentan nuevos valores para los límites de las ZHO y ZHC para planetas con masas de  $0.1M_{\oplus}$ ,  $1M_{\oplus}$  y  $5M_{\oplus}$  asumiendo atmósferas de H<sub>2</sub>O (para el límite interno) y de CO<sub>2</sub> (para el límite externo). Estos autores determinan que para una estrella con  $1L_{\odot}$ , los límites conservativos internos para planetas de  $0.1M_{\oplus}$ ,  $1M_{\oplus}$  y  $5M_{\oplus}$  son 1.005 ua, 0.95 ua, y 0.917 ua, respectivamente, mientras que los límites externos permanecen invariantes e iguales a 1.67 ua.

Otros autores como Williams & Pollard (2002) han propuesto y mostrado que, en realidad, la habitabilidad planetaria, no queda comprometida si un planeta no permanece dentro de dicha región durante todo su período. Los autores exponen que si el planeta presenta un océano, capaz de actuar como un capacitor de calor, o si el planeta presenta una atmósfera que lo proteja de cambios estacionales, entonces es el flujo promediado en el tiempo lo que realmente importa y lo que realmente puede afectar la potencial habitabilidad sobre el planeta. En este sentido, los autores determinan que la aproximación del flujo medio promediado podría ser válida para cualquier valor de la excentricidad del planeta. Sin embargo, Bolmont et al. (2016) exploraron los límites de la aproximación del flujo promediado variando la luminosidad de la estrella central, y encontraron que para planetas orbitando estrellas de  $1L_{\odot}$  como nuestro Sol, mantener agua en estado líquido sobre la superficie no sería posible para planetas con excentricidades superiores a 0.6.

Otros autores han mejorado estas estimaciones considerando modelos con nubes (Kitzmann et al., 2011a,b) o parametrizando estos resultados para estimar relaciones entre los límites de la ZH y parámetros estelares para estrellas de diferentes tipos espectrales. Aún así y hasta la fecha, la gran mayoría de los trabajos que estudian la potencial habitabilidad tienen en cuenta la definición clásica o la mejorada por Kopparapu et al. (2013a,b).

### 3.3 La paradoja del huevo y la gallina

El objetivo principal de este capítulo es, además de introducir la discusión respecto a dónde, cómo y cuándo el agua llegó a la Tierra, y a cuál es la definición formal de ZH, pensar en cuáles deberían ser las características necesarias para que un planeta pudiera alojar vida. Pero antes de adentrarnos en ese asunto es interesante pensar al problema de cómo, cuándo y dónde se dió lugar a la vida como un problema típico del “huevo y la gallina”. Para que la vida exista en un planeta, el planeta debe tener las condiciones necesarias para que se desarrolle vida. El planeta entonces debe ser habitable. Luego, el planeta necesita alojar vida para poder ser habitable.

Hasta el momento y según la definición antes mencionada de ZH dijimos que un planeta sería potencialmente habitable si tuviera agua líquida en su superficie. Luego, si el planeta presenta agua en su superficie, debería presentar agua en su atmósfera. El planeta más simple que uno pudiera imaginar sería aquel que presentara una atmósfera únicamente formada por agua, pero irónicamente, un planeta bajo esta condición presentaría una ZH muy angosta debido al fuerte efecto invernadero que sufriría. Un planeta con estas características tendría una ZH confinada a una región muy estrecha entre las órbitas de Venus y La Tierra.

Ahora bien, la ZH de planetas que presentan otro tipo de gases en su atmósfera, además de  $H_2O$ , son más anchas. De hecho, la Tierra le debe su habitabilidad al  $CO_2$  y al  $N_2$ . El  $CO_2$  es un gas invernadero, es decir, absorbe luz infrarroja y actúa protegiendo a la Tierra y haciendo que se enfríe lentamente. El  $N_2$  es un gas que no absorbe mucha luz, pero cuyo rol principal es el de lograr que otros gases absorban luz más eficientemente. En concreto, estos dos gases logran que la ZH se ensanche y se corra hacia zonas más externas que las que

tendría un planeta de pura agua. Estos gases son esenciales para el desarrollo de la vida, pero ¿qué procesos controlan la cantidad de estos gases en la atmósfera de un planeta?, ¿cómo hizo la Tierra para obtener la cantidad justa?

Básicamente es el ciclo del carbono en la Tierra el encargado de que las cantidades de  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$  sean las adecuadas. El  $\text{CO}_2$  atmosférico se elimina por reacciones ácidas con las rocas, luego el carbono se ubica en los sedimentos del fondo del océano, llamados carbonatos. La mayor parte del  $\text{CO}_2$  de la Tierra se encuentra en el fondo marino en forma de rocas carbonatadas. Con el tiempo, el fondo marino se subduce al manto donde los carbonatos se calientan y los volcanes liberan  $\text{CO}_2$  nuevamente a la atmósfera. La cantidad de  $\text{CO}_2$  que re-ingresa a la atmósfera depende de un balance entre la misma atmósfera y los océanos, pero también depende de la existencia de vida. La biología incrementa la eficiencia en el proceso de erosión de las rocas y de la deposición de carbonatos en los océanos, manteniendo baja la cantidad de  $\text{CO}_2$  atmosférico. Una Tierra sin vida tendría una atmósfera con mucho más  $\text{CO}_2$ .

Si bien aún no se entiende muy bien cómo se regula la cantidad de  $\text{N}_2$  en la atmósfera, se ha descubierto recientemente que mucho del  $\text{N}_2$  está atrapado en el manto y que el único mecanismo capaz de transferirlo desde el manto a la atmósfera requiere de la existencia de vida.

Para resumir, las cantidades de  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$  en la atmósfera están reguladas por procesos geológicos, químicos y biológicos!. Lo que significa que la vida es una de las claves para poder controlar estas cantidades en nuestra atmósfera. A su vez, dichos gases son directamente responsables de la habitabilidad en la Tierra dado que gracias a ellos la Tierra presenta lagos y océanos en su superficie, y por lo tanto vida. Nuevamente ... **el huevo y la gallina!**<sup>III</sup>

### 3.4 Receta para hacer un planeta habitable

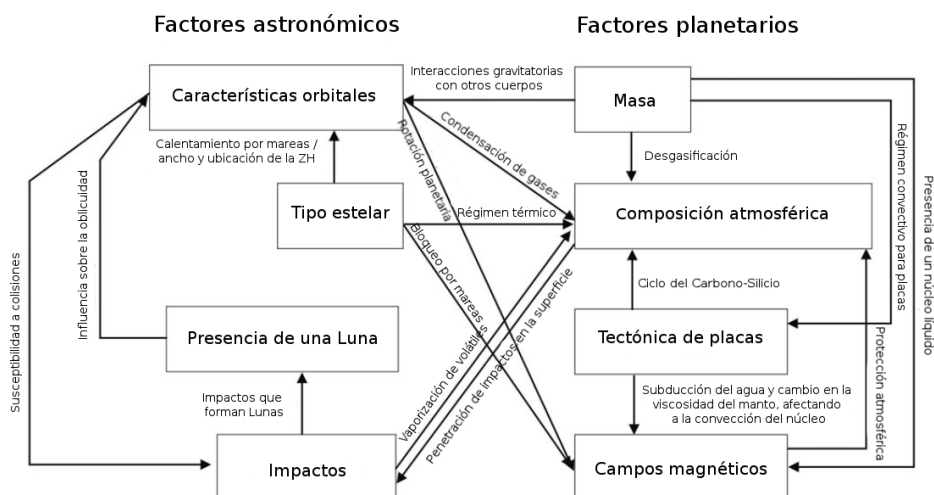
---

Independientemente de quien apareció primero (la vida o la atmósfera adecuada), existen otras características que un planeta debería presentar para ser potencialmente habitable. En esta sección nos concentraremos en las características globales que un planeta debe cumplir desde el enfoque astronómico únicamente, considerando los factores planetarios y los factores astronómicos. La figura 3.3 muestra un esquema con dichos factores. A continuación describiremos globalmente cada uno de ellos, pero para más detalles (ver Cockell et al., 2016, y referencias en el mismo.)

---

<sup>III</sup>Esta sección es un extracto de una nota presentada en <https://planetplanet.net/>, por el astrónomo Sean Raymond.





**Figura 3.3.** En este diagrama se pueden ver los factores astronómicos y planetarios influyentes en la habitabilidad de un planeta. La figura fue extraída del trabajo Cockell et al. (2016).

### 3.4.1 Factores planetarios

#### 3.4.1.1 Masa y densidad

La masa de un planeta puede influir en la habitabilidad de varias maneras. La masa es la que determina si el planeta es capaz de retener el suficiente calor primordial de su formación o si tiene suficiente calor radiogénico para mantener un núcleo líquido, lo que permite formar un campo magnético capaz de proteger a la atmósfera (Breuer & Spohn, 2003). Además, el gradiente de temperatura en el cuerpo, influenciado por su masa inicial, es importante para determinar si el planeta será capaz de iniciar un proceso de tectónica de placas y sostenerlo durante toda su vida (Noack & Breuer, 2014).

Por otro lado la masa determina la composición atmosférica influenciando el proceso de desgasificación de volátiles e influenciando la medida en la que un planeta conserva su atmósfera primordial. Esto determinará la concentración de diferentes tipos de gases de efecto invernadero y si son suficientes para mantener agua líquida en al menos parte de su superficie (Kasting et al., 1993; Kasting & Catling, 2003).

#### 3.4.1.2 Atmósfera y características de la superficie

Las características de la atmósfera y la superficie de un planeta pueden alterar la habitabilidad del mismo cambiando la temperatura efectiva que es resultado del balance entre la energía recibida de la estrella y la energía perdida (Kasting et al., 1993), modificando la posible existencia de agua líquida en la superficie. Dos de los factores importantes son la



composición atmosférica y el albedo. El primero determinará si la concentración de gases invernaderos es suficiente para mantener agua en estado líquido en la superficie. El segundo puede modificar la temperatura de la superficie de varias maneras, por ejemplo, la existencia de nubes puede reflejar la radiación, aumentando el albedo y reduciendo la temperatura de las superficies.

---

**3.4.1.3** Tectónica de placas

---

La existencia de placas tectónicas es un factor importante para poder sostener las condiciones que permitan tener agua líquida en la superficie de un planeta por miles de millones de años a través de su rol como reguladores de temperatura. Al subducir rocas en áreas extensas, la tectónica de placas proporciona una vía de retorno del CO<sub>2</sub> a la atmósfera, por medio del ciclo del carbono-silicio, como mencionamos en la sección anterior.

La masa del planeta, como mencionamos antes, juega un rol importante en la existencia o no de placas tectónicas. Planetas con masas como las de la Tierra o más masivos tienen suficiente calor radiogénico como para mantener las condiciones que permitan el desarrollo de tectónica de placas durante largos períodos de tiempo.

Mientras algunos estudios (Valencia et al., 2007; van Heck & Tackley, 2011; Tackley et al., 2013) sugieren que mayor tensión entre las placas y placas más delgadas estarían asociadas a planetas de mayores masas lo que favorecería la subducción, otros sugieren que una corteza planetaria inmóvil, o episódicos eventos de tectónica de placas pueden ser suposiciones más realistas (Stein et al., 2011; O'Neill & Lenardic, 2007; Noack & Breuer, 2014).

En general, si bien hay estudios que exponen distintas opiniones, se cree que masas planetarias de entre  $\sim 1M_{\oplus}$  a  $5M_{\oplus}$  pueden ser óptimas para el desarrollo de tectónica de placas (Valencia et al., 2007; Noack & Breuer, 2014).

---

**3.4.1.4** Campos magnéticos

---

Los campos magnéticos actúan para proteger a las atmósferas (Lammer et al., 2008). Los planetas que orbitan estrellas de baja masa, como aquellas de tipos espectrales G y K, pueden experimentar intensos impactos de partículas energéticas si no tuvieran campos magnéticos, lo que daría lugar a la pérdida de la atmósfera (Lammer et al., 2009). Las estrellas de tipos tempranos K y M experimentan emisiones de radiación UV muy altas, del orden de 3–4 y 10–100 veces más altas, respectivamente, de la que experimentan estrellas de tipo G (Ribas et al., 2005); y para estrellas M esta radiación puede persistir por hasta 1000 millones de años (Lammer et al., 2009). En estos casos, un campo magnético puede ser indispensable para promover la longevidad de una atmósfera planetaria capaz de soportar agua líquida en la superficie del planeta.

---

**3.4.2** Factores astronómicos

---

**3.4.2.1** Características orbitales

---

La rotación planetaria juega un rol importante en definir la fuerza que tengan o no los campos magnéticos (Grießmeier et al., 2004). Por ejemplo, los planetas que rotan despacio, como los que se encuentran bloqueados por mareas, presentan campos magnéticos más pequeños y son por lo tanto más propensos a sufrir pérdidas de atmósferas (Kasting et al., 1993; Barnes et al., 2008).

Por otro lado, se ha mostrado que los modelos de planetas de tipo terrestre con altas oblicuidades en los bordes externos de la ZH, que presentan atmósferas finas de CO<sub>2</sub>, sufren colapsos atmosféricos parciales lo que puede influir a su vez en la efectividad del ciclo del carbono-silicio (Spiegel et al., 2009).

La excentricidad planetaria también puede influir en la habitabilidad, como ya mencionamos, la excentricidad influye en el flujo estelar recibido. Williams & Pollard (2002) sugieren que no es necesario que un planeta esté continuamente dentro de la ZH para que pueda mantener agua líquida en su superficie. Los planetas con órbitas excéntricas pueden mantener agua líquida si el flujo estelar promediado durante una órbita es suficiente (Williams & Pollard, 2002; Dressing et al., 2010), a pesar de que las temperaturas y los cambios climáticos pueden llegar a ser extremos.

**3.4.2.2** Tipo estelar

---

El tipo estelar determina la distancia a la que se encuentre la ZH de la estrella en cuestión. El poder del flujo estelar UV y de rayos X depende de la actividad estelar, la cual decae con el tiempo y está relacionada con los períodos de rotación de la estrella, los cuales también decrecen con el tiempo (Lammer & Khodachenko, 2015). Por lo tanto, la evolución de la atmósfera de un exoplaneta y su habitabilidad están fuertemente relacionadas con la evolución de su estrella anfitriona. Los planetas que se encuentran en las ZH de estrellas que presentan mucha actividad están expuestos a sufrir intensa irradiación estelar por largos períodos de tiempo, lo que puede ser desfavorable para la habitabilidad.

**3.4.2.3** Presencia de Lunas

---

Se ha sugerido también que la presencia de la Luna juega un rol fundamental en la habitabilidad de nuestro planeta. Estudios realizados mediante modelos numéricos sugieren que la Luna sería importante a la hora de estabilizar la oblicuidad de la Tierra (Laskar et al.,

1993). Sin embargo, estudios más recientes cuestionan este resultado y sugieren que una Tierra sin Luna, a pesar de exhibir grandes cambios en la oblicuidad, mantendrían estos cambios en el rango de 20° a 25° (Lissauer et al., 2012).

---

**3.4.2.4** Impactos

---

Por último, los impactos gigantes son tan energéticos que son capaces de vaporizar los océanos de los planetas e interrumpir el curso de la evolución biológica. Aún así, los impactos son inevitables y son parte de la vida de cualquier sistema planetario. En todo caso serán las escalas y las frecuencias de estos impactos las que serán determinantes sobre la habitabilidad, y dependerán de la dinámica orbital de cada sistema.

Para concluir, es claro que son muchas las características que un planeta debe cumplir para poder ser considerado como potencialmente habitable o para tener al menos la oportunidad de desarrollar vida en su superficie. Y aún así, nada lo garantiza. En los capítulos siguientes en donde presentemos los resultados de nuestras simulaciones sobre la formación de planetas potencialmente habitables en la ZH nos remitiremos a algunas de las definiciones y trabajos aquí mencionados aunque es claro que no podremos abarcarlos o considerarlos a todos juntos.

# Parte II

ANÁLISIS Y RESULTADOS



# 4

## MÉTODOS NUMÉRICOS

---



*“La femineidad parece ser una de esas cualidades fundamentales que es tan importante que nadie puede definirla”*

Caroline Lucretia Herschel

### Índice

---

<b>4.1. Motivación</b>	<b>54</b>
<b>4.2. Código semianalítico para la etapa gaseosa</b>	<b>54</b>
4.2.1. Evolución de la componente gaseosa	55
4.2.2. Evolución de la componente sólida: los planetesimales	56
4.2.3. Evolución de los embriones planetarios	59
<b>4.3. Código de N-cuerpos para la etapa post-gas</b>	<b>60</b>
4.3.1. MERCURY: ecuaciones generales para el problema de N-cuerpos	62
4.3.2. MERCURY: tratamiento de los Encuentros	65
4.3.3. MERCURY: parámetros a definir	67

---

En este capítulo describiremos las dos herramientas numéricas que utilizaremos durante toda la tesis. La primera de ellas es un código semianalítico que nos permiten estudiar la formación y evolución de un sistema planetario durante su etapa gaseosa de formación, mientras que la segunda es un código de N-cuerpos que nos permite estudiar la etapa post-gas, en la cual domina la dinámica del sistema.

## 4.1 Motivación

---

Uno de los objetivos de esta tesis doctoral es, como fue mencionado anteriormente en el resumen, el de poder vincular dos de las etapas de formación de un sistema planetario de la forma más realista posible. Para lograrlo, haremos uso de dos códigos numéricos que estudian etapas diferentes de la formación. Contamos primero con un código semianalítico de formación planetaria que modela el crecimiento de los embriones planetarios y la evolución de los planetesimales durante la etapa gaseosa, y luego, estudiamos la evolución post-gas de dichos sistemas mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos. Cabe destacar que los códigos que describiremos a continuación fueron utilizados como herramientas durante toda la tesis y, que el único que modificaremos en próximos capítulos será el código semianalítico de formación. Al código de N-cuerpos MERCURY no le haremos cambios de ningún tipo.

## 4.2 Código semianalítico para la etapa gaseosa

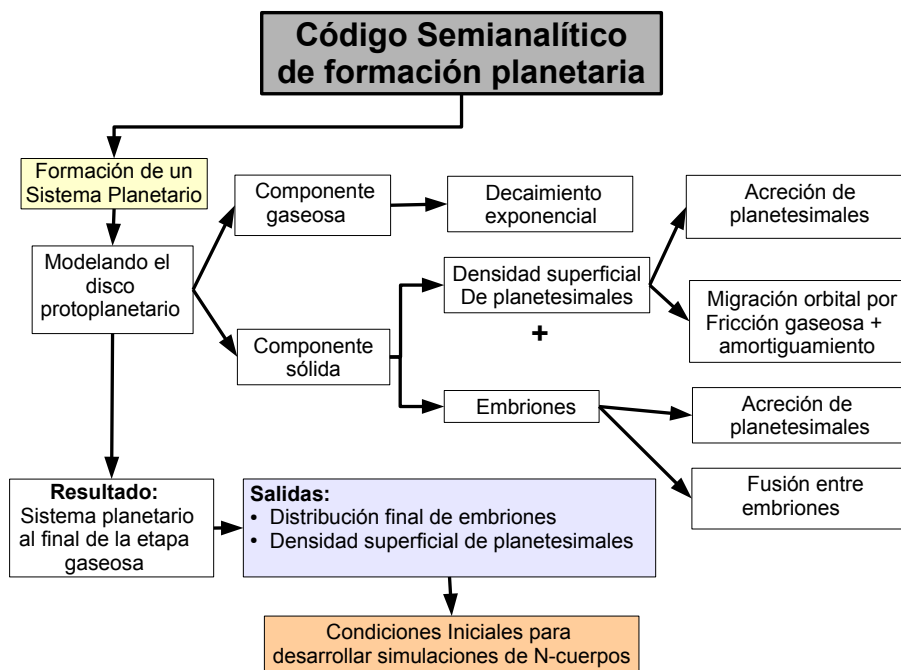
---

Para estudiar la evolución de un sistema planetario durante la etapa gaseosa de formación contamos con un modelo semianalítico<sup>1</sup> desarrollado por Brunini & Benvenuto (2008) y Guilera et al. (2010). Dicho modelo calcula la formación simultánea de una distribución de embriones inmersos en un disco protoplanetario. Describiremos en esta sección las características más importantes de este código que fue utilizado como una herramienta preexistente sin modificaciones.

El disco protoplanetario está caracterizado por una componente gaseosa y una componente sólida formada por un disco de planetesimales y una distribución inicial de embriones planetarios. Ambas componentes evolucionan en el tiempo, por lo tanto la evolución del disco afectará el crecimiento de los planetas, y los planetas en formación afectarán a la evolución del disco de gas. Los planetesimales evolucionan debido a que son acretados por los embriones y debido a que sufren migración orbital por la fricción con el gas del disco. Además, sus excentricidades e inclinaciones son amortiguadas por este gas. Los embriones crecen por acreción de planetesimales y porque se fusionan entre ellos. Los resultados del código semianalítico, que son las distribuciones finales de embriones y densidades superficiales de planetesimales una vez que el gas se disipó por completo, son los resultados que serán luego usados como condiciones iniciales para el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos en la etapa post-gas de formación. La figura 4.1 representa esquemáticamente el funcionamiento de este código semi-analítico de formación planetaria.

---

<sup>1</sup>Cabe destacar que este modelo de formación no es completamente analítico desde el momento en que resuelve numéricamente algunas ecuaciones diferenciales. Usualmente se suele llamar *modelo semianalítico* a aquel código que utiliza en su gran mayoría prescripciones matemáticas preestablecidas sin resolver ecuaciones diferenciales, sistemas de ecuaciones, o integraciones numéricas. Este es el caso de esta primera versión del código de formación. En el futuro dejaremos de llamar a este código de esta manera dado que la mayor parte del tratamiento será numérico y no analítico.



**Figura 4.1.** Esquema representativo de la forma de operar del código semi-analítico utilizado para el cálculo de la formación y evolución de un sistema planetario durante la etapa gaseosa.

#### 4.2.1 Evolución de la componente gaseosa

La componente gaseosa está representada por la densidad superficial de gas  $\Sigma_g$  y por la temperatura en el plano medio del disco,  $T$ . La componente gaseosa tiene simetría cilíndrica, por lo que las magnitudes antes mencionadas son sólo función de la distancia radial a la estrella central,  $R$ , representadas por un grillado 1D. Luego,  $\Sigma_g$  y  $T$  son función de  $R$ . La temperatura adoptada en este modelo es la de un disco en equilibrio hidrostático e isotermo en la dirección normal al plano medio del mismo. Es decir, no se calcula la estructura vertical del mismo y por lo tanto es un 1D.

Como hemos mencionado en el capítulo 2, el proceso de evolución de la componente gaseosa del disco protoplanetario es complejo y puede incluir más de un único fenómeno. En general, se cree que el disco gaseoso evoluciona por acreción viscosa y se estima que este es un proceso gradual. Sin embargo, esto no es lo que se infiere observacionalmente. La corta escala de tiempo de disipación de los discos protoplanetarios observados sugiere que deberían existir otros procesos físicos, además de la evolución viscosa, que contribuyan a la disipación del gas. El fenómeno más plausible se cree que es la fotoevaporación debida a la estrella central (Clarke et al., 2001; Alexander et al., 2006; Dullemond et al., 2007).

No teniendo en cuenta por el momento el modelado del fenómeno de la fotoevaporación, es que consideramos por simplicidad que la componente gaseosa del disco se disipa exponencialmente según:

$$\Sigma_g(t) = \Sigma_g^0 \exp(-t/\tau), \quad (4.1)$$



donde  $\Sigma_g^0$  es la densidad superficial de gas inicial y  $\tau$  representa el tiempo característico de disipación del disco de gas. Teniendo en cuenta que los discos protoplanetarios tienen una vida media observada de unos 3 Ma a 10 Ma (Haisch et al., 2001; Mamajek, 2009), aunque se cree que pueden extenderse un poco más (Pfalzner et al., 2014),  $\tau$  puede tomar valores en ese rango. Alexander et al. (2006) y Armitage (2010) mostraron que luego de algunos pocos millones de años de evolución viscosa, el disco de gas se disipa por completo en  $\sim 10^5$  años si se incluye la fotoevaporación. De esta manera, el decaimiento exponencial es una aproximación aceptable, al menos hasta que la fotoevaporación se hace efectiva y por este motivo consideramos que nuestras simulaciones finalizan cuando se alcanza el tiempo  $\tau$ , que es para nuestra consideración, el tiempo en el cual se disipa la nebulosa por fotoevaporación.

Más adelante en esta Tesis, en el capítulo 7, mejoraremos sustancialmente el tratamiento de la componente gaseosa que aquí presentamos.

#### 4.2.2 Evolución de la componente sólida: los planetesimales

La componente sólida del disco protoplanetario está representada por una población de planetesimales y una población de embriones. Sin embargo, la mayor cantidad de masa sólida se encuentra inicialmente en la población de planetesimales, la cual está representada por medio de una densidad superficial de planetesimales  $\Sigma_p$  que depende, al igual que la densidad superficial de gas, de la coordenada  $R$ . Sin embargo, y a pesar de que no tendremos en cuenta esta incorporación durante esta Tesis, es importante destacar que en esta versión del código la componente sólida está representada por un grillado 2D, donde la segunda dimensión corresponde al tamaño de los planetesimales. De esta manera, la densidad superficial de planetesimales  $\Sigma_p(R, r_p)$ , las excentricidades  $e_p(R, r_p)$  e inclinaciones  $i_p(R, r_p)$  de los planetesimales y las velocidades de migración de estos últimos  $v_{\text{mig}}(R, r_p)$  son función no sólo de la coordenada radial  $R$  sino también del tamaño de los planetesimales,  $r_p$ . La incorporación de esta distribución de tamaños fue realizada por Brunini & Benvenuto (2008); Guilera et al. (2010). En el caso en que no se haga uso de la distribución de tamaños,  $r_p$  toma un valor fijo durante toda la evolución.

La evolución temporal de la densidad superficial de planetesimales está representada mediante una ecuación de continuidad dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Sigma_p(R, r_p) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [R v_{\text{mig}} \Sigma_p(R, r_p)] = \mathcal{F}(R, r_p), \quad (4.2)$$

en donde  $R$  hace referencia a la coordenada radial, y  $r_p$  al tamaño de los planetesimales. Por simplicidad y dado que durante esta Tesis no tendremos en cuenta el tratamiento simultáneo de diferentes tamaños de planetesimales, podemos asumir que las variables que regulan la evolución de la población de planetesimales sólo depende de la coordenada radial  $R$ .  $\mathcal{F}$  representa a los sumideros que sustraen planetesimales del disco. En nuestro caso, los sumideros se deberán, en esta primera versión del código, exclusivamente a la acreción de planetesimales por parte de los planetas inmersos en el disco  $\mathcal{F}(R) = \dot{\Sigma}_p^{\text{ac}}(R)$ . Más adelante, en el capítulo 7, tendremos en cuenta otros sumideros como ser la eyección y dispersión de planetesimales.

La Ec. (4.2) se resuelve numéricamente usando un método totalmente implícito en diferencias finitas.

#### 4.2.2.1 Evolución de las excentricidades e inclinaciones

Siguiendo el trabajo de Chambers (2006) consideramos que la evolución de las excentricidades, inclinaciones y velocidades de migración de los planetesimales está gobernada por dos fenómenos principales: la excitación gravitatoria que producen los protoplanetas en el disco, y el amortiguamiento debido al gas nebular del disco.

Por un lado, la excitación gravitatoria que un planeta produce sobre las excentricidades e inclinaciones de los planetesimales a su alrededor, se puede modelar según Ohtsuki et al. (2002) por

$$\left. \frac{de^2}{dt} \right|_{\text{grav}} = \left( \frac{M_P}{3bM_\star P} \right) P_{EG}, \quad (4.3)$$

$$\left. \frac{di^2}{dt} \right|_{\text{grav}} = \left( \frac{M_P}{3bM_\star P} \right) Q_{EG}, \quad (4.4)$$

donde  $M_P$  es la masa del planeta,  $b$  el ancho total de la zona de alimentación del planeta normalizada al radio de Hill del mismo,  $M_\star$  la masa de la estrella central y  $P$  el período orbital del planeta.  $P_{EG}$  y  $Q_{EG}$  son funciones de las excentricidades e inclinaciones de los planetesimales (ver Chambers, 2006, para más detalle). Estas tasas se calculan para cada planeta en formación. Cuando se tiene la formación simultánea de varios planetas, la excitación total sobre las excentricidades e inclinaciones de los planetesimales es la suma de las excitaciones individuales que provoca cada planeta.

Es importante mencionar que estas tasas son válidas para un tratamiento local, es decir, para calcular la excitación en los alrededores del embrión. Cuando la distancia entre el embrión y los planetesimales aumenta, Hasegawa & Nakazawa (1990) mostraron que esta excitación gravitatoria decae significativamente. Por este motivo y para poder restringir correctamente este fenómeno a los alrededores del embrión, se introduce una función de modulación  $f(\Delta)$ , cuya forma funcional es arbitraria pero que debe satisfacer que las excitaciones gravitatorias debidas al planeta se restrinjan a su zona de alimentación. Luego,

$$\left. \frac{de^2}{dt} \right|_{\text{grav}} \rightarrow f(\Delta) \left. \frac{de^2}{dt} \right|_{\text{grav}}, \quad (4.5)$$

$$\left. \frac{di^2}{dt} \right|_{\text{grav}} \rightarrow f(\Delta) \left. \frac{di^2}{dt} \right|_{\text{grav}}. \quad (4.6)$$

En esta versión del código semianalítico, la función de modulación  $f(\Delta)$  fue ajustada por de Elía et al. (2013) utilizando resultados del código EVORB (Fernández et al., 2002) para reproducir la excitación que un embrión produce sobre el valor medio cuadrático de la excentricidad de un planetesimal.

Por otro lado, las excentricidades e inclinaciones de los planetesimales son amortiguadas por la fricción que se produce entre el gas y los planetesimales. Este amortiguamiento depende tanto de las velocidades relativas entre los planetesimales y el gas,  $v_{\text{rel}}^{\text{p-g}}$ , como de la razón entre los radios de los planetesimales y el camino libre medio del gas,  $\lambda$ . Siguiendo el trabajo de Adachi et al. (1976) y teniendo en cuenta que el gas del disco está compuesto principalmente por hidrógeno molecular,  $\text{H}_2$ , el camino libre medio viene dado por

$$\lambda_{\text{H}_2} = \frac{\mu_{\text{H}_2}}{\sqrt{2}\pi\rho_g d_{\text{H}_2}}, \quad (4.7)$$

donde  $\mu_{\text{H}_2}$  y  $d_{\text{H}_2}$  representan el peso molecular y el diámetro molecular del  $\text{H}_2$ , respectivamente, y  $\rho_g$  es la densidad volumétrica de gas.

En esta versión del código se consideran tres diferentes regímenes para el cálculo del amortiguamiento debido al gas, basados en los trabajos de Rafikov (2004) y Chambers (2008), e implementados en este código por primera vez en el trabajo de de Elía et al. (2013). Los tres regímenes son

- régimen de Epstein, cuando  $r_p < \lambda_{\text{H}_2}$ ,
- régimen de Stokes, cuando  $r_p > \lambda_{\text{H}_2}$  y  $\text{Re} < \text{Re}_{\text{trans}}$ ,
- régimen Cuadrático, cuando  $r_p > \lambda_{\text{H}_2}$  y  $\text{Re} > \text{Re}_{\text{trans}}$ ,

donde  $\text{Re} = v_{\text{rel}}^{\text{p-g}} r_p / \nu$  es el número de Reynolds y  $\text{Re}_{\text{trans}} = 20$  es la transición entre el régimen de Stokes y el régimen Cuadrático (Rafikov, 2004). La viscosidad  $\nu$  corresponde a la viscosidad molecular dada por

$$\nu = \frac{\lambda_{\text{H}_2} c_s}{3}, \quad (4.8)$$

con  $c_s$  la velocidad local del sonido.

La incorporación de los diferentes regímenes es importante cuando se consideran planetesimales de pequeño tamaño. En ese caso los planetesimales pueden encontrarse en los regímenes de Stokes o Epstein. Las expresiones de  $\frac{de^2}{dt}|_{\text{gas}}$  y  $\frac{di^2}{dt}|_{\text{gas}}$  para cada uno de los regímenes pueden encontrarse en de Elía et al. (2013).

Una vez que tenemos las expresiones de la evolución de las excentricidades e inclinaciones tanto debido a las interacciones gravitatorias con los embriones del disco como debido al amortiguamiento que produce la fricción con el gas, sólo falta resolver numéricamente el siguiente sistema de ecuaciones acopladas

$$\frac{de^2}{dt} = f(\Delta) \frac{de^2}{dt}|_{\text{grav}} + \frac{de^2}{dt}|_{\text{gas}}, \quad (4.9)$$

$$\frac{di^2}{dt} = f(\Delta) \frac{di^2}{dt}|_{\text{grav}} + \frac{di^2}{dt}|_{\text{gas}}. \quad (4.10)$$

Por último, esta fricción que produce el disco de gas sobre los planetesimales, les provoca, además del amortiguamiento ya calculado en las excentricidades e inclinaciones, un decaimiento o migración orbital. La forma en la cual el semieje mayor de los planetesimales cambia en el tiempo debido a este proceso, es decir la forma que tiene la velocidad de migración de

los planetesimales, depende de en qué régimen se encuentre cada planetesimal y está dada por,

$$\frac{da}{dt} = v_{\text{mig}} = \begin{cases} \left. \frac{da}{dt} \right|_{\text{Eps}}, & \text{para el régimen de Epstein,} \\ \left. \frac{da}{dt} \right|_{\text{Sto}}, & \text{para el régimen de Stokes,} \\ \left. \frac{da}{dt} \right|_{\text{Cua}}, & \text{para el régimen Cuadrático.} \end{cases} \quad (4.11)$$

### 4.2.3 Evolución de los embriones planetarios

Los embriones inicialmente inmersos en el disco protoplanetario están separados por 10 radios de Hill mutuos asumiendo que presentan órbitas circulares y coplanares. Sus masas iniciales, que son del orden de la masa de la Luna, se corresponden con la masa de transición entre el régimen de crecimiento en fuga y el oligárquico (Ida & Makino, 1993) dado por

$$M_{\text{oli}} = 1.6 R^{6/5} 10^{3/5} m_{\text{p}}^{3/5} \Sigma_{\text{p}}^{3/5} M_{\star}^{-1/5} \quad (4.12)$$

donde  $m_{\text{p}}$  es la masa de los planetesimales,  $R$  es la coordenada radial,  $\Sigma_{\text{p}}$  la densidad superficial de planetesimales y  $M_{\star}$  la masa de la estrella central.

#### 4.2.3.1 Crecimiento por acreción de planetesimales

Los embriones comienzan a crecer por la acreción de planetesimales, y las tasas de acreción están bien descritas por la aproximación de *partícula en una caja* (Inaba et al., 2001) dada por

$$\dot{\Sigma}_{\text{p}}^{\text{ac}}(R) = \frac{dM_{\text{N}}}{dt} = \frac{2\pi \Sigma_{\text{p}}(R_{\text{P}}) R_{\text{H}}^2}{P} P_{\text{col}}, \quad (4.13)$$

donde  $M_{\text{N}}$  es la masa del núcleo del planeta,  $\Sigma_{\text{p}}(R_{\text{P}})$  la densidad superficial de planetesimales en la locación del planeta,  $R_{\text{H}} = R_{\text{P}}(M_{\text{P}}/3M_{\star})^{1/3}$  el radio de Hill del planeta, que recordemos es el radio dentro del cual domina la gravedad del planeta frente a la gravedad de la estrella central,  $R_{\text{P}}$  la posición del planeta en el disco,  $P$  el período del planeta y  $P_{\text{col}}$  la probabilidad de colisión, que toma diferentes valores según cómo sean las velocidades relativas de los planetesimales. No es nuestra intención profundizar en el cálculo de estas tasas cuyos desarrollos pueden verse detalladamente en Chambers (2006) y en la Tesis Doctoral del Dr. Octavio M. Guilera ([http://gcp.fcaglp.unlp.edu.ar/\\_media/integrantes:oguilera:phd-thesis.pdf](http://gcp.fcaglp.unlp.edu.ar/_media/integrantes:oguilera:phd-thesis.pdf)). Lo importante es notar que estas probabilidades de colisión son función del radio de captura  $\hat{R}_{\text{N}}$  (debido exclusivamente al enfoque gravitatorio, con  $\hat{R}_{\text{N}} = \sqrt{R_{\text{N}}^2(1 + (v_{\text{esc}}/v_{\text{rel}})^2)}$ , siendo  $R_{\text{N}}$  el radio geométrico del núcleo,  $v_{\text{esc}}$  la velocidad de escape de su superficie y  $v_{\text{rel}}$  la velocidad relativa entre el protoplaneta y el planetesimal), del radio de Hill del planeta  $R_{\text{H}}$  y, como ya mencionamos, de la velocidad relativa de los planetesimales  $v_{\text{rel}}$ .

Por último falta definir la *zona de alimentación* como la región dentro de la cual los embriones serán capaces de acretar planetesimales. Esta región se define como un anillo alrededor del planeta cuyo ancho viene dado usualmente por  $b$  veces el radio de Hill del planeta. Siguiendo el trabajo de de Elía et al. (2013) se considera  $b = 4$ . Para calcular la tasa de acreción de los planetas se integra la ecuación 4.13 a lo largo de toda la zona de alimentación, de modo que

$$\frac{dM_N}{dt} = \frac{2\pi R_H^2 P_{\text{col}}}{P} \int_{Z_A} 2\pi R \psi(R, R_P, R_H) \Sigma_P(R) dR, \quad (4.14)$$

con  $R$  la coordenada radial en el plano medio del disco,  $R_P$  la posición del planeta en el disco, y  $\psi(R, R_P, R_H)$  una función de normalización que satisface,

$$\int_{-\infty}^{\infty} 2\pi R \psi(R, R_P, R_H) dR = 1. \quad (4.15)$$

La ecuación 4.14 se resuelve mediante una integración numérica por el método Simpson.

#### 4.2.3.2 Crecimiento de los embriones por medio de fusiones

Una vez que los embriones comienzan a crecer debido a la acreción de planetesimales, y dado que sus radios aumentan, sus separaciones entre sí, que como mencionamos inicialmente son de 10 radios de Hill mutuos, comienzan a disminuir. Cuando dos embriones consecutivos se encuentran separados a menos de 3.5 radios de Hill mutuos, éstos se fusionan entre sí, dando lugar a un nuevo cuerpo resultante que no es más que un cuerpo de masa igual a la suma de las masas de los embriones que se fusionan. Es decir, consideramos que las colisiones son inelásticas y que no hay pérdida de masa durante la colisión. El semieje resultante de esta colisión viene dado, en esta versión del código, por la suma pesada de los semiejes iniciales:

$$a = \frac{a_i M_N^i + a_j M_N^j}{M_N^i + M_N^j}, \quad (4.16)$$

siendo  $a_i$  y  $a_j$  los semiejes mayores, y  $M_N^i$  y  $M_N^j$  las masas de los núcleos de los cuerpos  $i$  y  $j$ , respectivamente.

Hasta aquí entonces hemos descripto de modo general las características más importantes del código semianalítico de formación planetaria que estudia la evolución de un sistema durante la etapa gaseosa.

### 4.3 Código de N-cuerpos para la etapa post-gas

Para estudiar la evolución dinámica de sistemas planetarios, en donde el objetivo principal es poder resolver las ecuaciones de movimiento de un conjunto de cuerpos masivos que interactúan entre sí y que se encuentran sujetos a la atracción de un cuerpo masivo central,

como lo es una estrella, los integradores simplécticos presentan ciertas ventajas sobre otros integradores. La más importante es que los integradores simplécticos tienen la capacidad de mantener constante la energía de dichos sistemas. Además, son significativamente más rápidos en problemas en los que la mayor cantidad de la masa del sistema está contenida en un único objeto.

Teniendo en mente la formulación Hamiltoniana de la mecánica clásica, el conjunto de ecuaciones de movimiento de Hamilton de un cierto sistema físico forma un sistema de ecuaciones diferenciales de primer orden con ciertas condiciones iniciales que se quiere resolver y que constituye un *problema de valores iniciales*. En general, la solución exacta de este tipo de problemas no existe y por lo tanto es necesario considerar soluciones aproximadas que se resuelven mediante métodos numéricos diversos, como el método de Taylor, método de Runge-Kutta y derivados, etc. Pero el problema de estos métodos es que no respetan la naturaleza física del sistema que dió lugar a dichas ecuaciones pues no conservan la energía del sistema, es decir, no son métodos aptos para el estudio de problemas conservativos como lo es por ejemplo el estudio de la evolución dinámica de un sistema planetario sometido a fuerzas gravitatorias.

En este sentido, los integradores simplécticos sí cumplen con esa propiedad y por tal motivo son los más adecuados para este tipo de estudios. Un método de integración de las ecuaciones de movimiento de Hamilton es simpléctico si cumple que:

- preserva la estructura del espacio de fases del sistema,
- mantiene acotados los errores en el cómputo de la energía del sistema.

Ahora bien, es importante aclarar que la propiedad de conservación de la energía en un problema de N-cuerpos, se satisface siempre y cuando el paso de tiempo de la integración se mantenga constante. Si el paso varía durante la integración, no es posible asegurar que el error en la energía se mantenga acotado. Esta situación de tener que contar con un paso de tiempo fijo, inherente a este tipo de métodos, es un problema cuando hay que tratar con encuentros cercanos. Durante un encuentro cercano entre dos cuerpos, uno esperaría idealmente que el paso temporal del integrador disminuya para poder mantener la precisión de toda la integración. Sin embargo, cambiar el paso temporal en un integrador simpléctico introduce errores y evita la conservación de la energía del sistema. Si un cierto sistema de estudio no sufre muchos encuentros cercanos, entonces esta técnica podría seguir utilizándose cuando los resultados de una integración se analicen de manera estadística (Levison & Duncan, 1994). Sin embargo no podría considerarse realista la evolución orbital de un cierto cuerpo de dicho sistema.

Una solución a este problema es la de separar los términos de la perturbación del Hamiltoniano que representa al problema de estudio, y darle a cada parte un paso de tiempo fijo, de modo que las perturbaciones más fuertes tengan pasos de tiempo más cortos (Duncan et al., 1998). Esto resultó en el integrador SYMBA, muy utilizado en la literatura aunque es complicado de llevar a la práctica y no retiene la velocidad del método simpléctico básico.

Otra alternativa, propuesta por Chambers (1999), es la de utilizar un integrador híbrido que utilice integradores simplécticos y no simplécticos de manera que el algoritmo que los combine sea capaz de mantener las características de ambos. Durante esta tesis de

Doctorado hemos utilizado entonces el código MERCURY de N-cuerpos, desarrollado por Chambers (1999), y que puede encontrarse liberado en la página personal del autor <http://www.arm.ac.uk/~jec/home.html>.

A continuación entonces describiremos de manera global las características de este integrador híbrido de N-cuerpos aclarando que durante toda la Tesis de Doctorado lo hemos utilizado como herramienta sin proporcionarle modificaciones.

### 4.3.1 MERCURY: ecuaciones generales para el problema de N-cuerpos

Las ecuaciones de movimiento de Hamilton vienen dadas por

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x_i}, \quad (4.17)$$

donde  $x_i$  y  $p_i$  representan a las posiciones y los impulsos o momentos de cada objeto del sistema.

Estas ecuaciones nos dicen cómo cambian la posición  $x$  y el momento  $p$  para cada objeto de un sistema de N-cuerpos. Luego, el Hamiltoniano  $H$  del sistema de N cuerpos de masas  $m_i$ , sujetos únicamente a las interacciones gravitatorias entre ellos, es la suma de la energía cinética y potencial de todos los cuerpos, dado por

$$H(x, p) = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} - G \sum_{i=1}^N m_i \sum_{j=1+i}^N \frac{m_j}{r_{ij}}, \quad (4.18)$$

donde  $r_{ij}$ <sup>11</sup> es la distancia entre el cuerpo  $i$  y el cuerpo  $j$  respecto a un sistema de referencia inercial de coordenadas cartesianas ( $r_{ij} = |x_i - x_j|$ ). Usando las ecuaciones 4.17 el cambio respecto al tiempo de cualquier cantidad  $q$  se puede expresar por medio de

$$\frac{dq}{dt} = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial q}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dt} + \frac{\partial q}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} \right) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial q}{\partial x_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial q}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) = Fq, \quad (4.19)$$

donde  $F$  es un operador, o *corchete de Poisson*. La variable  $q$  puede representar la posición o el momento de un cuerpo, o una combinación de ambos, y la solución general a 4.19 para un dado tiempo viene dada por

$$q(t) = e^{\tau F} q(t - \tau) \quad (4.20)$$

donde  $q(t - \tau)$  es el valor de  $q$  en un momento previo a  $t$ . Hasta aquí no hemos más que reescrito las ecuaciones de movimiento que siguen sin poder resolverse analíticamente salvo para casos especiales. El truco entonces de los integradores simplécticos es poder dividir al Hamiltoniano en partes, cada una de las cuales pueda ser resuelta por separado, y luego

<sup>11</sup>Notar que si bien en la sección previa, en la cual se describen las características del modelo semianalítico,  $r$  es la variable que representa el tamaño de los planetesimales, en esta descripción del código de N-cuerpos es una variable que representa la distancia relativa entre dos objetos, y nada tiene que ver con los tamaños de los mismos.

aplicar las soluciones de a una por vez, de manera que aproximen a la solución del problema como un todo.

Por ejemplo, si dividimos al Hamiltoniano como  $H = H_A + H_B$ , la evolución temporal de  $q$  viene dada por

$$q(t) = e^{\tau(A+B)}q(t - \tau) = {}^{\text{iii}}e^{\tau A}e^{\tau B}q(t - \tau), \quad (4.21)$$

con A y B los corchetes de Poisson correspondientes a  $H_A$  y  $H_B$ , respectivamente. Luego, cualquiera sea la manera en la que se divida al Hamiltoniano, una integración a primer orden viene dada por la ecuación 4.21 donde  $\tau$  es el paso temporal de la integración. Luego, cada paso del integrador consiste en dos subpasos:

1. avanzar el sistema bajo la influencia de A sobre un intervalo temporal  $\tau$ ,
2. avanzar el sistema bajo la influencia de B sobre un intervalo temporal  $\tau$ .

Usar este integrador equivale a resolver exactamente las ecuaciones de movimiento para un sistema con Hamiltoniano  $H_{\text{int}} = H + H_{\text{err}}$  donde  $H_{\text{err}}$ , para  $\tau$  suficientemente pequeño viene dado por

$$H_{\text{err}} = \frac{\tau}{2} \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial H_B}{\partial x_i} \frac{\partial H_A}{\partial p_i} - \frac{\partial H_B}{\partial p_i} \frac{\partial H_A}{\partial x_i} \right) + O(\tau^2). \quad (4.22)$$

$H_{\text{int}}$  se conserva exactamente salvo errores de redondeo. De esta manera, si  $\tau$  es pequeño y constante durante toda la integración,  $H$ , que es el Hamiltoniano original que se quería integrar, difiere poco de  $H_{\text{int}}$  y el error en la energía se mantiene acotado.

Si a su vez dividimos la exponencial  $e^{\tau B}$  en dos, de modo que  $e^{\tau B} = e^{\tau B/2}e^{\tau B/2}$ , entonces obtenemos un integrador a segundo orden en  $\tau$  dado por

$$q(t) = e^{\tau B/2}e^{\tau A}e^{\tau B/2}q(t - \tau). \quad (4.23)$$

Existen varias maneras posibles de separar al Hamiltoniano en partes. Dado que en nuestro problema de estudio hay un cuerpo central mucho más masivo que el resto de los cuerpos del sistema, la manera más útil de dividir al Hamiltoniano es hacerlo como recién

$$H = H_A + H_B \quad (4.24)$$

de modo que  $H_A$  sea la parte del Hamiltoniano que describa el movimiento kepleriano (sin perturbar) de los cuerpos menos masivos en torno al cuerpo más masivo, y de modo que  $H_B$  sea la parte que describa las interacciones entre los cuerpos menos masivos considerando que cada uno queda fijo y recibe aceleraciones debido a las perturbaciones que los otros le generan. Las formas que adopten  $H_A$  y  $H_B$  dependerán de las coordenadas que se elijan. Duncan et al. (1998) propusieron utilizar posiciones ( $Q$ ) respecto al cuerpo central más masivo y momentos ( $P$ ) respecto al baricentro del sistema. Estas variables se llaman *variables democráticas heliocéntricas* y puede mostrarse que son variables canónicas (para más detalles puede recurrirse al capítulo 1 de la Tesis de Licenciatura del Dr. Pablo Santamaría [http://gcp.fcaglp.unlp.edu.ar/\\_media/publicaciones:santamaria-tesis-lic.pdf](http://gcp.fcaglp.unlp.edu.ar/_media/publicaciones:santamaria-tesis-lic.pdf)). Mediante el

<sup>iii</sup>Puede mostrarse fácilmente que esta igualdad se verifica a primer orden en  $\tau$  (ver Chambers, 1999).



uso de este tipo de coordenadas, el Hamiltoniano del Sistema Solar (lo usamos como ejemplo) puede reescribirse como

$$H(Q, P) = \frac{|P_\odot|^2}{2M} + \frac{1}{2M_\odot} \left| \sum_{i=1}^N P_i \right|^2 + \sum_{i=1}^N \left( \frac{|P_i|^2}{2m_i} - \frac{Gm_i M_\odot}{|Q_i|} \right) - G \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{m_i m_j}{|Q_i - Q_j|}, \quad (4.25)$$

donde  $N$  ahora hace referencia a la cantidad de cuerpos del sistema sin considerar al cuerpo central, es decir al Sol. Dado que  $Q_\odot$  es cíclica,  $P_\odot$  es una constante de movimiento. De modo que el centro de masa del sistema se mueve como una partícula libre y su contribución se puede ignorar.

Luego, en términos de las variables democráticas heliocéntricas el Hamiltoniano del Sistema Solar se puede escribir como

$$H(Q, P) = H_A + H_B + H_C, \quad (4.26)$$

donde

$$H_A = \sum_{i=1}^N \left( \frac{|P_i|^2}{2m_i} - \frac{Gm_i M_\odot}{r_{i\odot}} \right), \quad (4.27)$$

$$H_B = -G \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (4.28)$$

$$H_C = \frac{1}{2M_\odot} \left| \sum_{i=1}^N P_i \right|^2 = H_\odot. \quad (4.29)$$

Cada una de las partes de este Hamiltoniano puede resolverse analíticamente en ausencia de las demás. Un detalle que surge con el uso de este tipo de coordenadas, es que los términos que surgen de la energía cinética del Sol tienen que separarse en el término  $H_\odot$ . Sin embargo es posible extender las ideas previas a esta situación, y por lo tanto el integrador de segundo orden de la ecuación 4.23 se transforma en

$$q(t) = e^{\tau B/2} e^{\tau C/2} e^{\tau A} e^{\tau C/2} e^{\tau B/2} q(t - \tau) \quad (4.30)$$

Un análisis por separado de cada uno de los Hamiltonianos anteriores hace que la ecuación 4.30 nos de el siguiente esquema de integración:

1. las coordenadas están fijas y cada cuerpo recibe una aceleración que proviene de los otros cuerpos (menos del cuerpo central) que modifica su impulso sobre un intervalo temporal  $\tau/2$ ;
2. los impulsos permanecen fijos, y cada cuerpo sufre un desplazamiento en su posición;
3. cada cuerpo evoluciona en una órbita kepleriana (con la misma ubicación central y misma masa central) en un tiempo  $\tau$ , lo que significa que la órbita puede resolverse de forma exacta analíticamente mediante el uso de las funciones  $f$  y  $g$ ;
4. lo mismo que el paso 2;
5. lo mismo que el paso 1.

#### 4.3.2 MERCURY: tratamiento de los Encuentros

Como ya mencionamos, el problema más complejo en los métodos simplécticos es el tratamiento que se haga para los encuentros cercanos. Reducir el tiempo de integración es inviable ya que deja de acotarse el error en el cálculo de la energía. Chambers (1999) propone entonces la solución alternativa de utilizar un algoritmo híbrido, que combine componentes simplécticas y no simplécticas pero manteniendo las propiedades de cada una.

Durante un encuentro entre dos cuerpos  $\alpha$  y  $\beta$ , su separación entre ellos  $r_{\alpha\beta}$  se vuelve pequeña. Esto hace que uno de los términos de  $H_B$  en la ecuación 4.29 se vuelva comparable en tamaño a  $H_A$  (ecuación 4.28) y esto provoca un aumento en el error a cada paso temporal. Este problema es evitable si podemos lograr que  $H_B$  se vuelva pequeño comparado a  $H_A$  nuevamente. Una manera de hacerlo es transfiriendo el término que involucra a la distancia entre ambos cuerpos de  $H_B$  a  $H_A$  durante el tiempo que dure el encuentro de manera que

$$H_A = \sum_{i=1}^N \left( \frac{|P_i|^2}{2m_i} - \frac{Gm_iM_\odot}{r_{i\odot}} \right) - G \frac{m_\alpha m_\beta}{|r_{\alpha\beta}|}, \quad (4.31)$$

$$H_B = -G \sum_{i \neq \alpha}^N \sum_{j > i}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}} - G \sum_{j > \alpha}^{j \neq \beta} \frac{m_\alpha m_j}{r_{\alpha j}}, \quad (4.32)$$

De esta manera el Hamiltoniano  $H_A$  deja de ser integrable analíticamente porque es el de un problema de tres cuerpos formado por el Sol y los cuerpos  $\alpha$  y  $\beta$ . Sin embargo en la práctica esto no es un problema dado que este término sí se puede integrar numéricamente usando un integrador convencional. Este esquema es fácil de implementar y funciona bien. Sin embargo, mover términos entre  $H_A$  y  $H_B$  cada vez que hay un encuentro implica que hay que cambiar  $H_{\text{int}}$ , que implica romper la naturaleza simpléctica del integrador (aunque no tanto como cambiar el paso de tiempo). Para que el integrador híbrido sea realmente simpléctico hay que asegurarse de que los términos nunca tengan que ser transferidos entre las diferentes partes del Hamiltoniano. Según Chambers (1999) esto puede hacerse separando

cada uno de los términos interactuantes entre  $H_A$  y  $H_B$  de modo que la parte de  $H_B$  siempre permanezca pequeña, mientras que la parte en  $H_A$  sea evaluada sólo durante un encuentro cercano:

$$H_A = \sum_{i=1}^N \left( \frac{|P_i|^2}{2m_i} - \frac{Gm_i M_\odot}{r_{i\odot}} \right) - G \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}} [1 - K(r_{ij})], \quad (4.33)$$

$$H_B = -G \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{m_i m_j}{r_{ij}} K(r_{ij}). \quad (4.34)$$

La forma de la función  $K$  debe ser tal que cuando  $r_{ij}$  sea grande,  $K \rightarrow 1$ , y cuando  $r_{ij}$  sea grande  $K \rightarrow 0$ . Esto asegura que  $H_B \ll H_A$  aún durante un encuentro (ver Chambers, 1999, para más detalles sobre la función  $K$ ). Luego, el esquema de integración para un integrador híbrido simpléctico de segundo orden, es

1. las coordenadas están fijas y cada cuerpo recibe una aceleración que proviene de los otros cuerpos (menos del cuerpo central) pesada en los encuentros por un factor  $K$ , que modifica su impulso sobre un intervalo temporal  $\tau/2$ ;
2. los impulsos permanecen fijos, y cada cuerpo sufre un desplazamiento en su posición;
3. los cuerpos que no sufren encuentros se mueven en una órbita kepleriana en torno al cuerpo principal sobre un intervalo temporal  $\tau$ . Para los cuerpos que están en encuentros binarios, los términos keplerianos y los términos de encuentro, pesados por  $(1 - K)$  ya no pueden integrarse analíticamente y por lo tanto son integrados numéricamente un paso  $\tau$ ;
4. lo mismo que el paso 2;
5. lo mismo que el paso 1.

Chambers (1999) utiliza un método Bullirsh-Stoer para la integración de los encuentros dada la robustez que presenta, principalmente para problemas de N-cuerpos. El valor de la distancia crítica  $r_{\text{crit}}$ , o distancia a partir de la cual se cambia del integrador simpléctico al Bullirsh-Stoer para el tratamiento de los encuentros es, como dice Chambers, algo así “como un compromiso”. Si  $r_{\text{crit}}$  es muy chico, el encuentro no va a ser calculado correctamente, y si por el contrario es muy grande el tiempo de cómputo necesario para seguir el encuentro será muy largo para justificar la precisión de la integración. En general, siguiendo la recomendación de Levison & Duncan (1994), utilizaremos siempre un valor de  $r_{\text{crit}} = 3R_H$ .

Hasta aquí hemos descripto la forma en la cual el código MERCURY escribe las ecuaciones generales para el tratamiento de las interacciones gravitatorias y los encuentros. A continuación definiremos ciertos parámetros que el código necesita para poder funcionar.

**4.3.3** MERCURY: parámetros a definir

Durante esta tesis Doctoral utilizaremos el integrador híbrido del código MERCURY para la evolución de los sistemas planetarios que decidamos estudiar. Utilizaremos este código como herramienta durante toda la tesis sin modificarlo o agregarle el tratamiento de fuerzas externas (como por ejemplo podrían ser fuerzas de marea, o fuerzas de migración si es que asumiéramos que aún hay gas en el disco). Si es importante aclarar que MERCURY requiere de la definición de ciertos parámetros para su uso que serán particulares para cada estudio que realicemos.

Dado que el código MERCURY calcula, si se desea, la interacción gravitatoria entre todos los cuerpos en forma directa, y sabiendo que el costo computacional de este tipo de cálculos escala como  $\mathcal{O}(N^2)$ , siendo  $N$  el número de cuerpos a utilizar, es también un compromiso el decidir no sólo cuál será el número total de cuerpos a utilizar en cada problema sino también el tiempo por el cual se los va a integrar.

El paso de tiempo  $\tau$  que se utilice para la integración debe ser determinado a partir del período orbital del cuerpo más interno. Esto es debido a que cada órbita necesita ser resuelta aproximadamente unas veinte veces de manera de poder mapear la órbita interna con suficiente precisión. Más aún, para evitar errores numéricos debido a órbitas con distancias perihélicas muy pequeñas, utilizaremos siempre un tamaño no realista<sup>IV</sup> para el radio de la estrella central, de 0.1 ua (Raymond et al., 2009).

El código MERCURY hace evolucionar las órbitas de embriones planetarios y planetesimales dando lugar a que ocurran encuentros y posibles colisiones entre ellos. Un mecanismo útil para reducir el tiempo de cómputo, es el de asumir que los embriones planetarios interactúan gravitatoriamente con todos los demás cuerpos involucrados en la simulación, pero los planetesimales no interactúan entre sí (Raymond et al., 2006). Aprovecharemos ese recurso durante toda la tesis para poder lograr un balance entre el tiempo que dediquemos a realizar las integraciones y el número de cuerpos a utilizar en cada una de ellas.

Por otro lado es importante aclarar que esta versión del código considera que las colisiones son completamente inelásticas de manera que se conserva la masa en cada colisión. Otras versiones de MERCURY, no liberadas aún para el uso de la comunidad científica, cuentan con subrutinas que incluyen tratamientos más realistas de las colisiones, como ser el tratamiento de la fragmentación y de colisiones tipo *hit and run* (Chambers, 2013). Por el momento utilizaremos la versión disponible que no las incluye.

Finalmente es importante destacar que para poder hacer uso del código MERCURY es necesario especificar ciertos parámetros físicos y orbitales del escenario de estudio como ser por ejemplo la cantidad de embriones y planetesimales a considerar, sus masas y sus ubicaciones en el disco, sus densidades, sus excentricidades e inclinaciones y el resto de sus

<sup>IV</sup>Cabe destacar que el tamaño realista para el radio solar es de  $\sim 0.005$  ua. Si utilizáramos dicho valor, sería necesario integrar las órbitas de los planetas más cercanos al Sol con pasos de integración muy pequeños, lo que es inviable numéricamente. En este sentido, utilizar un radio ficticio para la estrella central puede dar lugar a sobreestimaciones en las colisiones centrales.

elementos orbitales al comienzo de cada simulación. Todos estos parámetros dependerán del escenario de estudio y serán abordados en los próximos capítulos.

Las herramientas descritas serán utilizadas en los próximos capítulos para el estudio y análisis de la evolución de sistemas planetarios durante la etapa gaseosa y etapa post-gas de formación. Los parámetros específicos necesarios para el uso de cada uno de ellos serán elegidos acordes al escenario de estudio y serán descritos en cada uno de ellos.

# 5

## FORMACIÓN DE PLANETAS DE TIPO TERRESTRE EN ESCENARIOS SIN PLANETAS GIGANTES

---



*“Se puede confirmar que una estrella masiva es en realidad una binaria,  
pero no se puede confirmar que no lo es”*

Virpi Sinikka Niemelä

### Índice

---

<b>5.1. Introducción y Motivación</b> . . . . .	<b>70</b>
<b>5.2. Propiedades del disco protoplanetario</b> . . . . .	<b>72</b>
<b>5.3. Distribución inicial de agua</b> . . . . .	<b>74</b>
<b>5.4. Condiciones Iniciales</b> . . . . .	<b>75</b>
5.4.1. 1 <sup>er</sup> set: condiciones iniciales arbitrarias . . . . .	75
5.4.2. 2 <sup>do</sup> set: condiciones iniciales más realistas . . . . .	76
<b>5.5. Características de las simulaciones de N-cuerpos</b> . . . . .	<b>78</b>
<b>5.6. Resultados</b> . . . . .	<b>79</b>
5.6.1. Resultados generales para $\gamma = 0.5, 1$ y $1.5$ del 1 <sup>er</sup> set . . . . .	79
5.6.2. Análisis comparativo general entre el 1 <sup>er</sup> y el 2 <sup>do</sup> set . . . . .	84
5.6.3. Remoción de embriones y planetesimales . . . . .	89
5.6.4. Fricción dinámica . . . . .	90
5.6.5. Planetas en la Zona Habitable . . . . .	92
<b>5.7. Discusión</b> . . . . .	<b>98</b>
<b>5.8. Conclusiones generales del capítulo</b> . . . . .	<b>101</b>

---

En este capítulo analizaremos la formación de planetas terrestres en escenarios sin planetas gigantes, mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos y a partir de condiciones iniciales arbitrarias y luego más realistas, obtenidas con el código semianalítico.

### 5.1 Introducción y Motivación

---

La motivación más importante de esta tesis es la de estudiar la formación de planeta de tipo terrestre en distintos escenarios de formación. Teniendo en cuenta que el proceso de acreción que da lugar a la formación de estos planetas terrestres es un proceso que depende fuertemente de la distribución de masa en el sistema y de la presencia o no de planetas gigantes en él, es que para poder estudiar la diversidad de sistemas planetarios que puedan formarse alrededor de estrellas de tipo solar es necesario considerar discos protoplanetarios con diferentes perfiles de densidad superficial, como así también distintos parámetros físicos y orbitales para los planetas gigantes que puedan hospedar.

Durante los últimos años diversos trabajos observacionales han sugerido que los sistemas planetarios formados únicamente por planetas de tipo terrestre serían los más comunes en el Universo. Por ejemplo, Cumming et al. (2008) infirieron, usando mediciones precisas de velocidad radial a partir de la búsqueda de planetas con el telescopio Keck, que un 17 %-19 % de las estrellas de tipo solar tienen planetas gigantes con masas mayores a las  $100M_{\oplus}$  dentro de las 20 ua. Más recientemente, Mayor & Queloz (2012) analizaron resultados de un estudio de ocho años llevado a cabo en el Observatorio de La Silla con el espectrógrafo HARPS y sugirieron que cerca del 14 % de las estrellas de tipo solar tienen planetas con masas superiores a las  $50M_{\oplus}$  dentro de las 5 ua. También existen trabajos teóricos que complementan estos estudios observacionales. Por un lado, Mordasini et al. (2009) desarrollaron un gran número de simulaciones en un estudio de síntesis poblacional de sistemas planetarios alrededor de estrellas de tipo solar y encontraron que la tasa de ocurrencia de planetas con masas mayores a las  $100M_{\oplus}$  es de  $\sim 14.3\%$ , lo que se corresponde con lo encontrado por Cumming et al. (2008). Más recientemente, Miguel et al. (2011) desarrollaron un código semianalítico para computar la formación de sistemas planetarios. El resultado más importante de estos autores sugiere que los sistemas planetarios formados únicamente por planetas rocosos pequeños representarían la gran mayoría en el Universo.

El modelo estándar de nebulosa solar de masa mínima (MMSN por sus siglas en inglés de Minimum Mass Solar Nebula) desarrollado por Weidenschilling (1977) y Hayashi (1981) predice que los perfiles de densidad superficial de gas y polvo del Sistema Solar varían aproximadamente como  $R^{-1.5}$ , donde  $R$  es la distancia a la estrella central. Luego de estos trabajos hubo varios otros que intentaron mejorar estos estudios. Davis (2005) por ejemplo, analizaron nuevamente el modelo de nebulosa solar y predijeron que la densidad superficial sigue un perfil de  $R^{-0.5}$  en la región interna del disco y, a continuación, un decaimiento exponencial. Más tarde Desch (2007) adoptaron las posiciones iniciales de los planetas del Sistema Solar en el marco del modelo de Niza (Tsiganis et al., 2005) y sugirieron que la densidad superficial de la nebulosa solar varía como  $R^{-2.2}$ . Más recientemente, Andrews et al. (2009, 2010) analizaron las estructuras de discos protoplanetarios en la región de formación estelar de Ofiuco e infirieron que los perfiles de densidad superficial siguen una ley de potencias en la región interna del disco como  $R^{-\gamma}$  y un decaimiento exponencial hacia valores grandes del radio, donde  $\gamma$  varía entre 0.4 y 1.1, con una media de 0.9.

También existen varios trabajos que han tratado de reconstruir nebulosas mínimas de

masa extrasolar (MMEN en inglés por sus siglas en inglés de Minimum Mass Extrasolar Nebula) utilizando observaciones de exoplanetas. Por un lado, Kuchner (2004) utilizó 11 sistemas planetarios con planetas de la masa de Júpiter detectados por velocidad radial para tratar de construir una MMEN. Por otro lado, Chiang & Laughlin (2013) usaron datos de observaciones con Kepler de sistemas planetarios con Súper-Tierras para formar una MMEN. Ambos estudios reproducen perfiles de densidad empinados. De hecho Kuchner (2004) encontró que los perfiles de densidad varían como  $R^{-2}$  para sistemas con gigantes, y Chiang & Laughlin (2013) encontraron que los perfiles de sistemas con Súper-Tierras varían como  $R^{-1.6}$ . Más recientemente, Raymond & Cossou (2014) sugirieron que en realidad no es correcto asumir un perfil de disco universal dado que los cálculos de los perfiles de densidad superficial en sistemas formados por múltiples planetas muestran un gran rango de pendientes para los perfiles.

A raíz de todos estos estudios sobre cómo deberían ser los perfiles de densidad superficial de los sistemas planetarios, muchos autores han intentado analizar cómo estos distintos perfiles podrían afectar o no a la formación de planetas de tipo terrestre. Kokubo et al. (2006) investigaron la formación de planetas terrestres mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos a partir de diferentes perfiles de densidad superficial en escenarios sin gas y con planetas gigantes incluyendo únicamente embriones planetarios (sin planetesimales) en el disco y haciendo estudios en un rango angosto de semiejes, entre 0.5 ua y 1.5 ua. Raymond et al. (2007a), también mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos, simularon la formación de planetas terrestres sin gigantes gaseosos para un amplio rango de masas estelares. En particular, para estrellas de tipo solar desarrollaron simulaciones en un rango de semiejes más amplio que el asumido por Kokubo et al. (2006), entre 0.5 ua y 4 ua, pero tampoco examinaron los efectos de una población de planetesimales en sus simulaciones.

Nuestro primer estudio (**E1**), se basa entonces en el análisis de la formación de planetas terrestres en escenarios sin planetas gigantes gaseosos, siguiendo los resultados observacionales que sugieren que esta clase de sistemas sería el más común en el Universo, variando las pendientes del perfil de densidad superficial e incluyendo, en un análisis de simulaciones de N-cuerpos, las poblaciones de embriones y planetesimales. Además, incluimos el análisis de la acreción de agua en estos planetas, enfocándonos principalmente en los que se encuentran en la zona de habitabilidad. Motivados por los resultados de Miguel et al. (2011), enfocamos nuestro análisis en discos de baja masa, dado que este tipo de discos no serían capaces de formar planetas gigantes. Ahora bien, es importante mencionar en qué etapa de la formación de un sistema planetario realizamos nuestro estudio y a partir de qué condiciones iniciales. En la primera parte de este capítulo estudiamos la formación de planetas terrestres en un disco libre de gas, es decir, consideramos que el gas ya se disipó, y las condiciones iniciales adoptadas, es decir las distribuciones iniciales de embriones y planetesimales son elegidas de manera arbitraria para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos.

Sin embargo, es importante mencionar, que las etapas más tempranas de la formación de estos sistemas cuando aún hay gas en el disco protoplanetario, puede dar lugar a la formación de embriones y planetesimales con distribuciones y características físicas muy diferentes a las elegidas de manera arbitraria.

A pesar de esto y en general, muchos de los trabajos que analizan mediante simulaciones numéricas la última etapa de acreción planetaria luego de la disipación del gas, consideran



## 72. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

condiciones iniciales arbitrarias (O'Brien et al., 2006; Raymond et al., 2009; Morishima et al., 2010; Walsh et al., 2011). Esto es, eligen al azar las distribuciones iniciales de embriones y planetesimales, además de sus respectivos parámetros físicos como la masa y el resto de sus elementos orbitales.

En este sentido, nuestro segundo estudio (**E2**), se basa en desarrollar nuevamente simulaciones de N-cuerpos en el escenario propuesto, es decir en discos de baja masa, sin planetas gigantes y alrededor de estrellas de tipo solar, pero partiendo de condiciones iniciales más realistas obtenidas a partir de los resultados del modelo semianalítico descrito en el capítulo anterior, con el objetivo principal de estudiar la sensibilidad de los resultados a la consideración de condiciones iniciales más realistas.

### 5.2 Propiedades del disco protoplanetario

Para poder determinar las distribuciones iniciales de embriones y planetesimales es necesario primero definir ciertos parámetros del disco protoplanetario. La densidad superficial del disco es uno de ellos, junto con los parámetros que la caracterizan, dado que a partir de esta densidad es que podremos determinar la distribución de la masa sólida en el sistema.

En este capítulo, así como en el resto de esta tesis, utilizaremos el modelo de disco protoplanetario propuesto por Andrews et al. (2009) que representa a la densidad superficial de gas mediante

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_g^0 \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{R}{R_c}\right)^{2-\gamma}}, \quad (5.1)$$

donde  $\Sigma_g^0$  es una constante de normalización,  $R$  la coordenada radial en el plano medio del disco,  $R_c$  el radio característico del disco, y  $\gamma$  el exponente que representa al gradiente en el perfil de densidad superficial. Este perfil, que combina una ley de potencias en la región interna del disco con un decaimiento exponencial en las zonas más externas para lograr definir un radio externo sin tener que elegir uno arbitrariamente, está basado en los trabajos de Lynden-Bell & Pringle (1974) y Hartmann et al. (1998), y representa una solución simple a las ecuaciones de evolución de un disco de acreción viscoso que se ajusta muy bien a las observaciones de discos realizadas por Andrews et al. (2009). Estos autores seleccionaron una muestra de 17 discos protoplanetarios observados en la región de formación estelar de Ophiucus, y estudiando la distribución del polvo determinaron que las masas de estos discos varían en un rango de  $0.005M_\odot$  a  $0.14M_\odot$  con una media aproximada de  $0.055M_\odot$ , que los radios característicos rondan entre las 20 ua y 200 ua con una media de 50 ua, siendo el radio característico el radio que determina la posición a partir de la cual el perfil de densidad superficial comienza a modelarse por medio de un decaimiento exponencial, y que el valor del exponente  $\gamma$  se encuentra entre 0.4 y 1.1, con una media de 0.9.

Integrando la ecuación 5.1 sobre el área total del disco,  $\Sigma_g^0$  puede expresarse como

$$\Sigma_g^0 = (2 - \gamma) \frac{M_d}{2\pi R_c^2}, \quad (5.2)$$

donde  $M_d$  es la masa del disco. Análogamente, la densidad superficial de sólidos  $\Sigma_s(R)$  está representada por

$$\Sigma_s(R) = \Sigma_s^0 \eta_{\text{hielo}} \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{R}{R_c}\right)^{2-\gamma}}, \quad (5.3)$$

donde  $\eta_{\text{hielo}}$  representa un incremento en la densidad superficial de sólidos debido a la condensación del agua más allá de la línea de hielo. Siguiendo el trabajo de Hayashi (1981),  $\eta_{\text{hielo}}$  es 1/4 dentro, y 1 fuera de la línea de hielo la cual está localizada en 2.7 ua <sup>1</sup>

Una vez ya derivado el valor de  $\Sigma_g^0$ , la relación entre ambos perfiles de densidad superficial (el de gas y el de sólidos) viene dada a partir de la abundancia de elementos pesados en el disco como

$$\left( \frac{\Sigma_s^0}{\Sigma_g^0} \right)_\star = \left( \frac{\Sigma_s^0}{\Sigma_g^0} \right)_\odot 10^{[\text{Fe}/\text{H}]} = z_0 10^{[\text{Fe}/\text{H}]}, \quad (5.4)$$

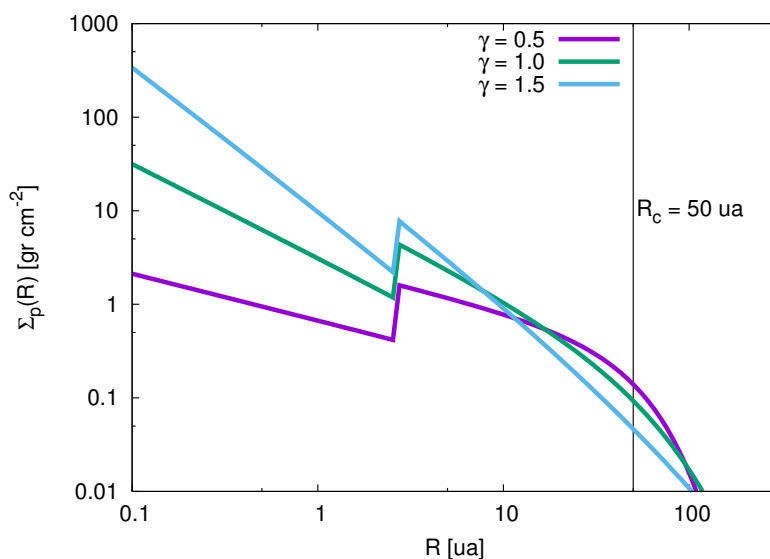
donde  $z_0$  es la abundancia primordial de elementos pesados en el Sol, y  $[\text{Fe}/\text{H}]$  la metalicidad. Dado que trabajaremos con una estrella central de tipo solar,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$  con  $M_\star = 1M_\odot$ . Luego,

$$\Sigma_s^0 = z_0 \Sigma_g^0 \quad (5.5)$$

donde  $z_0 = 0.0149$  (Lodders, 2003). Como mencionamos previamente, en este estudio consideramos un disco de baja masa con  $M_d = 0.03M_\odot$  para garantizar que no se formen planetas gigantes en los sistemas planetarios que queremos estudiar (Miguel et al., 2011). El exponente  $\gamma$  es otro parámetro relevante para el modelo porque es justamente el que define o determina cuán masiva será o no la parte interna del disco protoplanetario que dará lugar a la formación de planetas terrestres. En la primera parte de este trabajo exploraremos tres valores diferentes para el exponente,  $\gamma = 0.5, 1$  y  $1.5$ . Estos valores representan discos más bien chatos ( $\gamma = 0.5$ ) en los que la densidad de gas y sólidos están bien distribuidos y no tienen áreas de acumulación de gas y sólidos preferencial, a perfiles más empinados ( $\gamma = 1.5$ ) donde hay mayor acumulación de sólidos en la parte más interna del disco alrededor de la línea de hielo. La figura 5.1 muestra la representación de estos perfiles. Finalmente, el radio característico adoptado es  $R_c = 50$  ua, que es un valor representativo para todas las observaciones de discos realizadas por Andrews et al. (2010).

Las características del disco protoplanetario recién mencionadas serán aplicadas tanto a **E1** como a **E2** de la misma manera.

<sup>1</sup>Si bien seguimos el modelo clásico de Hayashi (1981), vale la pena mencionar que Lodders (2003) encontró un valor distinto para el incremento de sólidos debido a la condensación del agua por detrás de la línea de hielo y que corresponde a un factor de 2 en vez de 4.



**Figura 5.1.** Perfiles de densidad superficial de sólidos adoptadas para distintos valores del exponente  $\gamma$ . El salto en el perfil, ubicado a 2.7 ua, se debe a la condensación del agua más allá de la línea de hielo. La línea negra vertical marca la posición del radio característico elegido a 50 ua.

### 5.3 Distribución inicial de agua

Incluimos en el disco protoplanetario una distribución inicial de agua, similar a la utilizada por Raymond et al. (2004, 2006), que está basada en datos obtenidos de meteoritos primitivos a partir de estudios desarrollados por Abe et al. (2000). Además, debido al salto en la densidad superficial de sólidos, asumimos que los cuerpos que se encuentren más allá de la línea de hielo presentan un 50 % de agua por unidad de masa (Mandell et al., 2007). Luego, el contenido de agua por unidad de masa como función de la distancia a la estrella central viene dado por

$$W(R) = \begin{cases} 0.001 \%, & R < 2 \text{ ua} \\ 0.1 \%, & 2 \text{ ua} < R < 2.5 \text{ ua} \\ 5 \%, & 2.5 \text{ ua} < R < 2.7 \text{ ua} \\ 50 \%, & R > 2.7 \text{ ua}. \end{cases} \quad (5.6)$$

Esta distribución es asignada a cada cuerpo en nuestras simulaciones, tanto a embriones como a planetesimales, de acuerdo a su ubicación inicial. Es importante tener en cuenta que en nuestras simulaciones no se considera la pérdida de agua durante los impactos, y por lo tanto los contenidos finales de agua representan límites superiores. Por otro lado, es también importante aclarar que esta distribución de agua está basada en datos exclusivos de meteoritos de nuestro Sistema Solar y no podemos determinar cuán representativa es de la gran diversidad de sistemas planetarios extrasolares. Sin embargo, adoptamos esta distribución para poder estudiar el contenido de agua final de los planetas resultantes y su potencial habitabilidad.

**Nota:** Es importante mencionar, aunque lo aclararemos posteriormente, que esta distribución de agua será incorporada en nuestras simulaciones del estudio **E1** como a **E2** al comienzo del desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos.

## 5.4 Condiciones Iniciales

A continuación, describiremos las características de las condiciones iniciales utilizadas para realizar los dos estudios mencionados previamente. El primero, con el objetivo de estudiar la diversidad de sistemas planetarios que pueden formarse en discos de baja masa sin gigantes, y el segundo, con el objetivo de analizar principalmente la sensibilidad al uso de condiciones iniciales más realistas.

### 5.4.1 1<sup>er</sup> set: condiciones iniciales arbitrarias

Para este primer set de simulaciones, referentes al estudio **E1**, el tiempo inicial para nuestras simulaciones representa la época en la cual el gas del disco ya se ha disipado y no hemos estudiado la etapa previa de formación.

Dado que nuestro objetivo en este capítulo es enfocarnos en la formación de planetas de tipo terrestre, es que definimos nuestra zona de estudio y de formación entre 0.5 ua y 5 ua. La componente sólida del disco está representada por una distribución bimodal formada tanto por embriones planetarios como por planetesimales. Asumiendo que la masa del disco protoplanetario es de  $M_d = 0.03M_\odot$  podemos calcular la masa total de sólidos en la región de estudio y obtener la masa dentro y fuera de la línea de hielo para cada perfil. Para discos con  $\gamma = 0.5$  la masa total en sólidos es de  $3.21M_\oplus$ , para discos con  $\gamma = 1$  la masa total en sólidos es de  $7.92M_\oplus$ , y para discos con  $\gamma = 1.5$  la masa total en sólidos es de  $13.66M_\oplus$ . Luego, distribuimos esta masa en acuerdo con varios trabajos de acreción planetaria (Kokubo & Ida, 1998), donde se le otorga la mitad de la masa sólida de la región a cada componente, es decir, la mitad de la masa sólida en planetesimales y la otra mitad en embriones planetarios. Para poder distinguir ambas poblaciones, la masa adoptada para los planetesimales (que será la misma para cada uno de ellos) debe ser de un orden de magnitud menor que la asociada a los embriones (los cuales también tendrán todos la misma masa en este primer estudio). En este y en futuros trabajos consideraremos 1000 planetesimales por simulación, distribuidos también entre 0.5 ua y 5 ua, con el objetivo de modelar eficientemente el fenómeno de la fricción dinámica (O'Brien et al., 2006). De acuerdo a esta distribución, las tablas 5.1 y 5.2 nos muestran, por escenario y por región, la cantidad de embriones y planetesimales, y sus masas, respectivamente.

Las densidades físicas de embriones y planetesimales se consideran de  $3 \text{ gr cm}^{-3}$  y  $1.5 \text{ gr cm}^{-3}$ , respectivamente. Los semiejes mayores, tanto de embriones como de planetesimales, son generados a partir del uso de un método de aceptación-rechazo de Von Neumann

## 76. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

**Cuadro 5.1.** Cantidad de embriones y planetesimales resultantes en cada región del disco y para cada perfil de densidad superficial.

$\gamma$	$N^\circ$ embriones $R \leq R_{\text{Hielo}}$	$N^\circ$ embriones $R > R_{\text{Hielo}}$	$N^\circ$ planetesimales $R \leq R_{\text{Hielo}}$	$N^\circ$ planetesimales $R > R_{\text{Hielo}}$
0.5	13	11	552	448
1	20	10	666	334
1.5	35	10	779	221

**Cuadro 5.2.** Masas individuales de embriones y planetesimales resultantes en cada región del disco y para cada perfil de densidad superficial.

$\gamma$	Masa de embr. $R \leq R_{\text{Hielo}}$	Masa de embr. $R > R_{\text{Hielo}}$	Masa de planet. $R \leq R_{\text{Hielo}}$	Masa de planet. $R > R_{\text{Hielo}}$
0.5	$1.6 \times 10^{-2} M_\oplus$	$0.13 M_\oplus$	$3.87 \times 10^{-4} M_\oplus$	$3.09 \times 10^{-3} M_\oplus$
1	$0.04 M_\oplus$	$0.32 M_\oplus$	$1.18 \times 10^{-3} M_\oplus$	$9.49 \times 10^{-3} M_\oplus$
1.5	$0.06 M_\oplus$	$0.47 M_\oplus$	$2.68 \times 10^{-3} M_\oplus$	$0.021 M_\oplus$

usando la densidad superficial de sólidos de la ecuación 5.3. El resto de los elementos orbitales como excentricidades e inclinaciones iniciales, fueron tomadas al azar considerando valores menores a  $0.02$  y  $0.5^\circ$  respectivamente, y de la misma manera adoptamos valores al azar para el argumento del perihelio  $\omega$ , la longitud del nodo ascendente  $\Omega$  y la anomalía media  $M$ , entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$ , tanto para embriones como para planetesimales.

### 5.4.2 2<sup>do</sup> set: condiciones iniciales más realistas

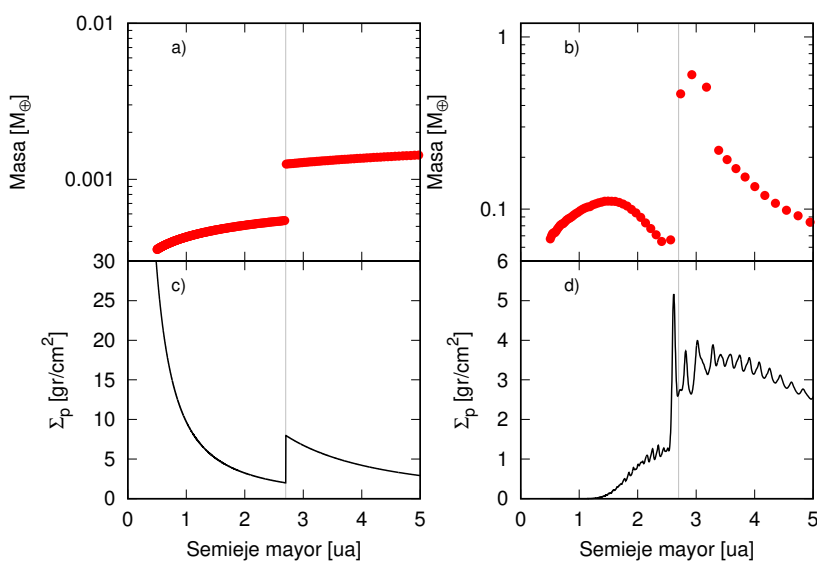
El proceso de formación planetaria ha sido desarrollado en general considerando condiciones iniciales arbitrarias, dividiendo en iguales partes la masa sólida del disco en embriones y planetesimales. Más aún, algunos trabajos (Chambers, 2006; O'Brien et al., 2006) asumen que los embriones tienen una misma masa constante a lo largo de todo el disco. Sin embargo estas condiciones representan un estado particular del disco. Considerar que la masa sólida se distribuye en partes iguales entre embriones y planetesimales puede ser una hipótesis razonable dado que esta situación depende de la evolución del disco. Sin embargo, considerar que la población de planetesimales se distribuye homogéneamente a lo largo del disco puede no serlo tanto, básicamente porque las tasas de acreción de planetesimales son proporcionales a la densidad superficial de sólidos y a la frecuencia Kepleriana. Estas cantidades crecen cerca de la estrella central, y por lo tanto es esperable que los embriones más internos crezcan más rápido acretando toda la masa disponible en planetesimales, vaciando la región interna de estos pequeños cuerpos. Dado que los embriones sólo pueden acretar planetesimales de sus zonas de alimentación, que son muy angostas cerca de la estrella central, es esperable encontrar muchos embriones pequeños y prácticamente ningún planetesimal en la región interna del disco al momento de la disipación del disco de gas.

Para testear la sensibilidad de los resultados de simulaciones de N-cuerpos a las distribuciones iniciales utilizadas de embriones y planetesimales, construimos un segundo set de simulaciones para luego compararlas con las del primer set. Este segundo set de simulaciones asume condiciones iniciales derivadas del modelo semianalítico previamente descrito en el capítulo 4, que modela la formación de un sistema planetario durante la etapa gaseosa. Dado que el objetivo es poder comparar estas simulaciones con las del primer set, los parámetros del disco protoplanetario y la región de estudio definida es la misma.

El modelo semianalítico comienza con una distribución inicial de embriones, separados por 10 radios de Hill mutuos, donde la masa de cada uno se corresponde a la masa de transición entre el régimen de crecimiento en fuga y el régimen de crecimiento oligárquico (Ida & Makino, 1993). En este estudio (**E2**), sólo desarrollaremos simulaciones para el escenario con  $\gamma = 1.5$ . La población de planetesimales está representada por el perfil de densidad de sólidos que evoluciona en el tiempo debido a la migración de los planetesimales y por la acreción por parte de los embriones. Los embriones, durante la etapa gaseosa, crecen por acreción de planetesimales y otros embriones. Los planetesimales, cuyos radios consideramos que son de 10 km, si bien están afectados por la fricción con el disco de gas, debido a que son planetesimales grandes, la migración que sufren no es significativa como para modificar las cantidades de agua finales que presenten. Por tal motivo es que podemos asociar la distribución de agua de la ecuación 5.6 a los resultados finales de las simulaciones de la etapa gaseosa. Recordemos también que cuando la distancia entre dos embriones es menor a 3.5 radios de Hill, los embriones se fusionan en uno sólo, asumiendo colisiones perfectas sin pérdida de masa.

Una vez utilizado el código semianalítico, las configuraciones de embriones y densidad superficial de planetesimales una vez que el gas se disipa por completo, a los 3 Ma, está en acuerdo con las utilizadas arbitrariamente en varios trabajos: encontramos la misma proporción de masa tanto en embriones como en planetesimales. Cabe aclarar que esta configuración particular se da luego de 3 Ma de evolución durante la etapa gaseosa de formación.

La figura 5.2 muestra los resultados de la evolución del sistema planetario al final de la etapa gaseosa, que serán utilizados como condiciones iniciales para el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos en el 2<sup>do</sup> set de corridas. El panel a) representa la distribución de embriones utilizada para iniciar la evolución de la etapa gaseosa con el código semianalítico mientras que el panel c) muestra la densidad superficial de planetesimales, que no es más que la dada por la ecuación 5.3, para iniciar la misma etapa. Los paneles b) y d) muestran los resultados de la evolución de dicha distribución de embriones y perfil de planetesimales, luego de 3 Ma. Los paneles de la derecha, b) y d), son entonces las condiciones iniciales para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos. En este momento, al final de la etapa gaseosa, la configuración del sistema está en acuerdo con varios trabajos previamente mencionados: encontramos la mitad de la masa en embriones y la otra mitad en planetesimales. Sin embargo, las masas individuales de embriones y planetesimales son distintas, y una diferencia bien marcada respecto al 1<sup>er</sup> set de condiciones iniciales es que en este caso no tenemos población de planetesimales por dentro  $\sim 1.5$  ua. El sistema cuenta con 57 embriones distribuidos entre 0.5 ua y 5 ua, más 1000 planetesimales con masas individuales de  $7.24 \times 10^{-3} M_{\oplus}$ . Los semiejes de los embriones son resultado del modelo semianalítico, mientras que los semiejes



**Figura 5.2.** Distribuciones iniciales y finales de embriones y planetesimales obtenidas con el código semianalítico. Los paneles a) y b) representan la distribución inicial y final de embriones, respectivamente, al final de la etapa gaseosa luego de 3 Ma de evolución. Al comienzo a) hay 223 embriones entre 0.5 ua y 5 ua. Luego de 3 Ma de evolución sólo quedan 57 embriones en la misma región. Los paneles c) y d) representan el perfil inicial y final de planetesimales, respectivamente. Luego, los paneles b) y d) representan los resultados del código semianalítico y por ende, las condiciones iniciales para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos. La línea gris vertical representa la posición de la línea de hielo en 2.7 ua.

de los planetesimales son definidos a partir de un método Von Newmman. Al igual que para el 1<sup>er</sup> set de condiciones iniciales, el resto de los elementos orbitales como excentricidades e inclinaciones iniciales, fueron tomadas al azar considerando valores menores a 0.02 y 0.5°, respectivamente, y de la misma manera adoptamos valores al azar para el argumento del perihelio  $\omega$ , la longitud del nodo ascendente  $\Omega$  y la anomalía media  $M$ , entre 0° y 360°, tanto para embriones como para planetesimales.

## 5.5 Características de las simulaciones de N-cuerpos

Las simulaciones de N-cuerpos siempre comienzan una vez que el gas se ha disipado, independientemente de si utilizamos condiciones arbitrarias (**E1**) o de si utilizamos condiciones iniciales más realistas provistas por un código que analiza la formación durante la etapa gaseosa (**E2**). El código numérico utilizado en todas las simulaciones es el código MERCURY desarrollado por Chambers (1999). Usamos particularmente el integrador híbrido que combina un algoritmo simpléctico de segundo orden para el tratamiento de las interacciones gravitatorias entre objetos con separaciones mayores a 3 radios de Hill, y un método Bullirsh-Stoer para el tratamiento de los encuentros, como fuera descrito detalladamente en el capítulo anterior.

Como ya mencionamos, las colisiones son consideradas como inelástica que conservan la masa y la cantidad de agua. Para reducir el tiempo de CPU consideramos sólo las

interacciones gravitatorias entre embriones entre sí, y entre embriones y planetesimales, no así entre planetesimales y planetesimales (Raymond et al., 2006). El hecho de considerar 1000 planetesimales por simulación nos permite decir que éstas son simulaciones de alta resolución que nos permiten modelar detalladamente el fenómeno de la fricción dinámica.

Dado que los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar pudieron haberse formado en una escala de tiempo de 100 Ma a 200 Ma (Touboul et al., 2007; Dauphas & Pourmand, 2011; Jacobson et al., 2014), integramos nuestras simulaciones por 200 Ma. Para computar la órbita más interna con suficiente precisión, usamos un paso de integración de 6 días. Para evitar errores numéricos debido a órbitas con perihelios pequeños consideramos un radio artificial para la estrella central de 0.1 ua. Recordemos que, como mencionamos en el capítulo anterior, esta consideración de un radio no realista puede dar lugar a la sobreestimación de colisiones con la estrella central.

Debido a la naturaleza estocástica del proceso de acreción y a los elevados tiempos de CPU que se necesitan<sup>II</sup>, es que desarrollamos sólo tres simulaciones por cada escenario variando al azar el número de semilla que genera las condiciones iniciales antes mencionadas. Es importante también mencionar que cada una de nuestras simulaciones conserva la energía en hasta una parte en  $10^3$ .

## 5.6 Resultados

En esta sección describiremos primero de manera global los resultados más importantes de las simulaciones de N-cuerpos del 1<sup>er</sup> set de condiciones iniciales, muchos de los cuales fueron previamente expuestos en la Tesis de Licenciatura aunque publicados posteriormente durante el primer año de doctorado, durante el cual hemos realizado nuevos análisis y mejoras en los gráficos. Luego analizaremos de forma más detallada los resultados del 2<sup>do</sup> set comparando con los del 1<sup>er</sup> set, y viendo qué tan sensible a los resultados finales es el uso de condiciones iniciales más realistas.

### 5.6.1 Resultados generales para $\gamma = 0.5, 1$ y $1.5$ del 1<sup>er</sup> set

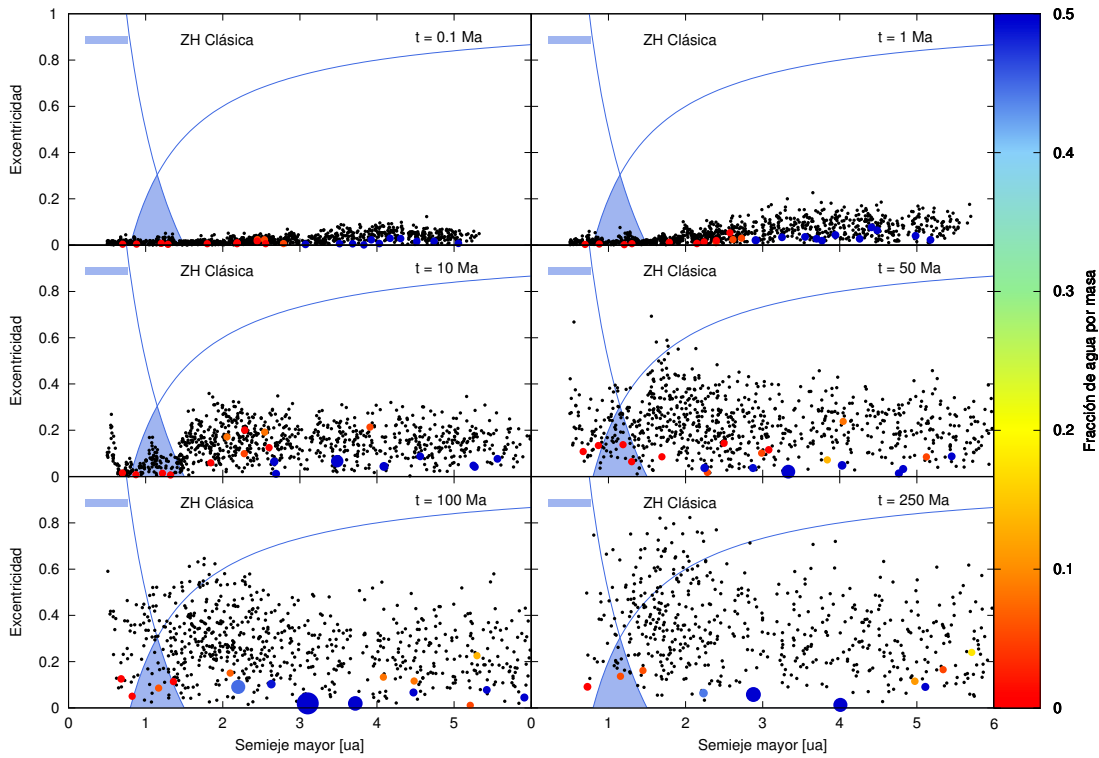
Para el análisis de estas simulaciones definimos la zona de habitabilidad entre 0.8 ua y 1.5 ua, en acuerdo con la definida por Kasting et al. (1993) y Selsis et al. (2007). Sin embargo, dado que localizar a un planeta dentro de esta región no garantiza la potencial habitabilidad, restringiremos a nuestros planetas a que, además, presenten perihelios  $q \geq 0.8$  ua y afelios  $Q \leq 1.5$  ua, de manera que la órbita completa del planeta quede contenida dentro de los límites de habitabilidad durante toda la evolución (de Elía et al., 2013) para ser considerado

<sup>II</sup>Recordemos que el tiempo de CPU escala como  $\mathcal{O}(N^2)$ , donde estrictamente, el número total de operaciones a realizar es  $N^2 + 2Nn + n^2$ , siendo  $N$  el número de embriones y  $n$  el número de planetesimales. Si no consideramos las interacciones gravitatorias entre planetesimales entre sí, el número de operaciones se reduce a  $N^2 + 2Nn$  dado que el número de planetesimales a utilizar es significativamente mayor que el número de embriones.



como potencialmente habitable. Con respecto a los contenidos de agua, consideraremos que son significativos cuando sean similares a los contenidos de agua en la Tierra, es decir, de al menos un OT (océano terrestre) <sup>III</sup>.

• **Simulaciones con perfiles chatos ( $\gamma = 0.5$ ):** En términos generales, al final de la evolución los sistemas planetarios formados a partir de considerar un valor de  $\gamma = 0.5$  presentan entre 6 y 7 planetas en la región de estudio entre 0.5 ua y 5 ua con una masa total en el rango de  $1.5M_{\oplus}$  a  $1.6M_{\oplus}$ . La masa de cada planeta está entre  $0.03M_{\oplus}$  y  $0.57M_{\oplus}$ . Todas las simulaciones forman planetas muy pequeños en la ZH con masas entre  $0.03M_{\oplus}$  y  $0.1M_{\oplus}$ . Los contenidos finales de agua de estos planetas varían entre 0.06 % y 5.37 %, lo que representa entre 0.2 OT y  $\sim 6$  OT.



**Figura 5.3.** Evolución temporal de la S3 para  $\gamma = 0.5$ . El área celeste representa a la ZH y las curvas celestes son curvas de perihelio y afelio constante. Los embriones planetarios están representados por puntos coloreados según la cantidad de agua por unidad de masa representada en la escala de colores. En este escenario hay un sólo embrión en la ZH localizado en 1.15 ua con una masa de  $0.03M_{\oplus}$  y un contenido de agua de 5.37 %, lo que representa aproximadamente unos 6 OT.

La figura 5.3 muestra la evolución temporal de la simulación S3 que es la más representativa de las tres. En estos sistemas hemos extendido nuestras simulaciones hasta 250 Ma. Podemos ver diagramas excentricidad vs. semieje mayor a distintas épocas de la evolución.

<sup>III</sup>Recordemos del capítulo 3 que 1 OT equivale a  $2,8 \times 10^{-4}M_{\oplus}$ .

**Cuadro 5.3.** Características generales de los planetas de la ZH en las simulaciones S1, S2 y S3 con  $\gamma = 0.5$ .  $a_i$  y  $a_f$  son los semiejes mayores iniciales y finales, respectivamente, de los planetas de la ZH,  $M$  es la masa final,  $W$  es la cantidad de agua final por unidad de masa, en % y también en OT, luego de 250 Ma, y  $T_{\text{UIG}}$  es el tiempo del último impacto gigante que el planeta sufre, en Ma. El planeta de S3 no sufre ningún impacto gigante, sino que sólo acreta planetesimales.

Simulación	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	$M[M_{\oplus}]$	$W$ [%]	$W$ [OT]	$T_{\text{UIG}}$ [Ma]
S1	0.95	0.94	0.1	4.44	16	146
S2	1.28	1.36	0.1	0.06	0.2	49
S3	1.20	1.15	0.03	5.37	6	—

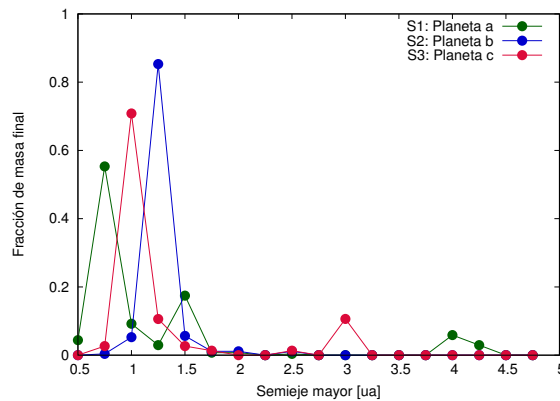
Al comienzo, tanto embriones como planetesimales son excitados rápidamente. Con el tiempo, las excentricidades de embriones y planetesimales aumentan hasta que sus órbitas se cruzan dando lugar a posibles colisiones. Al final de la simulación sólo unos pocos planetas permanecen en la región de estudio. El sistema está formado por un planeta interno ubicado a 0.72 ua, el cual presenta una masa de  $0.06M_{\oplus}$ , también presenta un planeta ubicado en la ZH con  $0.03M_{\oplus}$  y finalmente contiene al planeta más masivo ubicado en 2.87 ua con  $0.48M_{\oplus}$ . Las demás simulaciones con este perfil presentan resultados similares.

Luego de 250 Ma de evolución muchos embriones y planetesimales fueron removidos del disco. Los porcentajes de embriones y planetesimales que aún permanecen en la región de estudio al final de la evolución son de 29 % y 46 %, respectivamente. Estos porcentajes representan  $1.52M_{\oplus}$  y  $0.59M_{\oplus}$ . La masa remanente en planetesimales sólo representa un 18 % de la masa total inicial en el sistema por lo que no modificará significativamente al sistema si se lo dejara evolucionar por más tiempo.

El mecanismo de remoción de masa más importante tanto para embriones como para planetesimales es la acreción. En general, en este escenario con  $\gamma = 0.5$ , ningún embrión colisiona con la estrella central y ninguno es eyectado del sistema. Sólo un 2.2 % de los planetesimales colisiona con la estrella central y sólo un planetesimal (0.1 %) es eyectado del sistema. Estos resultados son consistentes con la poca masa que el escenario presenta inicialmente en la zona interna del disco debido al valor de  $\gamma$ .

Como mencionamos, todas las simulaciones forman planetas en la ZH y un resultado notable es que ninguno de ellos proviene de la zona externa del disco como podemos ver en la tabla 5.3, es decir de más allá de la posición de la línea de hielo. Esto es una consecuencia natural de que, por ser éste el escenario menos masivo en la zona interna, las interacciones gravitatorias entre los cuerpos en esta región son débiles y por lo tanto no hay mezcla de material que permita que embriones de la región externa terminen ubicándose en la interna. Por lo tanto los embriones evolucionan generalmente cerca de su posición original. Debido a esto, los planetas resultantes en regiones internas a la línea de hielo sólo acretan embriones y planetesimales principalmente de esta región, lo que puede apreciarse en la figura 5.4 que muestra las zonas de alimentación de los planetas que permanecen en la ZH de las tres simulaciones. Más del 90 % de la masa de los planetas  $a$ ,  $b$  y  $c$  estaba ubicada originalmente dentro de la posición de la línea de hielo.

Todos los planetas de la ZH presentan contenidos de agua significativos, los cuales se



**Figura 5.4.** Zonas de alimentación para los planetas de las simulaciones S1, S2 y S3 que permanecen en la ZH, para discos con  $\gamma = 0.5$ . El eje y representa la fracción de masa del planeta final luego de 250 Ma de evolución y el eje x representa la zona de donde el planeta acreció masa durante toda su evolución. Como puede apreciarse, la mayoría de la masa acretada por estos planetas proviene de la región interna del disco.

ubicar en el rango de 0.06 % a 5.37 %, lo que representa entre 0.2 OT y 16 OT. El rol de los planetesimales en estas simulaciones es muy importante dado que son los responsables de aportarles a los planetas de la ZH estas cantidades de agua. De hecho, casi el total del agua final de estos planetas se debe a la acreción de planetesimales ricos en agua. Sin embargo, la acreción de estos planetesimales no fue la responsable de otorgar las masas finales a estos planetas sino lo fue la acreción de otros embriones.

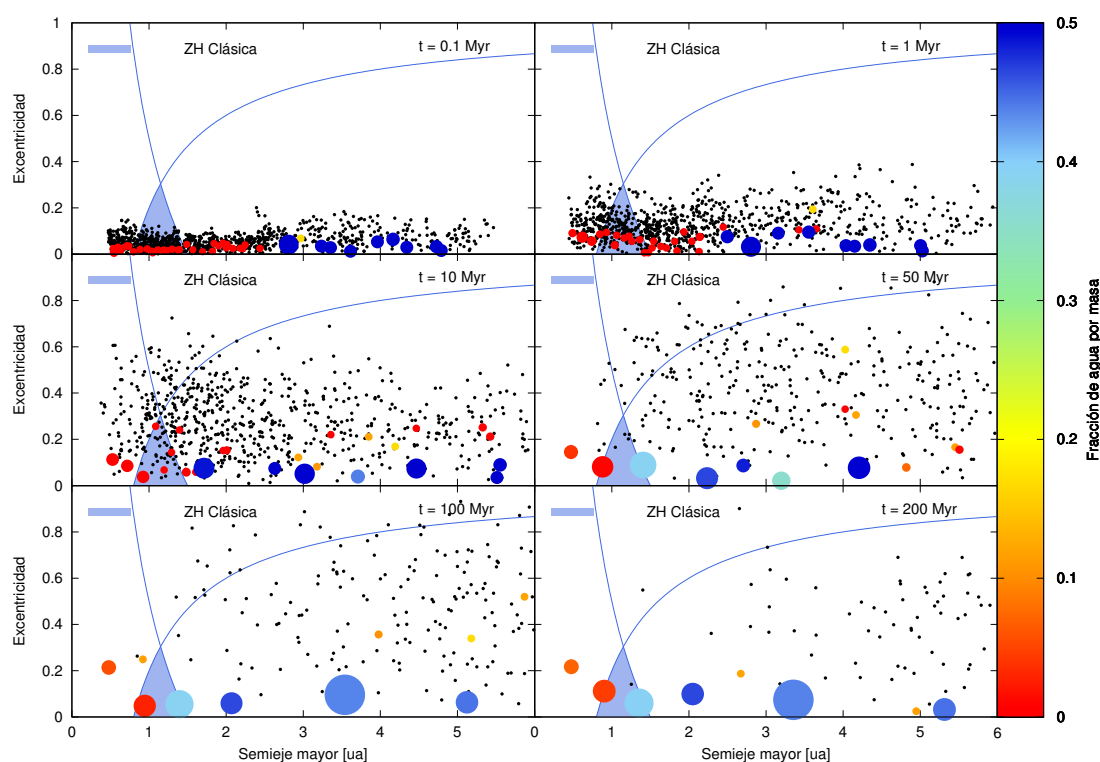
- **Simulaciones con perfiles moderados ( $\gamma = 1$ ):** Para este escenario desarrollamos también tres simulaciones y extendimos su evolución hasta los 300 Ma. Los planetesimales remanentes a ese tiempo representan una fracción de masa muy pequeña respecto a la original por lo que cual no modificarán el sistema significativamente. En general, los sistemas finales de este escenario presentan entre 6 y 7 planetas con una masa total entre  $4M_{\oplus}$  y  $4.45M_{\oplus}$ . Las masas individuales de los planetas varían entre  $0.04M_{\oplus}$  y  $1.9M_{\oplus}$ . Aquí también, todas las simulaciones presentan planetas en la ZH con masas en el rango de  $0.18M_{\oplus}$  a  $0.52M_{\oplus}$ , con contenidos de agua en masa de entre 2.54 % y 9 %, lo que representa entre 34 OT y 167 OT.

La evolución temporal y los resultados globales de este escenario son similares al de  $\gamma = 0.5$  por lo que no profundizaremos en una descripción particular. Sin embargo podemos mencionar que en general, la diferencia más destacada entre este escenario y el anterior es que las masas y las cantidades de agua de los planetas finales, en particular de aquellos de la ZH son más altas, y que las máximas excentricidades e inclinaciones alcanzadas por el planeta menos masivo del sistema son también más altas que en el anterior debido a que este escenario, al ser más masivo, favorece el aumento en la excitación. Aún así, los planetas que se forman en la ZH no provienen de la zona externa del disco, lo que implica que, a pesar de que este escenario es más masivo en la zona interna, no lo es lo suficiente como para dar lugar a una mezcla radial significativa de material entre ambas regiones, por dentro y por fuera de la línea de hielo. Cabe destacar también que en este escenario, como en el anterior, los planetesimales son los responsables del contenido final de agua en los planetas de la ZH, no así de su masa final, dado que son los embriones los que juegan el papel más importante

en esta cantidad.

• **Simulaciones con perfiles empinados ( $\gamma = 1.5$ ):** Dado que este escenario es el que presenta el perfil más empinado, se espera que sea el más diferente a los demás, y el que más favorezca a la formación de planetas con masas similares a la Tierra en la zona interna.

Desarrollamos tres simulaciones y las integramos por 200 Ma. A diferencia de los escenarios anteriores, al final de cada simulación prácticamente no hay masa como para continuar el proceso de acreción y, por lo tanto, este resultado sugiere que estos sistemas han alcanzado su configuración final. En términos generales, luego de 200 Ma encontramos entre 4 y 7 planetas en la región de estudio con una masa total entre  $6.97M_{\oplus}$  y  $8.81M_{\oplus}$ . Las masas de los planetas individuales varía entre  $0.06M_{\oplus}$  y  $3.08M_{\oplus}$ , y en particular los de la ZH entre  $0.66M_{\oplus}$  y  $2.21M_{\oplus}$ . Todos las simulaciones forman planetas en la ZH y en particular una de ellas forma dos. Los porcentajes finales de agua en masa de estos planetas varían entre 4.51 % y 39.48 %, los que representan 192 OT y 2326 OT, respectivamente. En la figura 5.5



**Figura 5.5.** Evolución temporal de la S2 para  $\gamma = 1.5$ . El area celeste representa a la ZH y las curvas celestes son curvas de perihelio y afelio constante. Los embriones planetarios están representados por puntos coloreados según la cantidad de agua por unidad de masa representada en la escala de colores. En este escenario hay dos planetas en la ZH, con masas de  $1.19M_{\oplus}$  y  $1.65M_{\oplus}$  y contenidos de agua de 4.51 % y 39.48 %, los que representan 192 OT y 2326 OT, respectivamente.

mostramos la evolución temporal de la simulación S2 que es la que formó dos planetas en

## 84. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

la ZH. En este caso la excitación dinámica de las excentricidades e inclinaciones tanto de embriones como de planetesimales aumenta mucho más rápido que en los otros escenarios. Esto promueve la mezcla de material entre la zona interna y externa a la línea de hielo. Al final de la evolución el sistema planetario presenta al planeta más interno en 0.47 ua con una masa de  $0.6M_{\oplus}$ , dos planetas en la ZH con  $1.19M_{\oplus}$  y  $1.65M_{\oplus}$ , y al planeta más masivo ubicado a 3.35 ua con una masa de  $2.15M_{\oplus}$ . Este sistema es el que presenta planetas más masivos en comparación con los anteriores y muestra los efectos de la fricción dinámica, que detallaremos más adelante.

A 200 Ma, el sistema finaliza con sólo un 4.1 % de planetesimales remanentes entre 0.5 ua y 5 ua, mientras que un 15.5 % de embriones aún permanece en el disco. El mecanismo de remoción de masa más importante es el de acreción nuevamente. Ningún embrión colisiona con la estrella central ni es eyectado del sistema. Sin embargo, un 23.4 % de los planetesimales colisiona con la estrella central y un 11.9 % se eyecta del sistema. Esta eyección de material también confirma que las interacciones gravitatorias en este escenario son más fuertes que en los anteriores.

Todas las simulaciones presentan planetas en la ZH y en particular una presenta dos. La característica distintiva de estos planetas respecto a los anteriores, es que dos de los cuatro planetas de la ZH provienen de la región externa del disco, más allá de la línea de hielo. Las fuertes interacciones gravitatorias dan lugar a la mezcla de material que logra la migración<sup>IV</sup> de embriones externos hacia las zonas de habitabilidad (Fernandez & Ip, 1981).

Finalmente, este es el escenario más peculiar de los tres dado que es el único que presenta *mundos de agua*: planetas con altos porcentajes de agua por unidad de masa primordiales, provenientes de regiones externas del disco.

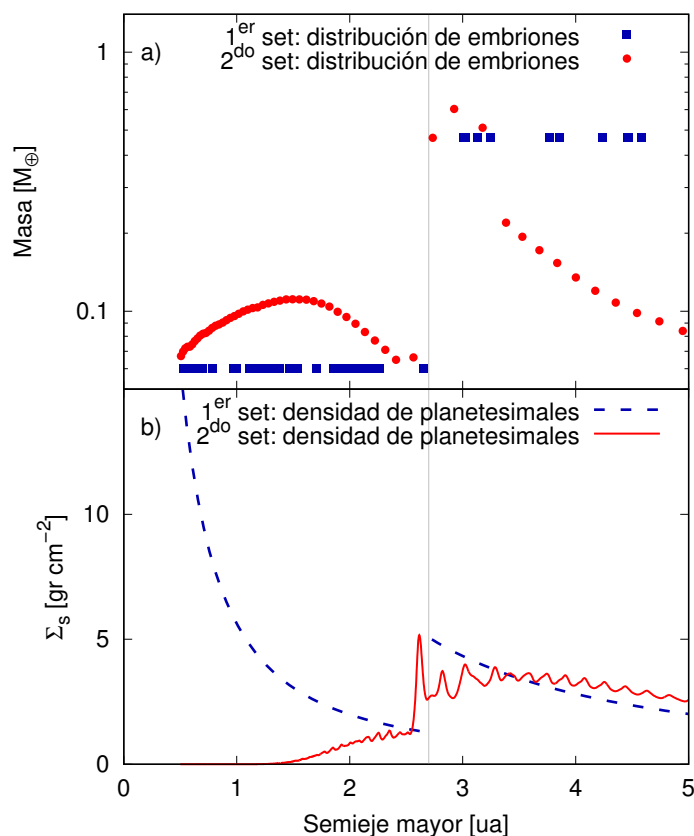
**Nota:** Detalles más precisos sobre este último escenario serán abordados en la próxima sección mediante un análisis comparativo con los mismos escenarios pero formados a partir de condiciones iniciales más realistas.

### 5.6.2 Análisis comparativo general entre el 1<sup>er</sup> y el 2<sup>do</sup> set

Dado que, de los tres escenarios previamente descriptos el más distintivo es el que corresponde a  $\gamma = 1.5$ , no sólo por ser el único escenario que logra formar mundos de agua sino también porque es el escenario que forma planetas en la ZH con masas más similares a las de la Tierra, es que en este segundo set de simulaciones sólo obtenemos condiciones iniciales para comparar con este perfil.

Las distribuciones iniciales asociadas a embriones planetarios y planetesimales para ambos sets de simulaciones, usadas como condiciones iniciales para el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos pueden verse en la figura 5.6. Las distribuciones en azul, tanto para embriones (panel a) como para planetesimales (panel b) fueron las utilizadas para desarrollar las simulaciones

<sup>IV</sup>Cabe destacar que esta *migración* es una migración inducida por la interacción gravitatoria entre el planeta y los embriones y planetesimales a su alrededor.

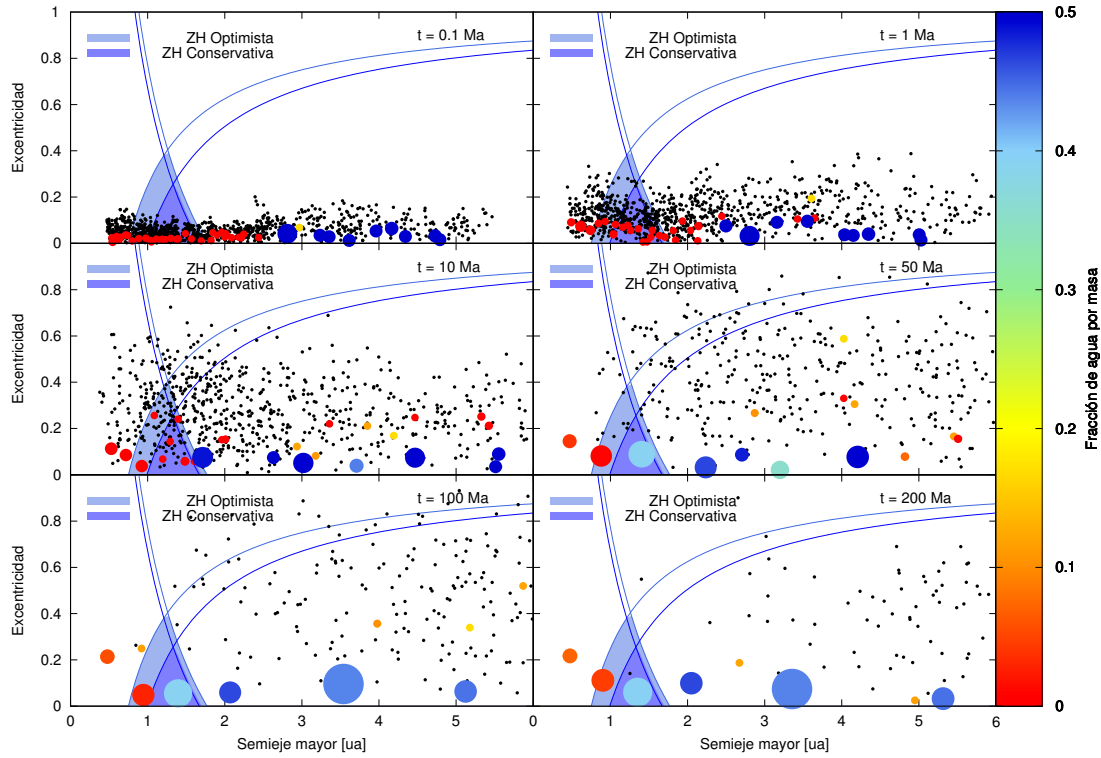


**Figura 5.6.** El panel a) muestra las distribuciones de embriones usadas para realizar las simulaciones de N-cuerpos. Los cuadrados azules representan la distribución de embriones del 1<sup>er</sup> set. Los círculos rojos representan la distribución de embriones obtenida como resultado de la evolución de la etapa gaseosa con el código semianalítico, es decir del 2<sup>do</sup> set. El panel b) muestra las densidades superficiales utilizadas para distribuir 1000 planetesimales al comienzo de las simulaciones de N-cuerpos. La línea punteada azul se corresponde a la densidad superficial del 1<sup>er</sup> set, y la línea sólida roja representa a la misma densidad superficial pero luego de 3 Ma de evolución durante la etapa gaseosa, es decir del 2<sup>do</sup> set, obtenida como resultado del código semianalítico.

de N-cuerpos del 1<sup>er</sup> set, ya descritas en las secciones anteriores. Estas condiciones iniciales fueron elegidas arbitrariamente y no se considera la evolución temporal de las mismas durante la etapa gaseosa de formación. Son las que se corresponden al 1<sup>er</sup> set. Las distribuciones en color rojo, embriones (panel a) y planetesimales (panel b) son las que corresponden al 2<sup>do</sup> set, obtenidas a partir de la evolución temporal del sistema durante 3 Ma en un disco de gas, mediante el uso del código semianalítico.

Los embriones dentro de la línea de hielo de la distribución del 2<sup>do</sup> set presentan masas que son del orden de uno a dos veces la masa de los embriones en la misma región del 1<sup>er</sup> set. Algo similar ocurre con los embriones que se encuentran más allá de la línea de hielo. Las masas de los embriones más externos del 1<sup>er</sup> set son, como mucho hasta cinco veces mayores que las del 2<sup>do</sup> set. Otra diferencia que puede apreciarse en el panel b) es que las densidades superficiales de planetesimales son muy diferentes, sobre todo en las regiones internas de ambos sets, dado que el perfil de planetesimales es casi nulo entre 0.5 ua y 2.7 ua en el 2<sup>do</sup> set. Esto se debe a que los planetesimales de esta región fueron acretaados por los embriones que allí se forman durante la etapa gaseosa. La pregunta que nos haremos a continuación

y que trataremos de responder es si estas diferencias que se ve que son significativas en el final de esta etapa gaseosa, son o no relevantes para modificar sustancialmente los resultados finales de la evolución post-gas de estos sistemas.

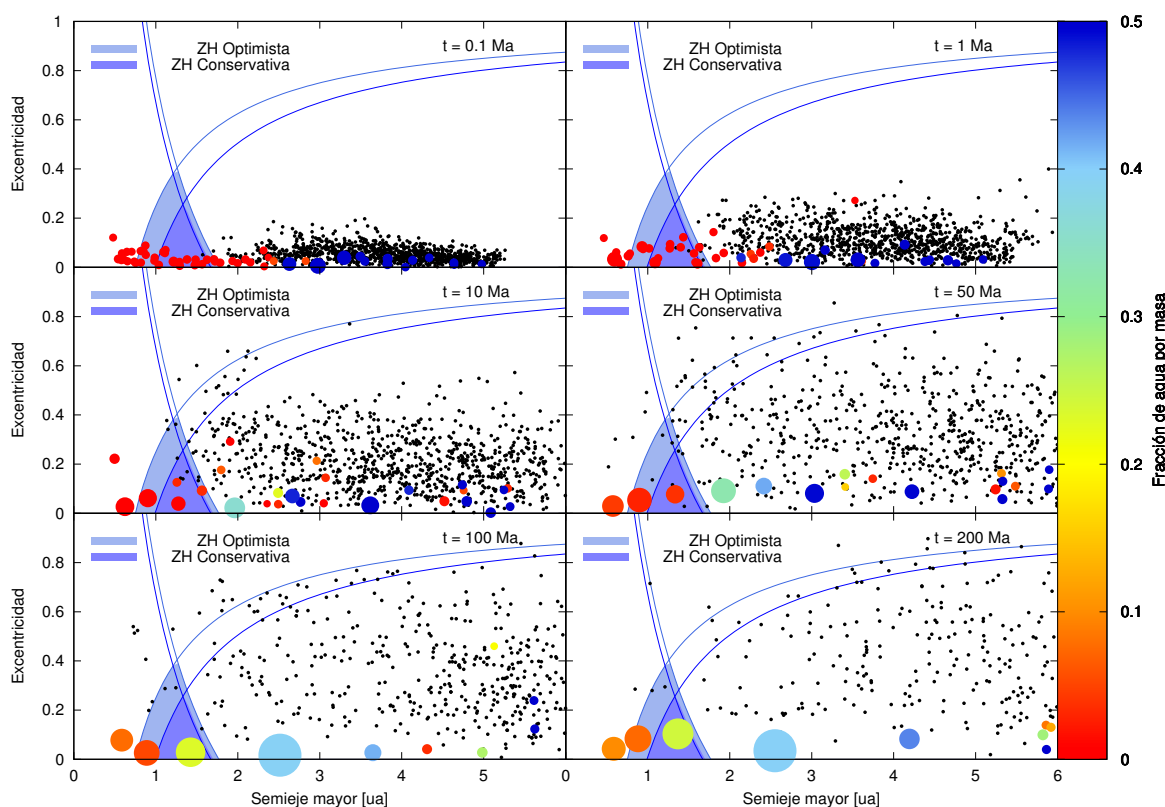


**Figura 5.7.** Evolución temporal de la S2 para  $\gamma = 1.5$  del 1<sup>er</sup> set. El área celeste representa a la ZH Optimista y la más azulada representa a la ZH Conservativa, las curvas son curvas de perihelio y afelio constante. Los embriones planetarios están representados por puntos coloreados según la cantidad de agua por unidad de masa representada en la escala de colores. En este escenario hay dos planetas en la ZH, con masas de  $1.19M_{\oplus}$  y  $1.65M_{\oplus}$  y contenidos de agua de 4.51% y 39.48%, los que representan 192 OT y 2326 OT, respectivamente. Esta figura es análoga a la figura 5.5 pero con una nueva opción para la ZH.

Las figuras 5.7 y 5.8 muestran la evolución temporal de la simulación S2 (del 1<sup>er</sup> set) y de la simulación S3 (del 2<sup>do</sup> set), respectivamente. Cabe destacar que la figura 5.7 es exactamente igual a la figura 5.5 pues nos estamos refiriendo a la misma simulación S2 del 1<sup>er</sup> set. La agregamos nuevamente porque en esta oportunidad consideraremos que la zona de habitabilidad está formada por las zonas conservativa y optimista, propuestas por Kopparapu et al. (2013a,b).

En términos generales, desde el comienzo y para ambos sets de simulaciones, los embriones planetarios son rápidamente excitados por sus interacciones gravitatorias mutuas. Al mismo tiempo, los planetesimales, que no interactúan entre sí, aumentan sus excentricidades e inclinaciones significativamente debido a las perturbaciones de los embriones. Con el tiempo estas excentricidades aumentan de modo tal que las órbitas de embriones y planetesimales





**Figura 5.8.** Evolución temporal de la S3 para  $\gamma = 1.5$  del 2<sup>do</sup> set. El área celeste representa a la ZH y las curvas celestes son curvas de perihelio y afelio constante. Los embriones planetarios están representados por puntos coloreados según la cantidad de agua por unidad de masa representada en la escala de colores. En este escenario también hay dos planetas en la ZH, con masas de  $1.37M_{\oplus}$  y  $1.65M_{\oplus}$  y contenidos de agua por masa de 7.49% y 24.38%, los que representan 366 OT y 1437 OT, respectivamente.

se cruzan, dando así lugar a las posibles colisiones. Al final de las simulaciones del 1<sup>er</sup> set, encontramos entre 4 y 7 planetas finales en nuestra región de estudio, entre 0.5 ua y 5 ua, con separaciones que varían entre los 18 a los 53 radios de Hill mutuos. Las masas finales de estos planetas representan entre un 55% a un 56% de la masa inicial de sólidos en el disco, que es de  $13.66M_{\oplus}$  para este escenario.

Podemos encontrar tres tipos de planetas de especial interés que pueden distinguirse de entre todos los planetas resultantes: 1) el planeta más interno del sistema; 2) el planeta (o los planetas) que se encuentran en la ZH; y 3) el planeta más masivo del sistema. Las tablas 5.4 y 5.5 nos muestran las características generales de estos cuerpos particulares de cada simulación, tanto para el 1<sup>er</sup> set como para el 2<sup>do</sup> set, respectivamente, y la figura 5.9 muestra las configuraciones finales de los sistemas planetarios resultantes de las tres simulaciones de cada set. Las similitudes y diferencias entre estos resultados, enfocándonos principalmente en las de estos planetas de interés, junto con el análisis de la población remanente de planetesimales en cada set, serán discutidas a continuación.

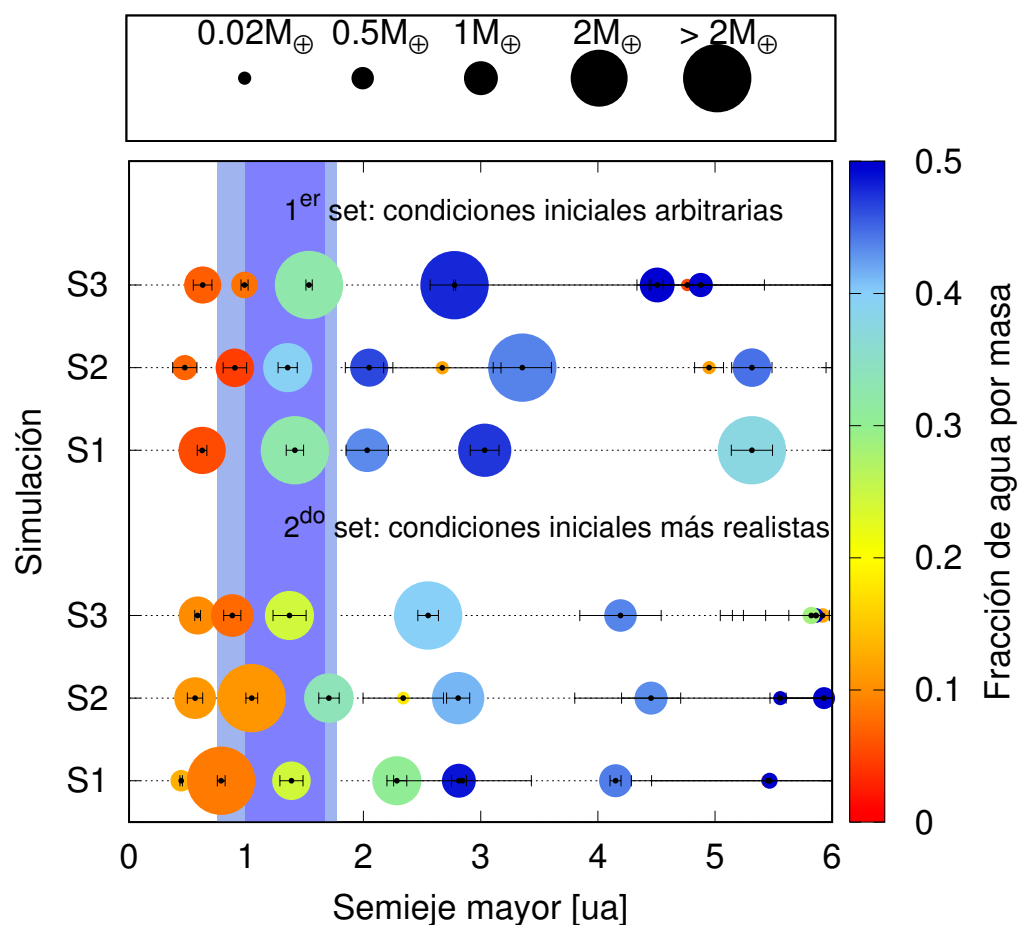


**Cuadro 5.4.** Características generales de los planetas más distintivos formados en las simulaciones S1, S2 y S3 del 1<sup>er</sup> set, usando condiciones iniciales arbitrarias.  $a_i$  y  $a_f$  son los semiejes inicial<sup>v</sup> y final, respectivamente.  $\langle e \rangle^*$  y  $\langle i \rangle^*$  representan valores medios de la excentricidad e inclinación del planeta, respectivamente, de los últimos 100 Ma de evolución.  $M[M_\oplus]$  es la masa final del planeta,  $W[\%]$  es el porcentaje final de agua por unidad de masa del planeta y  $T_{\text{UIG}}$  es la escala de tiempo, en Ma, asociada al último impacto gigante que sufre el planeta, producido por un embrión.

Sim	Planeta	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	$\langle e \rangle^*$	$\langle i \rangle^*$	$M[M_\oplus]$	$W[\%]$	$T_{\text{UIG}}$ [Ma]
S1	Más interno	0.68	0.62	0.07	4°.25	1.57	5.47	56.1
	Planeta <i>a</i> (ZH)	4.52	1.41	0.06	2°.39	2.21	32.55	35
	Más masivo	4.52	1.41	0.06	2°.39	2.21	32.55	35
S2	Más interno	0.78	0.47	0.14	5°.86	0.6	7.12	5.55
	Planeta <i>b</i> (ZH)	1.30	0.90	0.08	3°.56	1.19	4.51	35
	Planeta <i>c</i> (ZH)	3.13	1.35	0.06	2°.86	1.65	39.48	22
	Más masivo	3.25	3.35	0.05	2°.20	2.15	43.66	96.8
S3	Más interno	0.50	0.63	0.08	4°.04	1.13	6.66	11.45
	Planeta <i>d</i> (ZH)	0.64	0.98	0.07	3°.64	0.66	8.10	6.00
	Planeta <i>e</i> (ZH)	3.43	1.53	0.05	2°.23	2.27	32.46	71.9
	Más masivo	4.69	2.77	0.04	1°.47	3.08	47.86	44.3

**Cuadro 5.5.** Características generales de los planetas más distintivos formados en las simulaciones S1, S2 y S3 del 2<sup>do</sup> set, usando condiciones iniciales más realistas.  $a_i$  y  $a_f$  son los semiejes inicial y final, respectivamente.  $\langle e \rangle^*$  y  $\langle i \rangle^*$  representan valores medios de la excentricidad e inclinación del planeta, respectivamente, de los últimos 100 Ma de evolución.  $M[M_\oplus]$  es la masa final del planeta,  $W[\%]$  es el porcentaje final de agua por unidad de masa del planeta y  $T_{\text{UIG}}$  es la escala de tiempo, en Ma, asociada al último impacto gigante que sufre el planeta, producido por un embrión.

Sim	Planeta	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	$\langle e \rangle^*$	$\langle i \rangle^*$	$M[M_\oplus]$	$W[\%]$	$T_{\text{UIG}}$ [Ma]
S1	Más interno	0.54	0.44	0.12	8°.76	0.45	13.03	74.24
	Planeta <i>a</i> (ZH)	1.05	0.78	0.05	2°.36	2.21	8.75	51.6
	Planeta <i>b</i> (ZH)	1.49	1.38	0.06	3°.02	1.18	24.30	28.2
	Más masivo	1.05	0.78	0.05	2°.36	2.21	8.75	51.6
S2	Más interno	0.87	0.56	0.07	3°.93	1.33	10.93	198.8
	Planet <i>c</i> (ZH)	0.73	1.04	0.04	2°.01	2.00	10.76	20.5
	Planet <i>d</i> (ZH)	2.73	1.70	0.05	2°.09	1.67	33.63	90.5
	Más masivo	0.73	1.04	0.04	2°.01	2.00	10.76	20.5
S3	Más interno	0.87	0.58	0.06	2°.47	1.18	9.90	34.8
	Planet <i>e</i> (ZH)	1.33	0.88	0.06	2°.09	1.37	7.49	18.3
	Planet <i>f</i> (ZH)	1.14	1.37	0.05	1°.67	1.65	24.38	59.7
	Más masivo	2.92	2.55	0.03	1°.55	2.36	39.74	62.7



**Figura 5.9.** Configuraciones planetarias finales del 1<sup>er</sup> y el 2<sup>do</sup> set de simulaciones. La escala de colores representa la cantidad de agua final por unidad de masa en cada planeta, y las regiones celestes y azul representan las zonas de habitabilidad optimista y conservativa definidas por Kopparapu et al. (2013a,b), respectivamente. La excentricidad de cada planeta está representada sobre cada uno de ellos por su movimiento radial en una órbita.

### 5.6.3 Remoción de embriones y planetesimales

Mientras el total de la masa inicial en planetesimales (para comenzar las simulaciones de N-cuerpos) es prácticamente la misma para ambos sets de simulaciones ( $\sim 6.9M_{\oplus}$  para el 1<sup>er</sup> set y  $7.2M_{\oplus}$  para el 2<sup>do</sup>), las densidades superficiales iniciales son muy diferentes en ambos casos (ver la figura 5.6). Por un lado, para el 1<sup>er</sup> set, el 31 % de la masa de la población de planetesimales está ubicada por dentro de la posición de la línea de hielo, mientras que el 69 % restante se distribuye más allá de 2.7 ua y hasta las 5 ua. Por otro lado, para el 2<sup>do</sup> set, sólo un 10 % de la masa en planetesimales se encuentra en la región interna del disco mientras que el 90 % restante está por detrás de la línea de hielo. Esto sugiere que deberían observarse diferencias en la evolución de la población de planetesimales en ambos sets de simulaciones.

## 96. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

---

Luego de 200 Ma de evolución, muchos embriones y planetesimales son removidos del sistema en ambos sets de simulaciones. En S2 del 1<sup>er</sup> set, la masa que aún permanece en la región de estudio, entre 0.5 ua y 5 ua es de  $\sim 7M_{\oplus}$  para embriones y  $0.43M_{\oplus}$  para planetesimales. Esta masa remanente de planetesimales, que representa un 6.3 % de la masa inicial, no es significativa para producir cambios importantes en las características físicas y orbitales de los planetas resultantes. Se encuentran resultados similares en las otras dos simulaciones de este set. En la S3 del 2<sup>do</sup> set, la masa que sobrevive luego de 200 Ma es de  $7.49M_{\oplus}$  en embriones y  $1.08M_{\oplus}$  en planetesimales. Así, la masa remanente en embriones es similar en ambos sets. Sin embargo, la masa remanente en planetesimales asociada al 2<sup>do</sup> set, que representa un 15 % de la masa inicial, es un factor de  $\sim 2.4$  veces la del 1<sup>er</sup> set y esta situación se repite en las otras dos simulaciones.

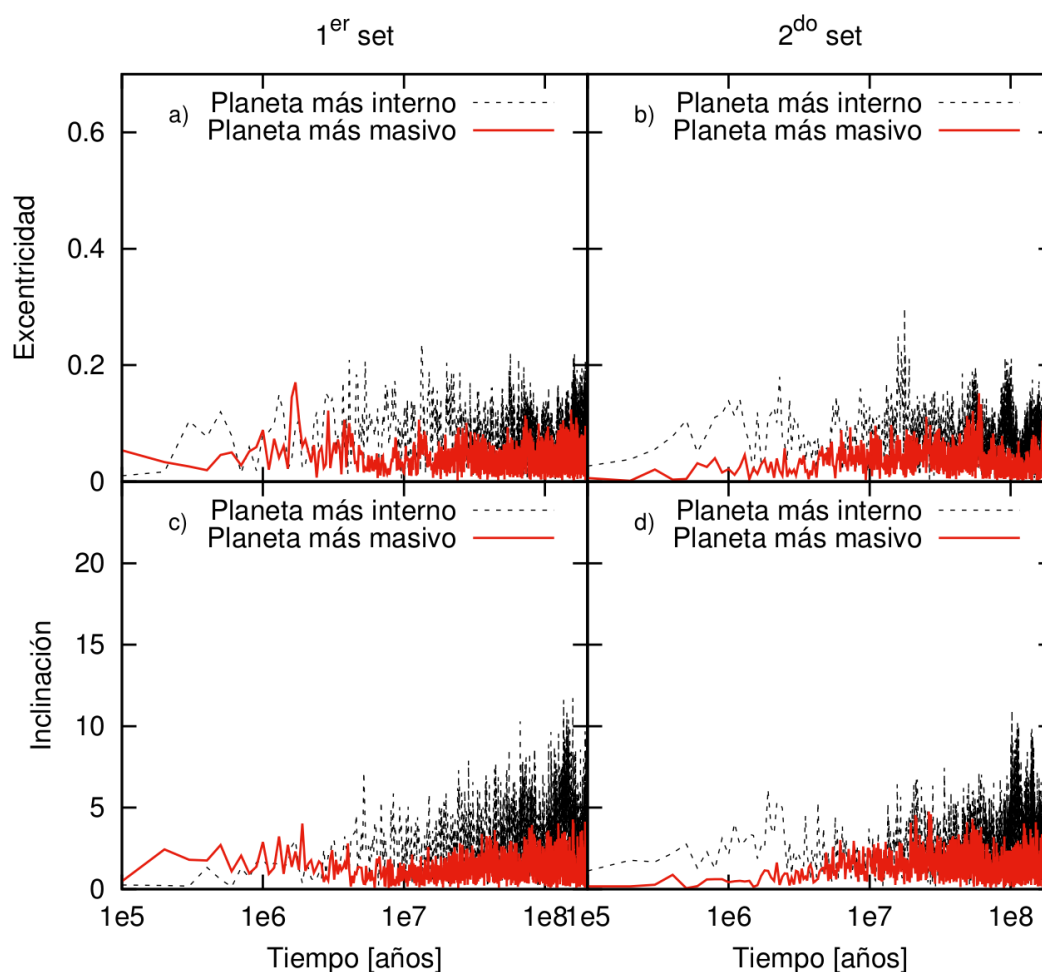
Desde un punto de vista cuantitativo, las poblaciones de embriones obtenidas al final de las simulaciones de ambos sets son similares, mientras que las poblaciones remanentes de planetesimales muestran más diferencias. Para poder entender estas diferencias es necesario analizar los mecanismos más importantes de remoción de planetesimales. Por un lado, en la simulación S2 del 1<sup>er</sup> set,  $3.78M_{\oplus}$  en planetesimales, que representa un 55 % de la masa inicial en planetesimales, colisiona con la estrella central, permanece fuera de la región de estudio más allá de las 5 ua, o es eyectada del sistema. Por otro lado,  $3.83M_{\oplus}$  en la simulación S3 del 2<sup>do</sup> set (53 % de la masa inicial en planetesimales) colisiona con la estrella o permanece fuera de la región de estudio o es eyectada del sistema. Luego, la masa removida en planetesimales también es similar en ambos sets. Sin embargo, la masa acretaada en planetesimales por los embriones representa un 37.9 % de la masa inicial en planetesimales para la S2 del 1<sup>er</sup> set y un 32.3 % de la masa inicial en planetesimales para la S3 del 2<sup>do</sup> set. Se encuentran resultados similares para las otras simulaciones. Entonces, a pesar de que la masa en planetesimales removida es similar en ambos sets y se encuentra en el rango del 53 % - 55 % de la masa inicial en planetesimales de 2<sup>do</sup> y 1<sup>er</sup> set, respectivamente, el porcentaje de masa acretaada en planetesimales por parte de los embriones de cada sistema varía entre 37.9 % y 41 % para el 1<sup>er</sup> set, y entre 31.7 % y 32.3 % para el 2<sup>do</sup> set.

Esta diferencia en la masa acretaada en planetesimales entre ambos sets de simulaciones revela historias de acreción diferentes para los planetas finales. Las historias de acreción de los planetas es de gran interés porque las propiedades finales de los planetas que se formen dependen de ellas. Luego, condiciones iniciales obtenidas a partir de códigos más realistas de formación planetaria nos permiten obtener planetas finales con propiedades físicas más confiables, como ser por ejemplo, masas y contenidos finales de agua.

### 5.6.4 Fricción dinámica

---

Desde el comienzo de la evolución, la fricción dinámica es un fenómeno importante en ambos sets de simulaciones. La figura 5.10 muestra la evolución de las excentricidades e inclinaciones del planeta más interno y del planeta más masivo en S3 del 1<sup>er</sup> set y en S3 del 2<sup>do</sup> set. Las masas de los planetas más internos son similares, y lo mismo ocurre con los planetas más masivos (ver tablas 5.4 y 5.5). Luego, encontramos resultados similares para ambos. Por un lado, los planetas más internos de  $1.13M_{\oplus}$  y  $1.18M_{\oplus}$  muestran valores



**Figura 5.10.** Evolución de las excentricidades (paneles a y b) e inclinaciones (paneles c y d) como función del tiempo para el planeta más interno (curvas negras) y para el planeta más masivo (curvas rojas) de la simulación S3 de ambos sets. Los efectos de la fricción dinámica como puede notarse, prevalece sobre los cuerpos más masivos.

medios de la excentricidad de 0.08 y 0.06 para el 1<sup>er</sup> y 2<sup>do</sup> set, respectivamente, mientras que los valores medios de las inclinaciones son de 4.04° y 2.47°. Por otro lado, los planetas más masivos de  $3.08M_{\oplus}$  y  $2.36M_{\oplus}$  presentan valores medios de la excentricidad de 0.04 para el 1<sup>er</sup> set, y de 0.03 para el 2<sup>do</sup>, mientras que los valores medios de las inclinaciones son de 1.47° y 1.55°. Esto muestra que en ambas simulaciones, el efecto de la fricción dinámica prevalece sobre los cuerpos más masivos. Además es importante destacar que ambos planetas, los más masivos, se encuentran inicialmente ubicados en regiones embebidas de planetesimales y por lo tanto, es esperable ver este efecto en ambos planetas.

Se observan resultados similares si comparamos entre la S2 del 1<sup>er</sup> set y la S1 del 2<sup>do</sup> set. En este caso, el planeta más masivo de la S1 del 2<sup>do</sup> set no se encuentra localizado en una región embebida de planetesimales al comienzo de la simulación. Sin embargo este planeta sufre del orden de  $5 \times 10^5$  encuentros cercanos con planetesimales durante su evolución, lo que también permite que el planeta presente valores bajos de excentricidad e inclinación. Luego, el hecho de no estar inicialmente en una región embebida de planetesimales no implica que el fenómeno de la fricción dinámica no esté presente. En este caso, el rol de los encuentros cercanos es tan importante como el hecho de ubicarse en una región poblada de

## 92. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

---

planetesimales.

En el caso de la simulación S2 del 2<sup>do</sup> set, tanto el planeta más interno como el más masivo comenzaron en la simulación en regiones sin planetesimales. Las masas finales de estos planetas son similares, sin embargo los valores medios de la excentricidad e inclinación del planeta más interno son un factor  $\sim 2$  veces mayor a los asociados con los del planeta más masivo. Esta diferencia surge del hecho de que el planeta más masivo sufre un número de encuentros con planetesimales que es un orden de magnitud mayor que el que sufre el planeta más interno a lo largo de toda la evolución. De esta manera se sugiere que el mecanismo de la fricción dinámica no es un proceso eficiente en los planetas más internos de nuestras simulaciones.

Cabe destacar que, si bien no hemos ahondado en las descripciones, los planetas más internos y más masivos de los escenarios formados por  $\gamma = 0.5$  y  $\gamma = 1$  del estudio E1 también sufren el efecto de la fricción dinámica como los escenarios con  $\gamma = 1.5$ .

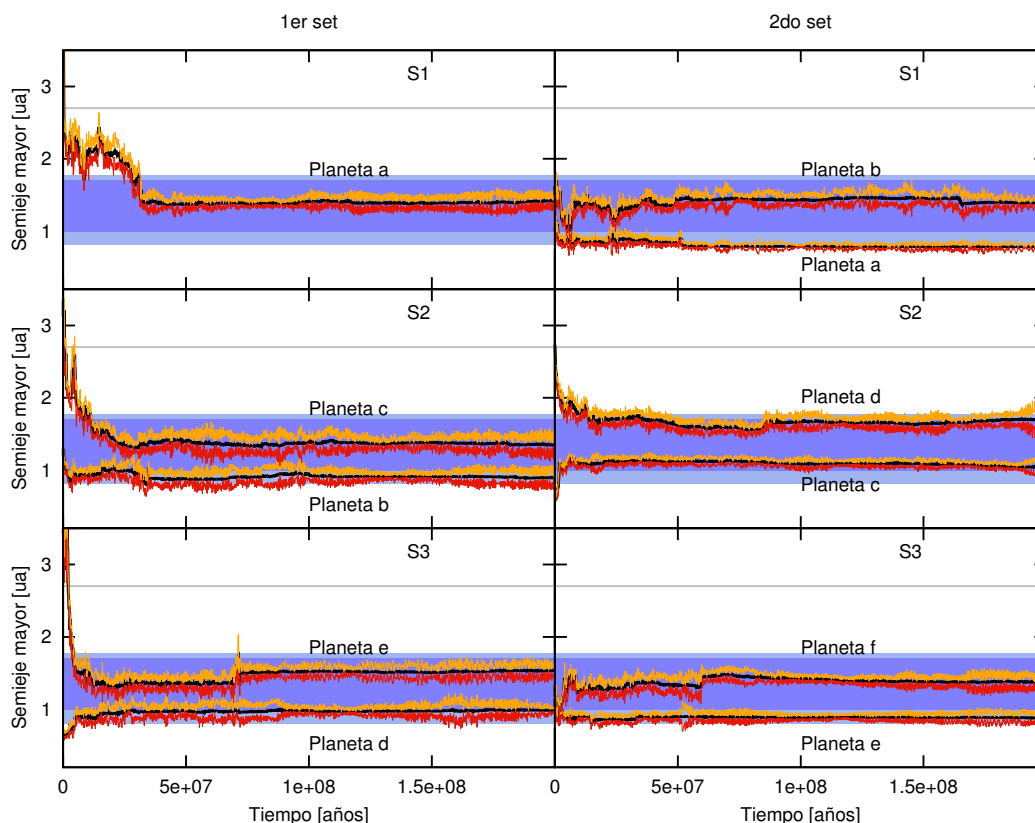
### 5.6.5 Planetas en la Zona Habitable

---

Como mencionamos al comienzo del capítulo, un tema de especial interés en este trabajo es la formación de planetas terrestres en la ZH de estos sistemas, junto con el análisis de la caída de agua en ellos. Como también mencionamos, la ZH en este trabajo es definida teniendo en cuenta las zonas optimista y conservativa de Kopparapu et al. (2013a,b) y considerando también que, como hicimos previamente, el planeta debe mantener su órbita completa dentro de estas regiones, es decir, debe tener un perihelio  $q \geq 0.75$  y un afelio  $Q \leq 1.77$  para estar en la zona optimista, y debe tener un perihelio  $q \geq 0.99$  y un afelio  $Q \leq 1.67$  para estar en la zona conservativa. En particular consideraremos que es suficiente que el planeta presente su órbita dentro de la ZH optimista para considerarlo potencialmente habitable. Por otro lado, consideramos que los contenidos de agua son significativos cuando son similares a los de la Tierra. Recordemos que la masa de agua en la Tierra, lo que es equivalente a un OT, es de  $2.8 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ . Teniendo en cuenta el agua en el manto, el agua de masa en la Tierra puede representar aproximadamente entre un 0.1 % y un 0.2 % de masa en agua (Lécuyer & Gillet, 1998; Marty, 2012), lo que se traduce en  $\sim 3.6$  OT a 7.1 OT.

Todas las simulaciones formaron planetas en la zona habitable optimista. Las simulaciones del 1<sup>er</sup> set producen un total de 5 planetas en la ZH con masas entre  $0.66M_{\oplus}$  y  $2.27M_{\oplus}$  y contenidos finales de agua del 4.5 % al 39.48 %, que representan entre 192 OT a 2326 OT. Las simulaciones del 2<sup>do</sup> set forman 6 planetas en la ZH con masas entre  $1.18M_{\oplus}$  y  $2.21M_{\oplus}$  y contenidos finales de agua del 7.5 % al 33.63 % lo que representan entre 427 OT y 2006 OT. La figura 5.11 muestra la evolución de los semiejes mayores, perihelio y afelio de los planetas que permanecen en la ZH al final de la evolución para ambos sets.

La mayoría de los planetas permanecen dentro de los límites de la zona habitable conservativa a lo largo de casi toda la integración, y sus semiejes no cambian significativamente en los últimos 100 Ma de evolución. El planeta *b* de la S2 del 1<sup>er</sup> set, como así también el planeta *a* de la S1, y el planeta *e* de la S3 del 2<sup>do</sup> set, permanecen dentro de la zona optimista con perihelios entrando y saliendo de dicha región como resultado de la oscilación de sus



**Figura 5.11.** Evolución temporal de los semiejes (negro), perihelios (rojo) y afelios (naranja) de los planetas de la ZH en ambos sets. Las zonas celeste y azul representan las zonas optimista y conservativa, respectivamente.

excentricidades. Dado que la definición mencionada de ZH no es precisa, consideraremos a estos planetas igualmente como planetas de potencial interés. El planeta *d* de la S2 del 2<sup>do</sup> set alcanza los valores más altos de excentricidad, de  $\sim 0.15$ . Este planeta muestra cambios en su afelio, que entra y sale de la ZH al final de su evolución. El flujo estelar incidente sobre dicho planeta puede cambiar considerablemente entre el afelio y el perihelio. Williams & Pollard (2002) mostraron que si un océano está presente en un planeta, de modo tal que actúe como un capacitor de calor, el flujo promediado que el planeta recibe es el que realmente afecta a la potencial habitabilidad de un planeta en órbita excéntrica que entra y sale de su ZH. Por este motivo consideraremos como potencialmente habitable a dicho planeta.

#### 5.6.5.1 Planetas ricos en agua

Las tablas 5.4 y 5.5 muestran que las simulaciones de ambos sets de condiciones iniciales forman planetas en la ZH con un amplio rango de contenidos finales de agua. En particular, algunos de ellos presentan planetas con muy altos contenidos de agua. Los planetas *a*, *c* y *e* del 1<sup>er</sup> set muestran contenidos de agua del 32.6%, 39.48% y 32.5% por masa, respectivamente, mientras que los planetas *b*, *d* y *f* del 2<sup>do</sup> set muestran contenidos de agua del 24.3%, 33.6%, y 24.4% por masa, respectivamente. La evolución de estos *planetas ricos en agua* (PRA) presenta diferentes características en los 2 sets de simulaciones. De hecho, las tablas 5.4 y 5.5

## **94. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes**

---

y la figura 5.11 destacan este punto mostrando que los planetas potencialmente habitables *a*, *c* y *e* del 1<sup>er</sup> set provienen de más allá de la línea de hielo. La migración sufrida por estos planetas, es inducida por las fuertes interacciones gravitatorias con otros planetesimales y embriones en la zona externa del disco. Luego, dada su ubicación inicial, es importante aclarar que un alto porcentaje de los contenidos finales de agua de estos planetas (31 % - 36 %) es primordial. Más aún, nuestras simulaciones indican que la masa remanente de agua de estos cuerpos, es decir la que no es primordial, fue adquirida gracias a la acreción de planetesimales y embriones planetarios ricos en agua, en partes iguales. Entonces, teniendo en cuenta la masa primordial de agua y la masa de agua acremada durante el proceso de evolución, es que los embriones juegan el papel más importante en la entrega de agua a los planetas *a*, *c* y *e* del 1<sup>er</sup> set.

La tabla 5.5 y figura 5.11 muestran también que los planetas potencialmente habitables *b*, *d* y *f* del 2<sup>do</sup> set presentan características diferentes. Por un lado, el planeta *d* comienza la simulación ubicado en una posición más allá de la línea de hielo, así como los planetas potencialmente habitables del 1<sup>er</sup> set ya descriptos. En el mismo sentido, un 41.4 % del total final de agua de este planeta es primordial, consecuencia directa de su ubicación original. Más aún, el resto de la masa en agua final que no es primordial fue provista en iguales partes por colisiones con embriones y planetesimales. Entonces nuevamente, en este caso, los embriones son los mayores responsables del alto contenido de agua en este planeta. Por otro lado, los planetas *b* y *f* presentan semiejes que no cambian significativamente desde que comienza la integración. Estos planetas crecen cerca de sus ubicaciones originales y no sufren migración significativa. Dada esta característica, los contenidos primordiales de agua en estos planetas es despreciable. Para ambos planetas, el contenido final de agua es adquirido completamente a través de impactos con embriones y planetesimales de las zonas externas. Esto puede también apreciarse en el panel inferior de la figura 5.12 que muestra las zonas de alimentación de estos planetas. En particular, los planetas *b* y *f* acretaron dos y un embriones de la zona de más allá de la línea de hielo, respectivamente, lo que aumentó significativamente sus contenidos finales de agua. Sin embargo, la acreción de planetesimales provee un 53 % y un 44 % de la masa final en agua de estos planetas *b* y *f*, respectivamente. En estos casos, tanto los embriones como los planetesimales son igualmente responsables por el contenido final de agua.

A pesar de que estos PRA permanecen dentro de la zona de habitabilidad optimista, su potencial habitabilidad está aún en debate (Abbot et al., 2012; Alibert, 2014; Kitzmann et al., 2015; Noack et al., 2016) debido a los tan altos contenidos de agua. Aún así este tipo de planetas tipo *mundos de agua* son una clase interesante y distintiva para explorar.

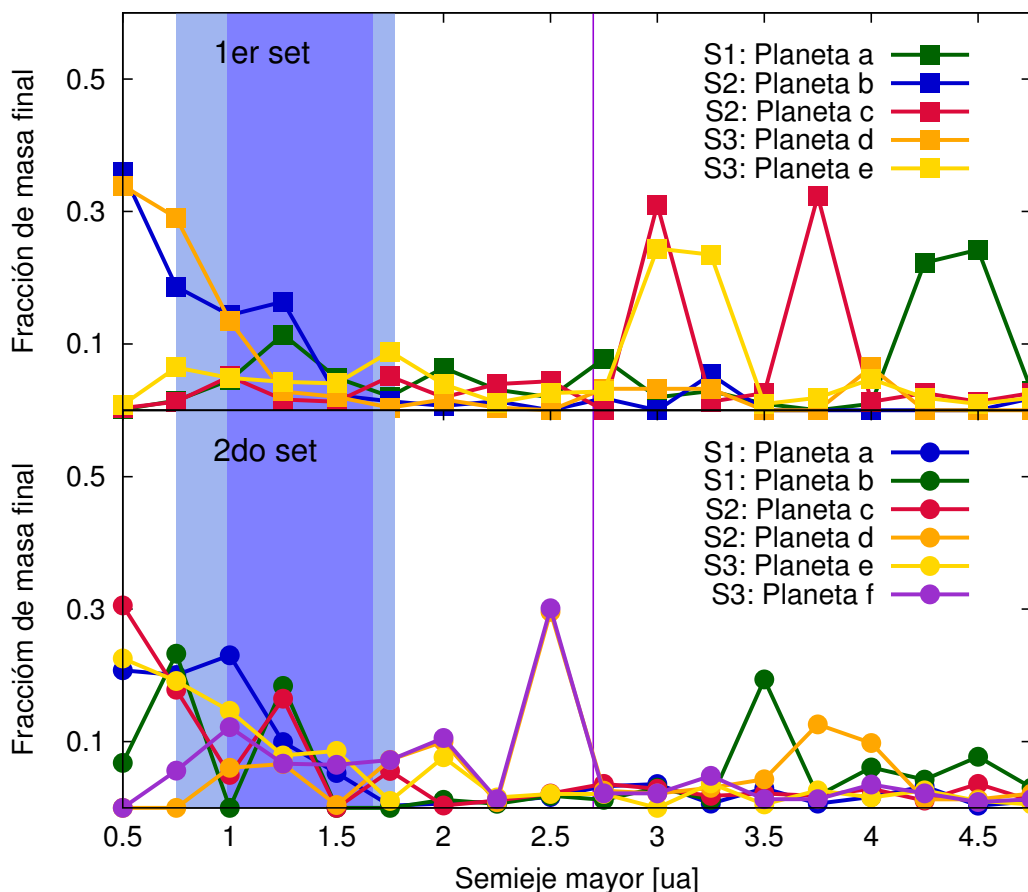
---

### **5.6.5.2** Planetas tipo Tierras

---

En nuestras simulaciones también se forman planetas de tipo terrestre o similares a la Tierra dentro de la ZH optimista. Consideramos que nuestra Tierra es comparable con estos planetas no sólo porque presentan masas similares sino también por las características que están conectadas con la dinámica de su formación. Estos planetas tipo Tierras de nuestras simulaciones se forman *in situ*. Esto es, no hay migraciones significativas de las semillas de





**Figura 5.12.** Zonas de alimentación de los planetas de la ZH de las simulaciones del 1<sup>er</sup> y el 2<sup>do</sup> set.

acreción<sup>VI</sup>. Más aún, sus zonas de alimentación, a diferencia de lo que ocurre con los PRA, están restringidas a las zonas internas del disco (ver figura 5.12). Este tipo de planetas es el más interesante desde un punto de vista astrobiológico dado que, como presentan similitudes con la Tierra en términos de la dinámica de su formación, entendemos son más favorables para el potencial desarrollo de vida. Estos planetas tipo Tierras presentan varias veces el contenido de agua en la Tierra (cientos de veces más) y esto está directamente relacionado con dos hechos importantes: por un lado, como mencionamos antes, nuestro modelo no considera pérdida de agua durante los impactos. De este modo, el contenido final de agua tiene que ser considerado como un valor límite superior, pudiendo ser en realidad menor. Por otro lado, nuestro escenario de formación, sin planetas gigantes gaseosos y con perfiles empinados, es particularmente conductivo a presentar un proceso eficiente de entrega de agua a través de planetesimales externos. Los planetas gigantes pueden actuar como barreras dinámicas previniendo que muchos de estos planetesimales externos, que son ahora acretados por los planetas de la ZH, alcancen las regiones más internas del disco (Raymond et al., 2009). Aún así, la existencia de planetas gigantes como barreras dinámicas no es necesariamente un problema a la hora de formar PRA en la ZH, como mostraron Salvador Zain et al. (2017). Estos autores estudiaron la formación de planetas de tipo terrestre en la ZH de sistemas planetarios formados en diferentes ambientes dinámicos, con planetas de diferentes masas

<sup>VI</sup>Siguiendo el trabajo de Raymond et al. (2009), definimos la *semilla de acreción* de un planeta como el cuerpo más masivo en cada una de las colisiones que dicho planeta sufre.



## 96. Formación de planetas de tipo terrestre en escenarios sin planetas gigantes

jugando el rol de perturbadores dinámicos del sistema, y lograron mostrar que la formación de PRA en la ZH es eficiente aún en escenarios con perturbadores de la masa de Júpiter y Saturno.

En las simulaciones, 2 de los 5 planetas formados en la ZH optimista en el 1<sup>er</sup> set y 3 de los 6 del 2<sup>do</sup> set, son planetas tipo Tierras. Los del 1<sup>er</sup> set (ver planeta *b* en S2 y planeta *d* en S3 en la tabla 5.4) presentan masas de  $1.19M_{\oplus}$  y  $0.66M_{\oplus}$  y contenidos de agua del 4.5 % y 8.10 % respectivamente, los que representan 192 OT y 190 OT. Sin embargo, los planetas tipo Tierras del 2<sup>do</sup> set (ver planeta *a* en S1, planeta *c* en S2 y planeta *e* en S3 en la tabla 5.5) presentan masas más altas de  $2.21M_{\oplus}$ ,  $2M_{\oplus}$  y  $1.37M_{\oplus}$ , con contenidos de agua del 8.75 %, 10.76 y 7.49 % por unidad de masa, los que representan una mayor cantidad de océanos, de 692 OT, 768 OT y 366 OT, respectivamente.

Si bien la evolución de estos planetas tipo Tierras muestra características similares en ambos sets de simulaciones a diferencia de lo que ocurre con los PRA descritos previamente, es claro que entre los resultados de ambos sets se encuentran diferencias cuantitativas en las masas y cantidad de masa en agua que estos planetas presentan.

La figura 5.11 muestra que los planetas *b* y *d* del 1<sup>er</sup> set, y los planetas *a*, *c*, y *e* del 2<sup>do</sup> set, comienzan su formación en la zona interna del disco, particularmente dentro de 1.5 ua, y evolucionan sin exceder este límite. Esto significa que los porcentajes finales de agua que han adquirido durante su evolución no son primordiales. Un análisis detallado de sus historias colisionales revela que los planetesimales son la única población responsable por estas cantidades finales de agua. Más aún, ninguno de ellos acreció embriones de más allá de la línea de hielo. Sin embargo hay una diferencia en la *clase* de planetesimales que estos planetas acretaron. Distinguimos planetesimales de **clase D** a aquellos planetesimales que estaban ubicados inicialmente dentro de 2.7 ua y son secos, y planetesimales de **clase W** a aquellos planetesimales que estaban ubicados inicialmente más allá de la línea de hielo y que por lo tanto presentan la mitad de su masa en agua. Los planetas *b* y *d* del 1<sup>er</sup> set acretaron 185 y 100 planetesimales del total de planetesimales iniciales (1000), respectivamente, de los cuales sólo 5 fueron clase W. Esto representa sólo un 2.7 % y 5 % del total de planetesimales acretao. En contraste, los planetas *a*, *c* y *e* del 2<sup>do</sup> set acretaron 65, 69 y 41 planetesimales del total, de los cuales 53, 59 y 28 eran clase W. Esto representa un 81.5 %, 85.5 %, y 68 % del total de planetesimales acretaos para los planetas *a*, *c* y *e* respectivamente. Luego, la cantidad de planetesimales clase W acretaos es muy diferente en ambos sets. Sin embargo, recordemos que las masas de los planetesimales de clase W son también diferentes en ambos sets. La masa de agua acretaada por los planetas tipo terrestres considerando sólo planetesimales clase W es de entre 1.9 y 4 veces superior a la masa de agua acretaada, debido a la acreción de planetesimales clase W, por los planetas del 1<sup>er</sup> set.

Otro tema importante para considerar es la comparación entre las escalas de tiempo de acreción de estos planetesimales. Llamaremos  $t_{(50.clase-W)}$  a la escala de tiempo de un planeta tipo terrestre para acretar la mitad de los planetesimales clase W,  $t_{(50.clase-D)}$  a la escala de tiempo de un planeta tipo terrestre para acretar la mitad de los planetesimales clase D, y  $T_{50}$  a la escala de tiempo del mismo planeta terrestre para que adquiriera al menos el 50 % de su masa final. La tabla 5.6 muestra las principales características de los planetas tipo terrestres formados en la ZH de ambos sets de simulaciones y muestra que, para todos ellos,  $t_{(50.clase-W)}$  es mayor que  $t_{(50.clase-D)}$ , mayor que  $T_{50}$ , y más aún, es mayor

**Cuadro 5.6.** Características generales de los planetas tipo terrestres formados en la ZH en ambos sets de simulaciones.  $M[M_{\oplus}]$  es la masa final,  $t_{(50.\text{clase-D})}$  es la escala de tiempo en Ma para que un planeta acrete la mitad de los planetesimales clase D disponibles,  $t_{(50.\text{clase-W})}$  es la escala de tiempo en Ma para que un planeta acrete la mitad de los planetesimales clase W disponibles,  $T_{50.}$  representa la escala de tiempo en Ma para que un planeta alcance el 50 % de su masa final, y  $T_{75.}$  representa la escala de tiempo en Ma para que un planeta alcance el 75 % de su masa final. El planeta  $b$  del 1<sup>er</sup> set muestra los mismos valores de  $T_{50.}$  y  $T_{75.}$ . Esto significa que el planeta acreció repentinamente suficiente material como para pasar de tener menos del 50 % de su masa final, a tener más del 75 % de su masa final. Lo mismo sucede con el planeta  $a$  del 2<sup>do</sup> set.

Set	Planeta	$M[M_{\oplus}]$	$W[\%]$	$t_{(50.\text{clase-D})}[\text{Ma}]$	$t_{(50.\text{clase-W})}[\text{Ma}]$	$T_{50.}[\text{Ma}]$	$T_{75.}[\text{Ma}]$
1 <sup>er</sup>	$b$	1.19	4.51	21.9	81.3	35	35
	$d$	0.66	8.10	21.8	67.3	2.9	13.4
2 <sup>do</sup>	$a$	2.21	8.75	21.8	56.6	51.7	51.7
	$c$	2.00	10.76	39.8	66.9	6	20.5
	$e$	1.37	7.49	27.1	67.8	4.4	18.4

que  $T_{75.}$  (escala de tiempo de un planeta terrestre para adquirir el 75 % de su masa final). Esto significa que los planetesimales de clase W fueron acretados significativamente más tarde que aquellos de clase D durante el proceso de formación, y luego de que el planeta adquiriera la mitad de su masa final. Además, los planetesimales clase W fueron acretados luego de que los planetas adquirieran el 75 % de su masa final. Esta *llegada tardía* de los planetesimales de clase W a la región de formación de los planetas tipo terrestres podría favorecer la retención de agua en la superficie de los planetas. O'Brien et al. (2014) estudió la entrega de agua y los impactos gigantes en planetas terrestres en el escenario del Grand Tack. Particularmente, O'Brien et al. (2014) analizó la entrega de agua de planetesimales primitivos (los planetesimales de clase C en el trabajo de Walsh et al. 2011) que estaban inicialmente ubicados entre las órbitas de Júpiter y Saturno, o más allá. A pesar de que el escenario del Grand Tack es diferente al que estudiamos nosotros, ya que no incluimos la formación de planetas gigantes, encontramos resultados similares para las escalas de tiempo de acreción de estos planetesimales primitivos.

Más aún, encontramos que los planetas tipo Tierras del 1<sup>er</sup> y 2<sup>do</sup> set continúan acretando agua a través de la acreción de planetesimales clase W luego de los 90 Ma de evolución. A pesar de que los planetas  $b$  y  $d$  del 1<sup>er</sup> sólo acretan 5 planetesimales clase W, 3 de ellos fueron acretados luego de 90 Ma de evolución, particularmente entre los 110 Ma y los 170 Ma. Estos planetesimales proveen con el 58.7 % y 39.3 % del total de la masa de agua acretada por los planetas  $b$  y  $d$ , respectivamente. Para el 2<sup>do</sup> set, el planeta  $a$  acretó 10 planetesimales clase W entre los 93 Ma y los 191 Ma de evolución, lo que le proveyó con el 18.7 % de su masa final en agua y representa un 1.94 % de su masa final. El planeta  $c$  acretó 20 planetesimales clase W entre 91 Ma y 199 Ma lo que le otorgó un 33.6 % de su masa total en agua y lo que representa un 3.62 % de su masa final. Finalmente, el planeta  $e$  acretó 11 planetesimales clase W entre 92 Ma y 192 Ma, adquiriendo un 38.8 % de la masa final de agua y lo que representa un 2.91 % de su masa final.

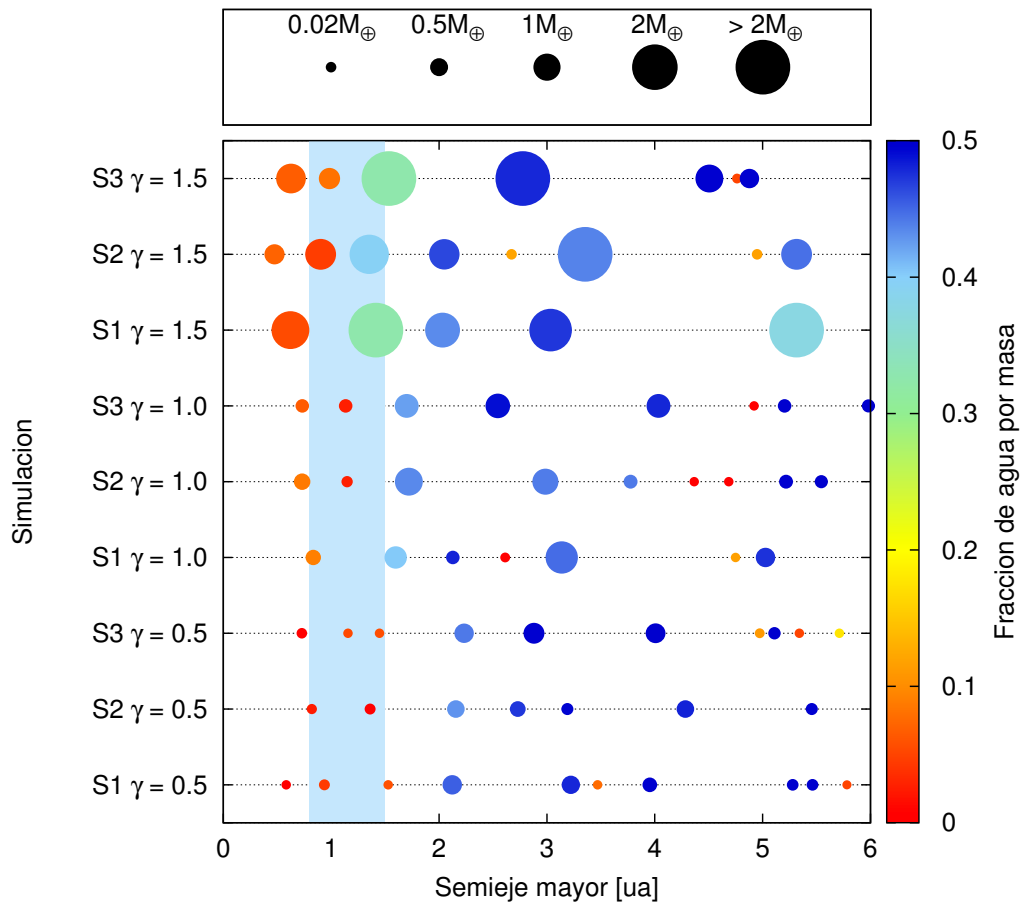
### 5.7 Discusión

---

Durante este capítulo hemos realizado dos estudios con objetivos diferentes. Por un lado, el primer estudio (E1) tuvo el objetivo de poder analizar la diversidad de sistemas planetarios que pueden formarse en discos de baja masa, alrededor de estrellas de tipo solar y sin planetas gigantes gaseosos, variando la pendiente que define la cantidad de masa en la zona interna del disco, del perfil de densidad superficial de sólidos. Para este estudio se utilizaron condiciones iniciales arbitrarias para la distribución de embriones y planetesimales. Por otra parte, el segundo estudio (E2) tuvo como objetivo principal analizar y comparar los resultados de simulaciones utilizando condiciones iniciales arbitrarias y condiciones iniciales más realistas provistas a partir de un código semianalítico de formación planetaria.

Con respecto al estudio E1, todas las simulaciones formaron planetas en la ZH con diferentes masas y contenidos finales de agua. La figura 5.13 muestra las configuraciones finales de las 9 simulaciones desarrolladas, 3 para cada perfil. Aquí puede apreciarse la gran diversidad de sistemas planetarios formados por planetas terrestres que pueden formarse. Aún así es importante analizar cuál de estos perfiles forma los escenarios más interesantes desde el punto de vista de la potencial habitabilidad. Si bien los escenarios con  $\gamma = 0.5$  formaron planetas con contenidos de agua similares al de la Tierra, sus masas no son lo suficientemente altas como para poder retener una atmósfera y que esta dure por un largo tiempo, ni tampoco aún para que estos planetas sean capaces de desarrollar tectónica de placas. Williams et al. (1997) propuso que, para que un planeta fuera capaz de desarrollar condiciones de habitabilidad, debe tener una masa superior a  $0.23M_{\oplus}$ . Independientemente de las incertezas respecto a este valor, estos sistemas no serían de particular interés pues los planetas en este escenario no alcanzan a superar dicho valor. Sin embargo podríamos pensar que los planetas en este escenario, que tienen masas del orden de la de Marte, pudieron haber sido capaces de mantener condiciones de habitabilidad en sus etapas más tempranas, y se los podría entonces considerar como *laboratorios* para estudiar la potencial habitabilidad que pudo tener Marte. Los planetas de la ZH en escenarios con  $\gamma = 1$  y  $\gamma = 1.5$  presentan masas que superan el valor propuesto por Williams et al. (1997) por lo que se sugiere que estos escenarios son más interesantes para el potencial desarrollo de vida. Pero más aún lo es el escenario con  $\gamma = 1.5$  dado que es el único capaz de formar mundos de agua y planetas con masas más similares a las de la Tierra. Sin embargo la potencial habitabilidad de estos mundos de agua es un tópico en continua discusión (Abbot et al., 2012; Alibert, 2014; Kitzmann et al., 2015; Noack et al., 2016), y la trataremos en detalle en el capítulo 8.

Una pregunta interesante para responder es si la cantidad de masa sólida en la región de la ZH, que es la que nos importa para poder formar planetas de tipo terrestre, cambia al final de las simulaciones. Para escenarios con  $\gamma = 0.5$  las masas en material sólido inicial y final son de  $0.104M_{\oplus}$  y  $0.101M_{\oplus}$ , respectivamente, y para escenarios con  $\gamma = 1$  son de  $0.605M_{\oplus}$  y  $0.761M_{\oplus}$ , respectivamente. Estos valores no cambian significativamente dado que las interacciones gravitatorias entre los cuerpos en este escenario son muy débiles y no dan lugar a la mezcla de material en esta región. Sin embargo, para escenarios con  $\gamma = 1.5$



**Figura 5.13.** Configuraciones finales de los sistemas planetarios formados con  $\gamma = 0.5, 1$  y  $1.5$ . La escala de colores representa la fracción de agua por unidad de masa en cada planeta. El area celeste representa la ZH entre  $0.8$  ua y  $1.5$  ua.

las masas en material sólido inicial y final son de  $1.423M_{\oplus}$  y  $2.867M_{\oplus}$ , respectivamente. Es decir, del orden del doble de la masa inicial. En estos escenarios, las fuertes interacciones gravitatorias inyectan material en la zona interna desde regiones más externas más allá de la línea de hielo, favoreciendo la formación de planetas de tipo terrestre potencialmente habitables mucho más masivos.

Otro tema importante a analizar, y que tiene que ver con la proveniencia del agua de planetas de tipo terrestre, es justamente la importancia y responsabilidad (o no) que tienen los planetesimales en este asunto. Según nuestros resultados, podemos describir dos escenarios para la acreción de agua: discos menos masivos en la zona interna forman planetas con bajos contenidos de agua mientras que los discos más masivos forman mundos de agua. En el primer escenario los planetesimales son los principales responsables de los contenidos finales de agua mientras que en el segundo escenario encontramos planetas en los que los planetesimales son los que juegan el rol principal, y planetas en los que la responsabilidad de las cantidades finales de agua es debida a los embriones. Morbidelli et al. (2000) mostró que la mayor parte del agua de la Tierra fue acretada por algunos embriones asteroidales provenientes de más allá de  $2$ - $2.5$  ua, mientras que Raymond et al. (2007b) propuso que los planetas terrestres acretaron una cantidad de agua similar debido a algunos embriones ricos en agua pero debido

principalmente a millones de planetesimales. Sin embargo, las simulaciones de Raymond et al. (2007b) mostraron que la fracción de agua entregada por planetesimales es mucho mayor que la entregada por los embriones. A pesar de que las arquitecturas de nuestros sistemas planetarios son diferentes a las de los estudios de Morbidelli et al. (2000) y Raymond et al. (2007b) debido fundamentalmente a que nosotros no consideramos la formación de planetas gigantes gaseosos, los resultados del primer escenario de nuestras simulaciones presenta la misma tendencia que la de los resultados de Raymond et al. (2007b). Sin embargo, cuando la masa de la zona interna del disco aumenta, encontramos algunos resultados más consistentes con el trabajo de Morbidelli et al. (2000) y otros más consistentes con el trabajo de Raymond et al. (2007b).

Por otro lado, Raymond et al. (2005) analizaron la formación de planetas terrestres en discos con distintos perfiles de densidad superficial. Estos autores consideraron perfiles que varían como  $R^{-\gamma}$  con  $\gamma = 0.5, 1.5, \text{ y } 2.5$ . En este escenario, las masas individuales de los embriones de la región externa son más altas para valores más bajos de  $\gamma$ . Estos autores encontraron que, cuanto mayor es la masa de los embriones de la región externa, más eficiente es la dispersión de planetesimales ricos en agua en todo el disco. Por este motivo Raymond et al. (2005) sugirieron que la entrega de agua en planetas de la zona interna es más eficiente para perfiles con  $\gamma = 0.5$  que para perfiles con  $\gamma = 1.5$ . En nuestras simulaciones, es al revés. Las masas individuales de los embriones externos son más altas cuanto más alto es el valor de  $\gamma$ . En consecuencia, este escenario permite una mayor mezcla de material, entregando agua en la zona interna del disco mediante la dispersión de embriones y planetesimales ricos en agua. De esta manera, si bien los valores de  $\gamma$  no concuerdan, ambos estudios, tanto el nuestro como el de Raymond et al. (2005) concuerdan en que los sistemas con embriones externos más masivos son los más eficientes entregadores de agua hacia las zonas internas.

Con respecto a los resultados del estudio E2 es importante destacar que aún utilizando condiciones iniciales más realistas, provistas por un código semianalítico de formación planetaria durante la etapa gaseosa, todas nuestras simulaciones fueron capaces de formar planetas en la ZH. Recordemos que, si bien la comparación la realizamos con escenarios con  $\gamma = 1.5$  únicamente, las configuraciones finales de los sistemas planetarios, tanto de los formados a partir de condiciones iniciales arbitrarias (E1) como éstos, son global y cualitativamente similares.

A pesar de las similitudes globales, hemos encontrado ciertas diferencias en los análisis pormenorizados de la eyección de material, acreción de agua, y escalas de tiempo de acreción de agua. Por ejemplo, la masa de agua acretada por los planetas de tipo terrestre de la ZH es aproximadamente un factor 1.9 a 4 veces mayor que la acretada por los planetas del E1 que sobreviven en dicha región. Además, las fuentes de agua también son distintas entre ambos resultados. Los embriones son los mayores responsables de la cantidad de agua final en mundos de agua del 1<sup>er</sup> set, pero para dos de los planetas del 2<sup>do</sup> set, los responsables son los embriones y los planetesimales en partes iguales.

Teniendo en cuenta estas diferencias y todas las mencionadas durante el desarrollo del trabajo, entendemos que el uso de condiciones iniciales más realistas en el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos para el estudio de la formación de planetas de tipo terrestre es fundamental para poder obtener un mejor modelado de estos objetos, no sólo en cuanto a sus masas finales sino también en cuanto a sus contenidos finales de agua. Aún así es importante

destacar las limitaciones del modelo utilizado en este capítulo y que, como veremos más adelante en el capítulo 6, varias serán abordadas.

En particular el código semianalítico utilizado para generar las distribuciones de embriones y planetesimales al final de la etapa gaseosa no contempla la posible acreción de gas por parte de los embriones, en particular porque las masas de los embriones son bajas como para poder generar diferencias significativas. Por otro lado, el modelo no incluye los efectos de la fragmentación de planetesimales y tampoco incluye la migración tipo I para los embriones. El cálculo de las interacciones gravitatorias entre embriones y planetesimales durante la etapa gaseosa tampoco ha sido considerada y puede afectar significativamente los resultados finales. Además, diferentes tamaños de planetesimales pueden dar lugar a diferentes perfiles de densidad superficial de planetesimales finales. Recordemos que en nuestras simulaciones siempre consideramos planetesimales de 10 km. Por otro lado, la consideración de tratamientos más realistas de las colisiones, que consideren posibles pérdidas de agua y masa durante las fusiones tanto durante la etapa gaseosa de formación como durante la etapa post-gas mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos, puede dar lugar a un mejor entendimiento de otros aspectos del planeta, como ser los procesos de diferenciación, composición, determinación de núcleos y mantos, etc (Marcus et al., 2010; Chambers, 2013; Bonsor et al., 2015). De la misma manera, un mejor conocimiento de la historia de acreción de los planetas permitirá entender la evolución de las atmósferas (Inamdar & Schlichting, 2015), dado que los impactos con embriones y planetesimales pueden generar pérdidas significativas de masa atmosférica durante el proceso de formación.

## 5.8 Conclusiones generales del capítulo

Durante este capítulo hemos desarrollado dos trabajos o estudios asociados: el primero (E1) con el objetivo de estudiar la diversidad de sistemas planetarios que pueden formarse en discos de baja masa, alrededor de estrellas de tipo solar y sin planetas gigantes gaseosos, variando la pendiente que define la cantidad de masa en la zona interna del disco, del perfil de densidad superficial de sólidos. Para este estudio se utilizaron condiciones iniciales arbitrarias. Se consideraron discos de  $M_d = 0.03M_\odot$  siguiendo el trabajo de Miguel et al. (2011) que sugiere que discos con estas masas no son capaces de formar planetas gigantes. Se consideraron tres valores distintos para los perfiles de densidad de sólidos y se desarrollaron simulaciones de N-cuerpos.

Los resultados globales del estudio E1 son:

- Todas las simulaciones realizadas en los tres escenarios formaron planetas en la ZH.
- Escenarios con  $\gamma = 0.5$  produjeron tres planetas en la ZH con masas de entre  $0.03M_\oplus$  a  $0.1M_\oplus$  y contenidos de agua entre 0.2 OT y 16 OT. Sus masas son insuficientes para el desarrollo de tectónica de placas y para mantener una atmósfera por largos períodos de tiempo, por lo que no son considerados de interés, a menos que se los considere como laboratorios para el estudio de planetas como Marte.

- Escenarios con  $\gamma = 1$  formaron tres planetas en la ZH con masas entre  $0.18M_{\oplus}$  y  $0.52M_{\oplus}$  y contenidos de agua de entre 34 OT a 167 OT. Las masas de estos planetas son acordes para ser considerados como potencialmente habitables.
- Escenarios con  $\gamma = 1.5$  formaron cuatro planetas en la ZH con masas entre  $0.66M_{\oplus}$  y  $2.21M_{\oplus}$ , y contenidos de agua entre 192 OT a 2326 OT. Este es el único escenario que logró formar mundos de agua, provenientes de las regiones externas del disco.
- Todos los escenarios muestran evidencias de la existencia del fenómeno de la fricción dinámica y la migración, que prevalece para los cuerpos de mayor masa.
- El mecanismo de remoción de material más eficiente es siempre, y en todos los casos, el mecanismo de acreción.
- Los embriones son los principales responsables de los contenidos de agua de los mundos de agua de la ZH del 1<sup>er</sup> set, mientras que los planetesimales juegan un rol secundario.
- Nuestros resultados sugieren que el proceso de acreción de agua es más eficiente para escenarios con perfiles empinados que para escenarios con perfiles más chatos.
- Finalmente, analizando las masas y contenidos finales de agua de los planetas de la ZH, concluimos en que los escenarios con  $\gamma = 1$  y  $\gamma = 1.5$  producen los escenarios más interesantes desde un punto de vista astrobiológico.

El segundo estudio (E2) se hizo con el objetivo principal de analizar la sensibilidad de los resultados de simulaciones utilizando condiciones iniciales arbitrarias y condiciones iniciales más realistas provistas a partir de un código semianalítico de formación planetaria.

Los resultados globales del estudio E2 son:

- El número de planetas formados en la ZH no es sensible a las condiciones utilizadas. Cualitativamente escenarios formados por condiciones iniciales arbitrarias y escenarios formados por condiciones iniciales más realistas forman similares sistemas planetarios.
- Las diferencias más importantes entre los dos sets de simulaciones desarrolladas están asociadas a las historias de acreción de los planetas de la ZH y estas discrepancias están principalmente relacionadas a la acreción de material rico en agua.
- Los planetas tipo Tierras se forman in situ pero presentan altos contenidos de agua.
- Los PRA (o mundos de agua) se dividen en dos grupos: los planetas que provienen originalmente de las zonas externas del disco y migran hacia las zonas internas, o planetas que crecen in situ (tipo Tierras) en las regiones internas pero acretan embriones ricos en agua de las zonas externas.
- Para los mundos de agua en la ZH del 2<sup>do</sup> tanto embriones como planetesimales son los responsables, en partes iguales, de los contenidos finales de agua de dos de ellos, mientras que para el tercero, el rol más importante lo cumplen los embriones.
- Para los planetas de tipo terrestre que se forman en la ZH y en todas las simulaciones, la acreción de planetesimales ricos en agua es la fundamental causa de los contenidos finales de agua en estos planetas.

- Todos estos planetas, además, acretan la mayor cantidad de agua final que poseen en épocas tardías, cuando ya se han formado en un 75 %.

Finalmente, concluimos en que la consideración de condiciones iniciales más realistas es imprescindible si se quiere modelar con mayor detalle la formación de planetas terrestres en la ZH. El uso de herramientas que permitan modelar mejor las etapas tempranas de formación pueden dar lugar a más detalladas historias de acreción, y por ende contenidos de agua más realistas.





# 6

## FORMACIÓN DE SISTEMAS PLANETARIOS ANÁLOGOS AL SISTEMA SOLAR MEDIANTE UN ANÁLISIS DE SÍNTESIS POBLACIONAL

---



*“... no siento obligación moral ni legal de tomar una decisión diferente respecto a guardar en secreto mi matrimonio. La legislación actual sobre las mujeres casadas es ridícula ...”*

Ruby Paine-Scott

### Índice

---

<b>6.1. Motivación</b>	<b>106</b>
<b>6.2. Descripción de nuestro modelo de formación planetaria</b>	<b>107</b>
6.2.1. Estructura del disco protoplanetario	108
6.2.2. Crecimiento y evolución orbital de la población de embriones	112
6.2.3. Distribución de agua en embriones y planetesimales	122
<b>6.3. Condiciones Iniciales</b>	<b>123</b>
6.3.1. Escenarios y parámetros libres	123
6.3.2. El tiempo de disipación del disco	126
<b>6.4. Resultados</b>	<b>128</b>
6.4.1. Resultados Generales	128
6.4.2. Sistemas Análogos al Sistema Solar	133
6.4.3. Diagrama masa vs. semieje mayor para la síntesis poblacional	148
<b>6.5. Discusión: Limitaciones del modelo</b>	<b>149</b>
<b>6.6. Conclusiones generales del capítulo</b>	<b>152</b>

---

En este capítulo mostraremos las mejoras realizadas al código de formación planetaria descrito en el capítulo 4, que fue luego utilizado para un estudio de síntesis poblacional con el objetivo de formar Sistemas Planetarios Análogos al Sistema Solar.

## 6.1 Motivación

---

Por mucho tiempo, el estudio de los planetas estuvo restringido únicamente a los de nuestro Sistema Solar. Sin embargo esta situación cambió drásticamente a partir del descubrimiento del primer exoplaneta orbitando a una estrella de tipo solar, 51 Peg b, en 1995 (Mayor & Queloz, 1995). Este planeta, que fue nombrado como Didimium por la Unión Internacional de Astronomía en Diciembre de 2015, es lo que conocemos como un planeta tipo Júpiter caliente, un planeta gigante gaseoso que orbita muy cerca de su estrella anfitriona. A partir de este descubrimiento, el campo de la astronomía observacional asociada a la búsqueda de exoplanetas ha crecido exponencialmente como podemos ver en la figura 2.1 del capítulo 2, dando lugar al descubrimiento de una gran diversidad de exoplanetas de todo tipo y alrededor de distintos tipos de estrellas.

Del total de los exoplanetas descubiertos hasta la fecha, podemos encontrar una gran diversidad de objetos: planetas tipo Júpiteres calientes y Júpiteres templados, Júpiter análogos, planetas gigantes gaseosos en órbitas muy extendidas, Neptunos Calientes, Súper-Tierras, etc. Muchos de estos planetas además forman parte de sistemas planetarios múltiples que representan el estadio final de una serie de complejos procesos de formación. Todos estos descubrimientos han desencadenado muchos estudios teóricos sobre la formación y evolución de sistemas planetarios antes no desarrollados. Durante más de una década, se desarrollaron muchos modelos de formación planetaria para estudiar la formación de sistemas planetarios. Uno de los mecanismos para estudiar la formación es combinar el uso de estos modelos con estudios de síntesis poblacionales que tienen como principal objetivo el poder reproducir las principales características de la muestra observada de exoplanetas y para poder entender mejor los procesos de formación de diversos tipos de sistemas planetarios.

Los primeros modelos de síntesis poblacional fueron desarrollados por los trabajos pioneros de Ida & Lin (2004a,b, 2005, 2008a,b). En estos trabajos, los autores pudieron reproducir numéricamente muchas de las propiedades observadas de la población de exoplanetas, especialmente, el diagrama masa vs. semieje mayor (Diagrama M-a). Thommes et al. (2008) estudiaron la formación de sistemas planetarios con un modelo híbrido, incluyendo interacciones gravitatorias entre los embriones con el objetivo de conectar un sistema planetario ya formado con las propiedades del disco protoplanetario del cual se formó. Estos autores encontraron que los sistemas planetarios análogos al Sistema Solar son poco comunes. Estos sistemas pueden formarse cuando las escalas de tiempo de formación de los planetas gigantes son similares a las escalas de tiempo de disipación del disco de gas, experimentando únicamente migración tipo I y para discos masivos. Por otro lado, Miguel et al. (2011) encontraron que la formación de sistemas análogos al Sistema Solar puede no ser tan rara en la vecindad solar, donde la formación de dichos sistemas se ve favorecida por la existencia de discos masivos. Sin embargo, Miguel et al. (2011) no estudiaron el crecimiento post-oligárquico de los planetas ni la evolución a largo plazo de estos sistemas planetarios. Más recientemente, Alibert et al. (2013) introdujeron una distribución de embriones calculando las interacciones gravitatorias en sus modelos de síntesis poblacional (Alibert et al., 2005; Mordasini et al., 2009; Fortier et al., 2013) que calcula previamente la síntesis poblacional de sistemas plane-

tarios pero considerando un único planeta por cada disco. Estos autores también muestran que las principales propiedades observadas en el diagrama M-a de los exoplanetas pueden ser reproducidas, particularmente enfocándose en los planetas de baja masa. Luego, Pfyffer et al. (2015) utilizó los resultados de Alibert et al. (2013) como condiciones iniciales para calcular la evolución a largo plazo de los sistemas planetarios de la síntesis poblacional, pero sin incluir en sus estudios a una población remanente de planetesimales y considerando sólo de 10 a 20 embriones por cada sistema planetario. Ellos encontraron que el diagrama M-a no experimenta cambios significativos debido a considerar la evolución de estos sistemas a largo plazo, pero encontraron que las distribuciones de excentricidades de dichos sistemas no coinciden con las observadas. Ida et al. (2013) también incluyó el cálculo de las interacciones gravitatorias entre embriones en sus modelos de síntesis poblacional utilizando una aproximación de Monte Carlo (no calculando las órbitas de los cuerpos). Estos autores lograron reproducir tanto el diagrama M-a como el diagrama masa vs. excentricidad. Sin embargo, en la mayoría de los casos, la evolución de la población de planetesimales es tratada de forma muy simple y no es tomada en cuenta en el cálculo de la evolución de los sistemas a largo plazo.

El objetivo de este capítulo es, por un lado, mejorar el código semianalítico de formación planetaria durante la etapa gaseosa, cuyas bases fueron descritas en el capítulo 4, para obtener un código que nos permita encontrar resultados más realistas al final de la etapa gaseosa de formación. Por otro lado, la automatización de este código nos permitirá hacer un análisis de síntesis poblacional para encontrar los parámetros del disco protoplanetario con los cuales podamos obtener distribución de planetas y planetesimales de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar (SASS), para, finalmente en el próximo capítulo, desarrollar simulaciones de N-cuerpos y estudiar la etapa post-gas de formación.

## 6.2 Descripción de nuestro modelo de formación planetaria

En esta sección explicamos las mejoras realizadas al código semianalítico descrito en el capítulo 4 basado en los trabajos de Brunini & Benvenuto (2008); Guilera et al. (2010, 2011, 2014) y que a partir de ahora denominamos PLANETALP. Este código describe la evolución temporal de un sistema planetario durante la etapa gaseosa e incorpora muchos de los fenómenos físicos más relevantes para la formación de sistemas planetarios. PLANETALP es un código desarrollado casi completamente en FORTRAN 95/2003 y tiene la ventaja de estar programado en forma modular. Este mecanismo de programación tiene la ventaja de poder *encender* o *apagar* los diversos fenómenos físicos, según la elección del usuario<sup>1</sup>. Además, programar en esta forma permite que el código sea mucho más accesible y fácil de manejar, permitiendo que en un futuro, distintos autores puedan aportar distintos y nuevos fenómenos por medio del desarrollo de subrutinas sin tener necesidad de acceder a todo el resto del código, lo que muchas veces dificulta la tarea de quien deba usarlo y además da lugar a la generación de mayor cantidad de errores.

<sup>1</sup>Si bien por el momento esta versión de PLANETALP no es libre, la intención en un futuro, una vez que esté acondicionado, es poder compartirlo libremente con el resto de la comunidad.

PLANETALP presenta un disco protoplanetario que está caracterizado por dos componentes: una componente gaseosa, que evoluciona, a diferencia del código *base* descrito previamente en el capítulo 4<sup>II</sup>, debido a un disco de acreción viscosa y debido al proceso de fotoevaporación, y una componente sólida, representada por una población de planetesimales que es afectada por la acreción y eyección por parte de los embriones, y por la migración o deriva radial afectada por el arrastre que se genera con la interacción con el gas. Además, el modelo presenta una población de embriones que también es parte de la componente sólida del disco y que crece por la acreción de planetesimales, por la acreción de otros embriones y por la acreción de gas.

En las secciones siguientes describiremos las mejoras realizadas a PLANETALP a partir de las versiones antes mencionadas (Brunini & Benvenuto, 2008; Guilera et al., 2010, 2011, 2014).

### 6.2.1 Estructura del disco protoplanetario

La componente gaseosa está caracterizada por un perfil de densidad superficial  $\Sigma_g(R)$ , donde  $R$  denota la coordenada radial en el plano medio del disco, y la componente sólida representada por la población de planetesimales, está caracterizada por un perfil de densidad superficial  $\Sigma_p(R)$ . A pesar de que nuestro modelo permite, como hemos mencionado en el capítulo 4 el uso de una distribución de tamaños discretos para los planetesimales, consideraremos un sólo tamaño de planetesimal durante toda la evolución de un sistema planetario. Tanto  $\Sigma_g(R)$  como  $\Sigma_p(R)$  determinan la distribución de la masa disponible a lo largo de todo el disco protoplanetario. En este trabajo, como en capítulos anteriores y como en muchos otros estudios (de Elía et al., 2013; Ronco et al., 2015; Dugaro et al., 2016; Salvador Zain et al., 2017), consideraremos el perfil de densidad superficial de gas propuesto por Andrews et al. (2010) y que viene dado por la siguiente ecuación, que es la misma que la ecuación 5.1 también utilizada durante los estudios del capítulo 5

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_g^0 \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left( \frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma}}, \quad (6.1)$$

donde  $R_c$  es el radio característico del disco,  $\gamma$  el exponente que representa la pendiente del perfil y  $\Sigma_g^0$  una constante de normalización dada por la ecuación 5.2 que es función de la masa del disco  $M_d$ , de  $R_c$  y de  $\gamma$ , y que se obtiene de integrar la ecuación anterior sobre el area total del disco. Asumiendo que la metalicidad del disco es igual a la de la estrella central en toda su extensión, y considerando que el polvo sedimenta y se coagula muy rápidamente para formar planetesimales en el plano medio, es que la densidad superficial de planetesimales viene dada por

$$\Sigma_p(R) = \Sigma_p^0 \eta_{\text{Hielo}} \left( \frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left( \frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma}}, \quad (6.2)$$

donde  $\Sigma_p^0 = z_0 \Sigma_g^0 10^{[\text{Fe}/\text{H}]}$  es una constante de normalización, con  $z_0 = 0.0153$  la abundancia primordial de elementos pesados en el Sol (Lodders et al., 2009), y  $[\text{Fe}/\text{H}]$  la metalicidad

<sup>II</sup>Recordemos que la componente gaseosa del disco en el código semianalítico descrito previamente en el capítulo 4 se disipa exponencialmente.

estelar. Dado que consideramos a la estrella central como una estrella de tipo solar,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ .  $\eta_{\text{Hielo}}$  es un parámetro que representa el aumento en la densidad superficial de sólidos debido a la condensación del agua por detrás de la línea de hielo, usualmente a  $170^\circ \text{ K}$  dado por

$$\eta_{\text{Hielo}} = \begin{cases} 1 & \text{si } R \geq R_{\text{Hielo}}, \\ \frac{1}{\beta} & \text{si } R < R_{\text{Hielo}}. \end{cases} \quad (6.3)$$

En trabajos anteriores hemos considerado que el salto en la densidad superficial de sólidos representado por el parámetro  $\beta$ , era igual a 4, siguiendo el trabajo de Hayashi (1981). Sin embargo más tarde, Lodders (2003) encontró que este valor sería más cercano a 2, en vez de a 4. Debido al desconocimiento exacto respecto a cuál es el verdadero valor de este salto en la densidad superficial de sólidos es que en esta oportunidad consideraremos a  $\beta$  como un parámetro libre del modelo.

### 6.2.1.1 Evolución de la componente gaseosa

La evolución de la componente gaseosa incluye el tratamiento de la acreción viscosa del disco (Pringle, 1981), incorporado al modelo por primera vez por Guilera (2016) y Ronco et al. (2016) y luego utilizado por Guilera & Sándor (2017); Zanardi et al. (2017); Guilera et al. (2017); Ronco et al. (2017). Además, en esta tesis incorporamos el proceso de fotoevaporación.

La evolución temporal de la densidad superficial de gas está representada por una ecuación de difusión dada por

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} \left( \nu \Sigma_g R^{1/2} \right) \right] + \dot{\Sigma}_w(R), \quad (6.4)$$

donde  $\nu = \alpha c_s H_g$  representa la viscosidad de Shakura & Sunyaev (Shakura & Sunyaev, 1973) con  $\alpha$  una constante adimensional a lo largo de todo el disco,  $c_s$  la velocidad del sonido,  $H_g$  la escala de altura del disco, y  $\dot{\Sigma}_w(R)$  el sumidero que representa al proceso de fotoevaporación. La velocidad del sonido viene dada por

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_g k_B T}{\mu_{\text{H}_2} m_{\text{H}_2}}}, \quad (6.5)$$

donde  $\gamma_g = 5/3$ ,  $k_B$  es la constante de Boltzmann, y  $\mu_{\text{H}_2}$  y  $m_{\text{H}_2}$  son el peso molecular y la masa molecular del hidrógeno molecular, respectivamente. Siguiendo los trabajos de Hayashi (1981) e Ida & Lin (2004a), consideramos un perfil de temperatura dado por

$$T = 280 \left( \frac{R}{1 \text{ ua}} \right)^{-1/2} \text{ K}, \quad (6.6)$$

donde, según esta expresión,  $R_{\text{Hielo}}$  se define como 2.7 ua. Finalmente, la escala de altura del disco viene dada por

$$H_g = \frac{\sqrt{2}c_s}{\Omega_k} \quad (6.7)$$

donde  $\Omega_k$  es la frecuencia kepleriana. Es importante mencionar que estamos considerando un “flare disk”<sup>III</sup> y no un disco plano, donde  $H_g \propto R^{5/4}$ .

El término  $\dot{\Sigma}_w(R)$  representa la tasa de fotoevaporación. Es sabido que existen diversos regímenes de fotoevaporación que dependen principalmente de cuál es la fuente que emite irradiación. La fuente puede ser la estrella central (Dullemond et al., 2007; D’Angelo & Marzari, 2012) o pueden ser estrellas externas que irradian el ambiente en el cual se forma el disco protoplanetario (Veras & Armitage, 2004). Si nuestro Sol fue formado en un ambiente densamente poblado por estrellas, esta alta densidad estelar pudo haber dado lugar a encuentros con otras estrellas que pudieron afectar y modificar el tamaño del disco debido a la fotoevaporación (ver Moro-Martín et al., 2008, y más referencias en el mismo.). Sin embargo, dado que hasta el momento el verdadero ambiente en el cual se formó nuestro Sistema Solar está aún en discusión, y debido a que la fotoevaporación por parte de la estrella central es probablemente el proceso que más afecta a la región de formación planetaria, sobre todo en las regiones más internas del disco, es que sólo consideramos este tipo de régimen.

Siguiendo el modelo de Dullemond et al. (2007), también adoptado por D’Angelo & Marzari (2012),  $\dot{\Sigma}_w(R)$  viene dado por

$$\dot{\Sigma}_w(R) = \begin{cases} \dot{\Sigma}_w^g \exp\left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{R_g}{R}\right)\right] \left(\frac{R_g}{R}\right)^2 & \text{si } R \leq R_g, \\ \dot{\Sigma}_w^g \left(\frac{R_g}{R}\right)^{5/2} & \text{si } R > R_g, \end{cases} \quad (6.8)$$

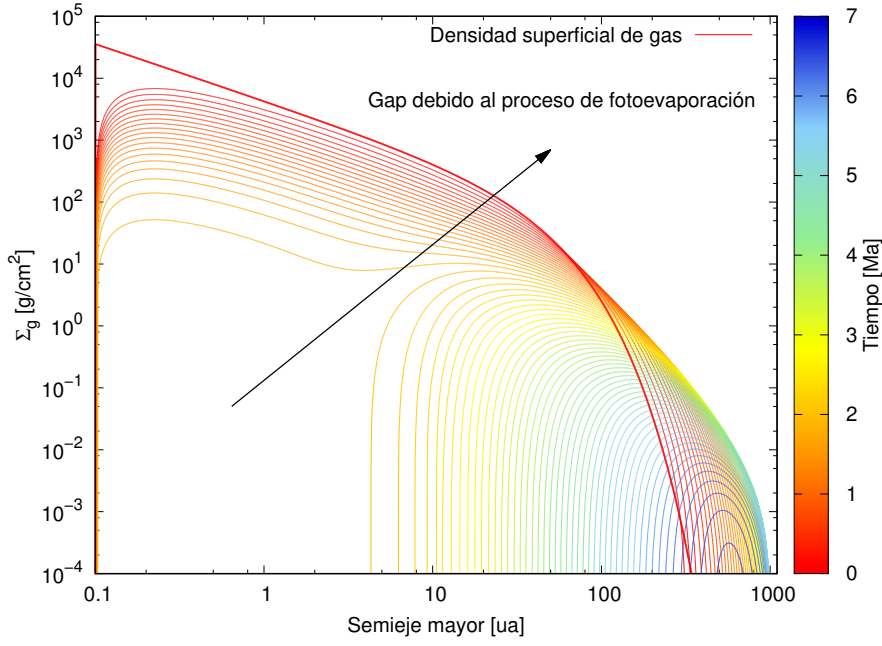
donde  $R_g$  es la distancia sobre el plano medio del disco más allá de la cual el gas en la superficie está desacoplado. La tasa de fotoevaporación en  $R_g$  está representada por  $\dot{\Sigma}_w^g$  y viene dada por

$$\dot{\Sigma}_w^g = 1.16 \times 10^{-11} f_{41}^{0.5} \left(\frac{1\text{ua}}{R_g}\right)^{1.5} \frac{M_\odot}{\text{ua}^2\text{año}}, \quad (6.9)$$

donde  $f_{41}$  es la tasa de fotones ionizantes EUV emitidos por la estrella en unidades de  $10^{41}\text{s}^{-1}$ . En general,  $R_g$  es considerado como 10 ua para una estrella de masa solar.

La ecuación 6.4 se resuelve en un disco definido entre 0.1 ua y 1000 ua, usando una grilla de 5000 bins radiales equiespaciados logarítmicamente. Además, es importante destacar que consideramos que el disco se disipa cuando la masa de gas es menor a  $10^{-6} M_\odot$ . La figura 6.1 muestra, para un disco con  $M_d = 0.13M_\odot$ ,  $\gamma = 0.92$ ,  $R_c = 34$  ua y  $\alpha = 1.1 \times 10^{-3}$ , la evolución temporal de la componente gaseosa representada por la escala de colores. El perfil inicial, representado por la curva roja más ancha, va disminuyendo y extendiéndose hacia atrás, debido a la conservación del momento angular, a medida que pasa el tiempo. Los perfiles de densidad superficial pueden verse representados cada 0.1 Ma. En menos de

<sup>III</sup>La traducción literal de “flare disk” como “disco de flama” no permite interpretar el significado correcto de la expresión en inglés, que es la de un disco cuya escala de altura aumenta a medida que nos alejamos de la estrella central de manera no constante.



**Figura 6.1.** Evolución de la densidad superficial de gas de un disco protoplanetario con  $M_d = 0.13M_\odot$ ,  $\gamma = 0.92$ ,  $R_c = 34$  ua y  $\alpha = 1.1 \times 10^{-3}$ . La escala de colores representa la evolución temporal del perfil, que puede verse representado cada 0.1 Ma.

$\sim 2$  Ma se abre una brecha en la densidad de gas debido al proceso de fotoevaporación, liberando de gas la zona interna del disco dentro de las  $\sim 3$  ua. Esta brecha va creciendo hacia afuera con el tiempo hasta disiparse completamente en  $\sim 6.65$  Ma.

### 6.2.1.2 Evolución de la población de planetesimales

En nuestro modelo la población de planetesimales evoluciona por el arrastre de los planetesimales debido al gas nebular, incluyendo los regímenes de Epstein, Stokes y cuadrático, y por la acreción y eyección debido a los embriones. También consideramos que la evolución de las excentricidades e inclinaciones se deben a dos procesos importantes: la excitación gravitatoria de los planetesimales por los embriones (Ohtsuki et al., 2002), y el amortiguamiento de los planetesimales debido a que se encuentran inmersos en un disco de gas (Rafikov, 2004; Chambers, 2008). El tratamiento de estos dos procesos, que podemos encontrar en Guilera et al. (2014), ya fue descrito detalladamente en el capítulo 4. Luego, la evolución temporal de la densidad superficial de planetesimales se modela mediante una ecuación de continuidad dada por

$$\frac{\partial \Sigma_p(R)}{\partial t} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [R v_{\text{mig}}(R) \Sigma_p(R)] = \dot{\Sigma}_p^{\text{ac}}(R) + \dot{\Sigma}_p^{\text{eyec}}(R), \quad (6.10)$$

donde  $v_{\text{mig}}$  es la velocidad de migración de los planetesimales, y  $\dot{\Sigma}_p^{\text{ac}}(R)$  y  $\dot{\Sigma}_p^{\text{eyec}}(R)$  representan los sumideros debido a la acreción por embriones y debido a la eyección de planetesimales por embriones, respectivamente.

En este trabajo incorporamos dos tipos de tasas de eyección de planetesimales que juegan diferentes roles, sin embargo, es importante destacar que ambas consideran que



los planetesimales eyectados son directamente removidos del sistema planetario y no son reubicados en diferentes órbitas. El sumidero de eyección es entonces

$$\dot{\Sigma}_p^{\text{eyec}}(R) = \dot{\Sigma}_p^{\text{disp}}(R) + \dot{\Sigma}_p^{\text{ey}}(R). \quad (6.11)$$

La primera tasa de eyección,  $\dot{\Sigma}_p^{\text{disp}}(R)$ , considera la tasa de eyección de planetesimales propuesta por Ida & Lin (2004a) y también adoptada por Alibert et al. (2005), que tiene en cuenta la probabilidad de que los planetesimales sean dispersados durante los encuentros cercanos que sufren con embriones, en vez de ser acretados por los mismos, y viene dada por

$$\dot{\Sigma}_p^{\text{disp}}(R) = \frac{1}{4} \left( \frac{a_P M_P}{M_\star \tilde{R}_N} \right)^2 \dot{\Sigma}_p^{\text{ac}}(R), \quad (6.12)$$

donde  $a_P$  y  $M_P$  son el semieje y la masa total del planeta, respectivamente, y  $\tilde{R}_N$  es el radio de captura extendido del planeta (describiremos las características de este radio en la próxima sección y contaremos particularmente cómo se calcula). La segunda tasa de eyección,  $\dot{\Sigma}_p^{\text{ey}}(R)$ , considera la eyección de planetesimales que alcanzan valores de la excentricidad mayores a 0.99. Mientras el disco de gas evoluciona, la densidad superficial de gas disminuye, y debido a esto, las excentricidades de los planetesimales que se encuentran en las vecindades de planetas masivos dejan de ser amortiguadas de manera eficiente por el gas, y por lo tanto, aumentan considerablemente. Es en este preciso momento en que  $\dot{\Sigma}_p^{\text{ey}}(R)$  se vuelve efectiva. Así como en el trabajo de Laakso et al. (2006), consideramos que la probabilidad de que una partícula sea eyectada por unidad de tiempo es constante, lo que implica que

$$\dot{\Sigma}_p^{\text{ey}} = -\rho \Sigma_p, \quad (6.13)$$

donde adoptamos valores arbitrarios de  $\rho$  entre  $0.001 \text{ años}^{-1}$  y  $0.01 \text{ años}^{-1}$ . Estos valores representan la eyección del 0.1 % y 1 %, respectivamente, de la cantidad de planetesimales disponibles en cada bin radial alrededor de planeta en cada paso temporal. Cabe destacar que no encontramos diferencias en los resultados finales teniendo en cuenta estos distintos porcentajes.

Para resolver la ecuación 6.10 se utiliza, como mencionamos en el capítulo 4, un método implícito considerando como condición de borde que la densidad es igual a cero en el borde externo del disco, es decir, en el último bin radial. Además, el paso evolutivo de nuestro modelo está restringido a que en cada paso temporal no haya cambios mayores al 10 % de la densidad superficial de sólidos en cada bin radial.

---

## 6.2.2 Crecimiento y evolución orbital de la población de embriones

Al comienzo de nuestro modelo, además de la población de planetesimales, una población de embriones se encuentra inmersa en el disco protoplanetario. En esta sección describimos los detalles del crecimiento de esta población y de su evolución orbital.

<b>6.2.2.1</b>	Acreción de sólidos por los embriones
----------------	---------------------------------------

Los embriones crecen en el régimen oligárquico, y la acreción de planetesimales por parte de los embriones se describe mediante la aproximación de la *partícula en una caja* (Inaba et al., 2001), ya descrita en detalle en el capítulo 4. La tasa de acreción de planetesimales, que da lugar al crecimiento del núcleo de cada embrión, viene dada por

$$\frac{dM_N}{dt} = \frac{2\pi\Sigma_p(a_P)R_H^2}{P} P_{\text{col}}. \quad (6.14)$$

En esta ecuación  $M_N$  es la masa del núcleo,  $\Sigma_p(a_P)$  la densidad superficial de planetesimales en la ubicación del embrión o planeta,  $R_H$  el radio de Hill,  $P$  el período orbital, y  $P_{\text{col}}$  la probabilidad de colisión.  $P_{\text{col}}$  es una función del radio de captura extendido  $\tilde{R}_N$ , el radio de Hill del planeta, y la velocidad relativa de planetesimales

$$P_{\text{col}} = P_{\text{col}}(\tilde{R}_N, R_H, v_{\text{rel}}). \quad (6.15)$$

Es importante describir con un poco más de detalle quién es el radio de captura extendido. Cuando un embrión o protoplaneta sin envoltura comienza a crecer acretando planetesimales, su radio de captura debido al enfocamiento gravitatorio, que es mayor al radio geométrico del núcleo,  $R_N$ , viene dado por

$$\hat{R}_N = \sqrt{R_N^2 \left( 1 + \left( \frac{v_{\text{esc}}}{v_{\text{rel}}} \right)^2 \right)}, \quad (6.16)$$

donde  $v_{\text{esc}}$  es la velocidad de escape de su superficie y  $v_{\text{rel}}$  es la velocidad relativa entre el protoplaneta y el planetesimal que está siendo acretado. Sin embargo, cuando el embrión sólido alcanza la masa suficiente como para comenzar a ligar gas, la presencia de esta envoltura que va acretando tiene que ser considerada en el cálculo del radio de captura. Así como el enfocamiento gravitatorio, debido únicamente a la masa sólida del embrión, desvía la trayectoria del planetesimal, la envoltura gaseosa también hace lo mismo ya que los planetesimales que la atraviesan se ven afectados por la fricción del gas, lo que, sumado al enfoque gravitatorio aumenta el radio de captura, que ahora llamamos radio de captura extendido.

El hecho de que  $P_{\text{col}}$  sea función del radio de captura extendido  $\tilde{R}_N$  en vez de ser función del radio del núcleo  $R_N$  es debido justamente al hecho de que necesitamos considerar la fuerza viscosa experimentada por los planetesimales cuando entran a la envoltura gaseosa del planeta.

Aquí,  $v_{\text{rel}} = \sqrt{5e^2/8 + i^2/2} v_k$ , donde  $e$  representa a la excentricidad,  $i$  a la inclinación, y  $v_k$  a la velocidad kepleriana de la población de planetesimales (ver Guilera et al., 2010, o capítulo 4 para más detalles). Recordemos que los embriones evolucionan en órbitas circulares y coplanares durante toda la simulación.

Es importante remarcar que para poder determinar el radio de captura extendido es necesario resolver la estructura termodinámica de la envoltura del planeta, en particular,

conocer la densidad como función de la distancia al centro del planeta ( $\rho = \rho(r)$ , siendo  $r$  en este caso la distancia al centro del planeta). A diferencia de Guilera et al. (2010, 2014), PLANETALP no resuelve las ecuaciones de transporte y estructura para la envoltura. Para calcular el radio de captura extendido  $\tilde{R}_N$ , adoptamos el enfoque propuesto por Ormel & Kobayashi (2012) y Chambers (2014) en donde se resuelven las ecuaciones de estructura de la envoltura de manera analítica considerando una atmósfera radiativa (únicamente) y adoptando una luminosidad constante a lo largo de la misma. De esta manera, el radio de captura extendido puede estimarse según

$$\tilde{R}_N = \begin{cases} \frac{R_B}{1 + \frac{2W(\sigma_{\text{crit}}-1) + \ln(\sigma_{\text{crit}})}{\gamma_g}}, & \text{si } \sigma_{\text{crit}} \leq \sigma_t, \\ \frac{R_B}{\frac{R_B}{R_t} + \frac{4}{\gamma_g}(4W)^{1/3}(\sigma_{\text{crit}}^{1/3} - \sigma_t^{1/3})}, & \text{si } \sigma_{\text{crit}} > \sigma_t, \end{cases} \quad (6.17)$$

donde

$$\frac{R_B}{R_t} = 1 + \frac{2W(\sigma_t - 1) + \ln(\sigma_t)}{\gamma_g}, \quad (6.18)$$

$$W = \frac{3\kappa_e L P_{\text{neb}}}{64\pi\sigma_B G M_N T_{\text{neb}}^4}, \quad (6.19)$$

$$\sigma_t = \frac{1}{5W}, \quad (6.20)$$

$$\sigma_{\text{crit}} = \frac{\rho_p r_p v_{\text{rel}}^2}{3GM_N \rho_{\text{neb}}}, \quad (6.21)$$

$$L = \left( \frac{GM_N}{R_N} \right) \frac{dM_N}{dt}, \quad (6.22)$$

$$R_B = \frac{GM_N}{c_s^2}. \quad (6.23)$$

En las ecuaciones anteriores,  $R_B$  es el radio de Bondi del planeta, radio para el cual la velocidad térmica del gas se iguala a la velocidad de escape del planeta,  $L$  la luminosidad generada por el planeta debido a la acreción de planetesimales,  $G$  la constante de gravitación universal,  $R_N$  el radio del núcleo,  $\rho_p$  la densidad de planetesimales,  $\sigma_B$  la constante de Stefan-Boltzmann,  $\kappa_e = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  la opacidad de la envoltura, y  $P_{\text{neb}}, T_{\text{neb}}, \rho_{\text{neb}}$  la presión local, temperatura y densidad del gas nebuloso, respectivamente. La cantidad  $\sigma_{\text{crit}}$  es la razón entre la densidad necesaria para capturar una partícula y la densidad del gas  $\sigma_{\text{crit}} = \rho_{\text{crit}}/\rho_g$ ,  $\sigma_t$  es un valor de densidad umbral adimensional que especifica la transición entre el régimen casi isotérmico y el régimen en el cual domina la presión, y  $W$  es un parámetro adimensional para el cálculo de la estructura de la atmósfera. La forma de resolver las ecuaciones de estructura bajo la hipótesis de atmósfera radiativa, y la determinación de las ecuaciones 6.17 a 6.23 pueden encontrarse en el apéndice B del trabajo de Ormel & Kobayashi (2012).

<b>6.2.2.2</b>	Acreción de gas por los embriones
----------------	-----------------------------------

Mientras los embriones crecen, van reteniendo una envoltura gaseosa que es capaz de mantener el equilibrio hidrostático. Inicialmente, la tasa de acreción de gas es mucho menor que la tasa de acreción de planetesimales y por lo tanto, el núcleo del embrión crece mucho más rápido que su correspondiente envoltura gaseosa. Sin embargo, cuando el núcleo del planeta alcanza una cierta masa crítica, la acreción de gas se vuelve mucho más importante. Siguiendo el trabajo de Ida & Lin (2004a), la masa crítica viene dada por

$$M_{\text{crit}} \sim 10 \left( \frac{\dot{M}_{\text{N}}}{10^{-6} M_{\oplus} \text{año}^{-1}} \right)^{0.25} M_{\oplus}, \quad (6.24)$$

donde, como ya hemos visto,  $\dot{M}_{\text{N}}$  es la tasa de acreción de planetesimales. La tasa de acreción de gas puede ser estimada por medio de

$$\dot{M}_{\text{KH}} = \frac{dM_{\text{g}}}{dt} = \frac{M_{\text{P}}}{\tau_{\text{g}}} \quad (6.25)$$

donde  $M_{\text{P}}$  es la masa total del planeta y  $\tau_{\text{g}}$  es la escala de tiempo de crecimiento característica de Kelvin-Helmholtz de la envoltura de gas. Según los resultados del modelo de formación de planetas gigantes de Guilera et al. (2010, 2014), y siguiendo la prescripción propuesta por Ida & Lin (2004a),  $\tau_{\text{g}}$  se puede ajustar por medio de

$$\tau_{\text{g}} = 8.35 \times 10^{10} (M_{\text{P}}/M_{\oplus})^{-3.65} \text{años}. \quad (6.26)$$

Notemos que, a diferencia de Miguel et al. (2011), nosotros encontramos un valor diferente para el exponente en la dependencia con la masa del planeta de  $\tau_{\text{g}}$ . Estos autores encontraron un valor para el exponente de  $-4.89$ . La diferencia se debe a que el ajuste de la acreción de gas se ha realizado con modelos de formación de planetas gigantes ligeramente diferentes. Nosotros utilizamos los resultados provenientes de Guilera et al. (2010, 2014) mientras que Miguel et al. (2011) usaron los resultados de Fortier et al. (2009). La diferencia más importante entre estos modelos radica básicamente en que Fortier et al. (2009) no considera la evolución temporal de la densidad superficial de gas y por ende esta cantidad y la temperatura en el borde del planeta se mantienen constantes, mientras que Guilera et al. (2010, 2014) sí considera la evolución temporal de dichas cantidades. Es importante remarcar que  $\dot{M}_{\text{KH}}$  es una expresión válida siempre y cuando sea menor que la tasa máxima a la que el disco es capaz de entregarle gas al planeta, lo cual, siguiendo Mordasini et al. (2009), es

$$\dot{M}_{\text{disco}} = \frac{dM_{\text{g}}}{dt} = 3\pi\nu\Sigma_{\text{g}}(R). \quad (6.27)$$

Por lo tanto, consideramos que la tasa de acreción de gas efectiva es

$$\frac{dM_{\text{g}}}{dt} = \min[\dot{M}_{\text{KH}}, \dot{M}_{\text{disco}}]. \quad (6.28)$$

El proceso de acreción de gas por parte del planeta también es limitado si el planeta es

capaz de abrir una brecha o gap en el disco. A través de simulaciones hidrodinámicas de alta resolución, Tanigawa & Ikoma (2007) encontraron que la tasa de acreción de gas decrece significativamente cuando un planeta abre una brecha en el disco. A este caso se lo denomina “gap-limiting” o “límite de apertura de la brecha”. Siguiendo esta idea, Tanigawa & Ikoma (2007) desarrollaron una fórmula analítica para la tasa de acreción del gas, también adoptada por Xiao & Jin (2015) y dada por

$$\dot{M}_{\text{GP}} = \frac{dM_{\text{g}}}{dt} = \dot{A}\Sigma_{\text{ac}}, \quad (6.29)$$

donde

$$\dot{A} = 0.29 \left( \frac{H_{\text{g,P}}}{a_{\text{P}}} \right)^{-2} \left( \frac{M_{\text{P}}}{M_{\star}} \right)^{4/3} a_{\text{P}}^2 \Omega_{\text{k,P}} \quad (6.30)$$

con

$$\Sigma_{\text{ac}} = \Sigma(x = 2R_{\text{H}}), \quad (6.31)$$

y

$$\Sigma(x) = \begin{cases} \Sigma_{\text{g}} \exp \left[ - \left( \frac{x}{l} \right)^{-3} \right] & \text{si } x > x_{\text{m}}, \\ \Sigma_{\text{g}} \exp \left[ - \frac{1}{2} \left( \frac{x}{H_{\text{g,P}}} - \frac{5}{4} \frac{x_{\text{m}}}{H_{\text{g,P}}} \right)^2 \right] & \text{si } x \leq x_{\text{m}}, \\ + \frac{1}{32} \left( \frac{x_{\text{m}}}{H_{\text{g,P}}} \right)^2 - \left( \frac{x_{\text{m}}}{l} \right)^{-3} & \end{cases} \quad (6.32)$$

y  $l$  y  $x_{\text{m}}$  están definidos como

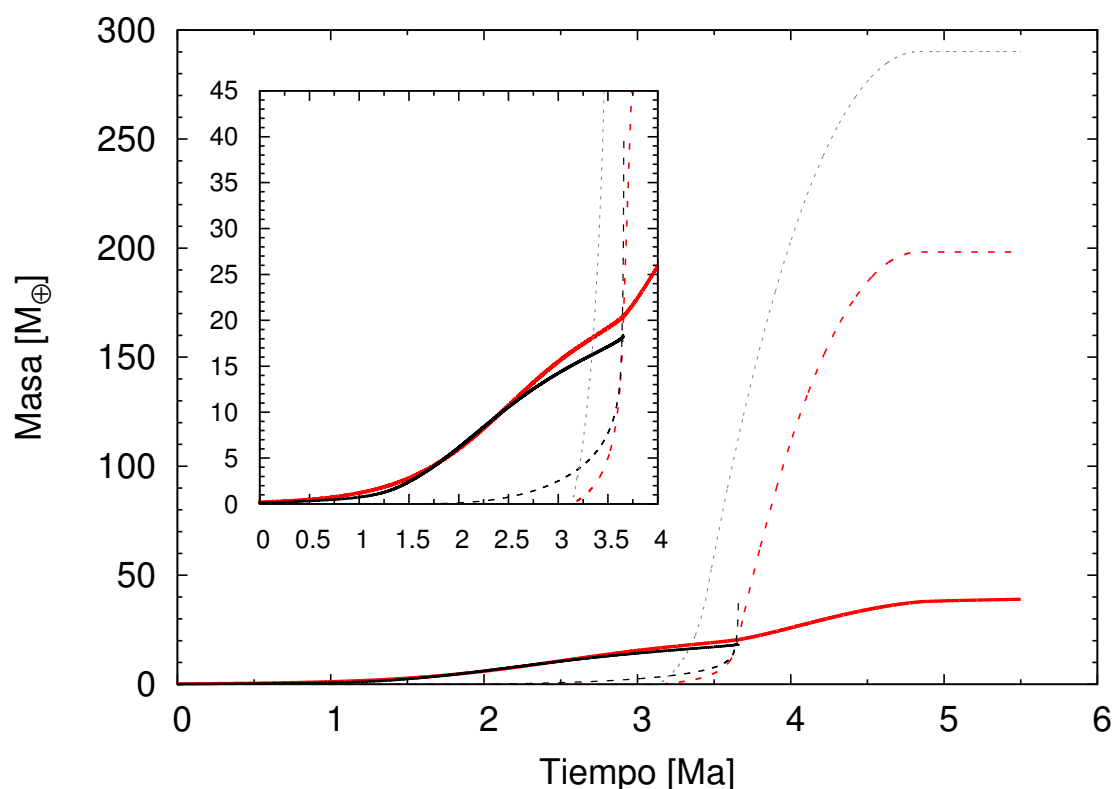
$$l = 0.146 \left( \frac{\nu}{10^{-5} a_{\text{P}}^2 \Omega_{\text{k,P}}} \right)^{-1/3} \left( \frac{M_{\text{P}}}{10^{-3} M_{\star}} \right)^{2/3} a_{\text{P}}, \quad (6.33)$$

$$x_{\text{m}} = 0.207 \left( \frac{H_{\text{g}}}{0.1 a_{\text{P}}} \frac{M_{\text{P}}}{10^{-3} M_{\star}} \right)^{2/5} \left( \frac{\nu}{10^{-5} a_{\text{P}}^2 \Omega_{\text{k,P}}} \right)^{-1/5} a_{\text{P}}, \quad (6.34)$$

donde  $M_{\star}$  es la masa de la estrella, y el subíndice P representa que es en la ubicación del planeta. Por lo tanto, la tasa de acreción de gas adoptada para limitar la acreción de gas luego de que el planeta abre una brecha en el disco se define como

$$\frac{dM_{\text{g}}}{dt} = \min[\dot{M}_{\text{KH}}, \dot{M}_{\text{disco}}, \dot{M}_{\text{GP}}]. \quad (6.35)$$

A modo de ejemplo, en la figura 6.2 graficamos una comparación para la formación *in situ* de un planeta gigante en 5 ua, entre el modelo de formación de planetas gigantes desarrollado por (Guilera et al., 2010, 2014) y el método de ajuste utilizado en PLANETALP. Para el primer caso, cuando la masa de la envoltura alcanza las  $\sim 40M_{\oplus}$ , el modelo de formación de planetas gigantes de Guilera et al. (2010, 2014) deja de ser capaz de resolver las ecuaciones de transporte y estructura para la envoltura y la simulación termina. Es importante notar que este modelo no tiene incorporada ninguna limitación en la acreción de gas. Podemos ver



**Figura 6.2.** Masa del núcleo (línea continua) y masa de la envoltura (línea a trazos) como función del tiempo, para la formación *in situ* de un planeta en 5 ua. Las líneas negras corresponden al modelo de formación de planetas gigantes desarrollado por Guilera et al. (2010, 2014), mientras que las líneas rojas se corresponden al ajuste adoptado en PLANETALP. La línea gris corresponde a la tasa de acreción utilizada por Miguel et al. (2011). Esta simulación de muestra fue desarrollada para un disco de  $0.1M_{\odot}$ , con  $\gamma = 1$ ,  $R_c = 25$  ua,  $\alpha = 10^{-4}$ , y usando planetesimales de 10 km. El pequeño cuadrado en la figura representa un acercamiento del momento en el cual la acreción de gas se dispara.

que el ajuste utilizado en PLANETALP reproduce muy bien el crecimiento de la envoltura, especialmente cuando el planeta comienza el crecimiento en fuga de la envoltura (ver el zoom en la figura 6.2). También graficamos el crecimiento de la envoltura del mismo planeta pero utilizando la prescripción de Miguel et al. (2011) para la tasa de acreción de gas. Como se puede ver, diferentes tasas de acreción de gas dan lugar a diferentes masas finales para el mismo planeta. La pequeña diferencia encontrada entre el valor de la masa de los núcleos para la masa de cruce<sup>IV</sup> se debe a que el radio de captura extendido se calcula de forma diferente en cada modelo.

Es importante notar que la tasa de acreción de gas por parte de los planetas no es considerada como un sumidero en la evolución temporal de la densidad superficial de gas. Sin embargo, nuestro modelo controla que la masa de gas acretada por los planetas del sistema no sea mayor al 90 % de la masa de gas disponible en el disco en cada paso temporal.

<sup>IV</sup>La masa de cruce es la masa del planeta en el momento en el que la masa de la envoltura iguala a la masa del núcleo.

6.2.2.3 Fusión entre embriones y planetas con envolturas

Como ya mencionamos, los embriones crecen por la acreción de gas y de planetesimales, pero también crecen debido a que se producen colisiones entre ellos. En este estudio consideramos que cuando la distancia entre dos embriones es menor a 3.5 radios de Hill mutuos, estos se fusionan en uno solo. A partir de esta consideración, es importante especificar la masa del cuerpo resultante, que dependerá de las propiedades físicas de los cuerpos que interactúan en la colisión. De hecho, si los embriones que participan en una colisión no son muy masivos, sus envolturas gaseosas son despreciables. En este caso asumimos colisiones inelásticas perfectas a partir de las cuales la masa resultante del nuevo embrión estará determinada por la suma de las masas individuales de los embriones interactuantes. Si uno, o ambos de los cuerpos interactuantes, es lo suficientemente masivo como para tener una envoltura gaseosa significativa, es necesario especificar cuáles son las masas del núcleo y de la envoltura del cuerpo resultante. Por un lado, los núcleos individuales de los embriones que interactúan en un colisión se fusionan perfectamente para definir el núcleo del objeto final. Esto significa que no se considera pérdida de masa de los núcleos durante una colisión. Por otro lado, la evolución de las envolturas gaseosas se computa a partir de los estudios desarrollados por Inamdar & Schlichting (2015). Estos autores analizaron la formación de Súper-Tierras y Mini-Neptunos, y examinaron cuánta envoltura gaseosa podría ser acretada por embriones antes de sufrir impactos gigantes, y cuánta envoltura podría retenerse durante la fase de impactos gigantes. Inamdar & Schlichting (2015) calcularon la fracción de pérdida de masa atmosférica global  $\chi_{\text{perd}}$  para razones entre la masa de la envoltura y la masa del núcleo  $M_E/M_N$  entre  $10^{-1}$  y  $10^{-6}$  como función de

$$\mu = \frac{v_{\text{imp}} m_{\text{imp}}}{v_{\text{esc}} M_N}, \quad (6.36)$$

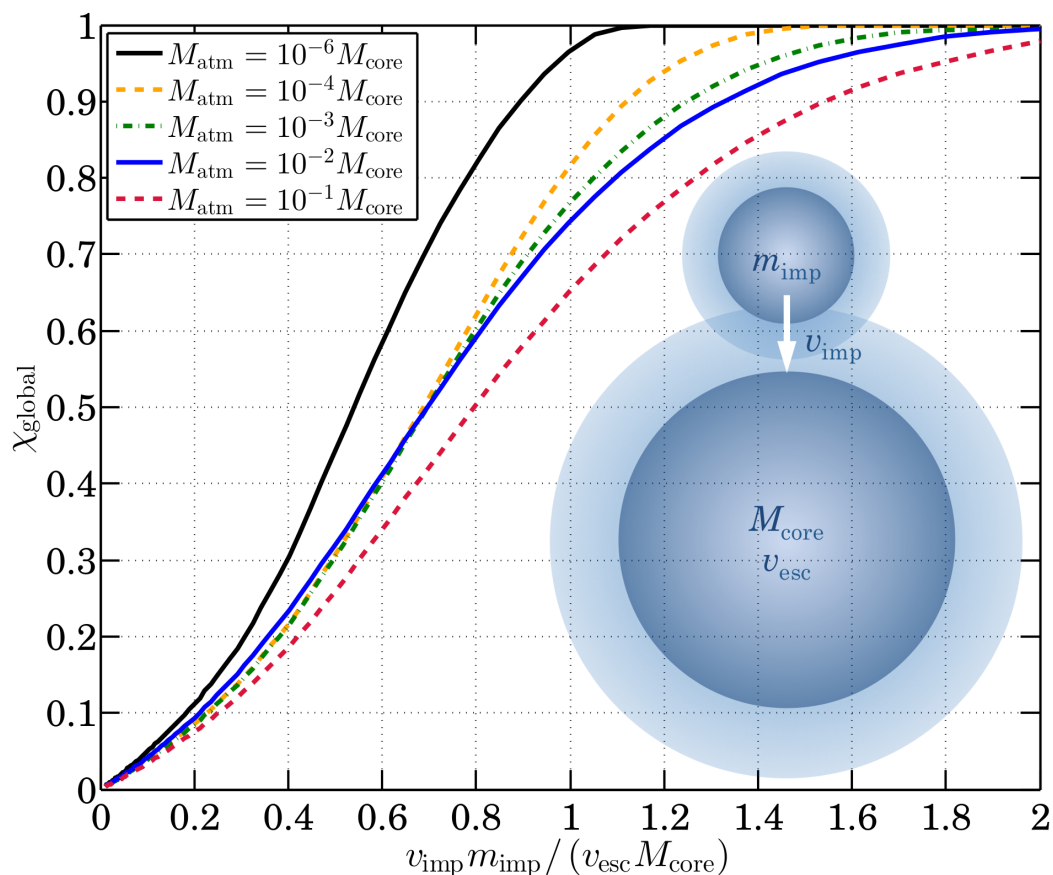
siendo  $v_{\text{imp}} m_{\text{imp}}$  el momento del impacto, con  $v_{\text{imp}}$  la velocidad de impacto y  $m_{\text{imp}}$  la masa del impactor, y  $v_{\text{esc}}$  la velocidad de escape del blanco, cuya masa del núcleo es  $M_N$ . Dado que PLANETALP no es capaz de calcular la velocidad de impacto pues no calcula las órbitas de los planetas, y siguiendo la aproximación propuesta por Inamdar & Schlichting (2015), calculamos  $v_{\text{imp}} \sim \sqrt{2} v_{\text{esc}}$ . Luego,  $\mu = \sqrt{2} m_{\text{imp}}/M_N$  siendo  $m_{\text{imp}}$  la masa total del impactor. Los valores de  $\chi_{\text{perd}}$  utilizados en este trabajo pueden verse en la figura 6.3 extraída de Inamdar & Schlichting (2015). A partir de estas consideraciones, si un cuerpo  $i$  y otro  $j$  colisionan, la masa del núcleo  $M_N$  del objeto resultante viene dada por

$$M_N = M_N^i + M_N^j, \quad (6.37)$$

donde  $M_N^i$  y  $M_N^j$  son las masas de los núcleos de los cuerpos  $i$  y  $j$ , respectivamente, mientras que la masa de la envoltura final del objeto,  $M_E$ , es

$$M_E = M_E^i(1 - \chi_{\text{perd}}^i) + M_E^j(1 - \chi_{\text{perd}}^j), \quad (6.38)$$

donde  $M_E^i$  y  $M_E^j$  son las masas de las envolturas de los cuerpos  $i$  y  $j$ , respectivamente, y  $\chi_{\text{perd}}^i$  and  $\chi_{\text{perd}}^j$  las fracciones de pérdida de masa atmosférica global de los cuerpos  $i$  y  $j$ , respectivamente.



**Figura 6.3.** Fracción de pérdida de la masa atmosférica global como función de  $v_{\text{imp}} m_{\text{imp}} / (v_{\text{esc}} M_{\text{N}})$ . Cada curva representa una solución a la ecuación de pérdida de masa global (eq. 18) del trabajo de Inamdar & Schlichting (2015). Esta figura fue extraída de dicho trabajo.

Finalmente, por conservación del momento angular, calculamos el semieje mayor final del planeta resultante como

$$a = \left( \frac{a_i^{0.5}(M_{\text{N}}^i + M_{\text{E}}^i) + a_j^{0.5}(M_{\text{N}}^j + M_{\text{E}}^j)}{M_{\text{N}} + M_{\text{E}}} \right)^2, \quad (6.39)$$

siendo  $a_i$  y  $a_j$  lo semiejes mayores de los cuerpos  $i$  y  $j$ , respectivamente.

Es importante destacar que los estudios de Inamdar & Schlichting (2015) concernientes a la pérdida de masa atmosférica fueron desarrollados para planetas con masas en el rango de los Neptunos y de las Súper-Tierras, con envolturas iniciales menores al 10% de la masa del núcleo. Debido a la ausencia de trabajos y estudios sobre la pérdida de masa atmosférica en impactos gigantes entre planetas con grandes envolturas es que usamos los resultados derivados por Inamdar & Schlichting (2015) para tratar las colisiones que involucran planetas gigantes. Sin embargo, es importante notar que, en nuestro estudio, la masa final de un planeta gigante no es sensible a estas consideraciones. Esto es debido a que un planeta que es el resultado de una fusión entre dos planetas previos continúa creciendo en el disco. Por lo tanto, si este planeta final tiene un núcleo significativo, rápidamente acreta grandes



cantidades de gas y puede recuperar muy rápidamente todo el gas que había perdido debido a la colisión. De hecho, Broeg & Benz (2012) estudiaron en detalle el efecto de esta situación en la tasa de acreción de gas de un planeta y encontraron que, inicialmente, la mayoría de la envoltura puede ser eyectada, pero que luego el gas se recreta rápidamente.

A raíz de esta incorporación al código de formación nos preguntamos si encontramos simulaciones en las que se dieran impactos gigantes muy tardíos, bien cerca del final de la simulación, cuando ya no hay prácticamente gas en el disco, y si era posible entonces encontrar planetas que no fueran capaces de reconstruir su atmósfera en el poco tiempo que les quedara. Esta duda nos motivó a la búsqueda, al menos en nuestros SASS, de todos los impactos gigantes sufridos en estos sistemas, y en particular a la búsqueda de impactos gigantes tardíos. Para ello consideramos que un impacto gigante es aquel que ocurre entre un planeta gigante gaseoso ( $M_E > M_N$ ) y otro planeta, que también puede ser gigante gaseoso o no ( $M_E < M_N$ ) pero que es capaz de dar lugar a la formación de un nuevo planeta con una envoltura que no exceda la masa de su núcleo. Es importante tener en cuenta que, por ejemplo, cuando dos planetas tipo Júpiter colisionan entre sí, el planeta resultante es un planeta que ha perdido por completo toda su envoltura. Si consideramos que una colisión gigante tardía es aquella que puede darse en el último cuarto del tiempo de vida de un disco de gas, luego podemos estimar, buscando entre las distribuciones de embriones cada 100.000 años y entre las distribuciones de embriones cada vez que alguno sufre un impacto (es importante mencionar que PLANETALP nos permite contar con esta información) si alguno de los planetas que resulta de un impacto gigante ha perdido cantidades de gas significativas. Nuestra búsqueda muestra que  $\sim 400$  SASS presentan planetas gigantes que sufren impactos gigantes, sin embargo la gran mayoría de estos impactos ocurre durante la primera mitad del tiempo de vida del disco. La media del tiempo (o época) de impactos gigantes es  $< t_{\text{imp gig}} > = 0.3\tau$ . De hecho, el impacto más tardío encontrado en estos sistemas no es más tardío que  $0.6\tau$ . Por lo tanto, los planetas que son el resultado de impactos gigantes tienen tiempo suficiente para reformar sus atmósferas y volverse planetas gigantes gaseosos nuevamente.

---

#### **6.2.2.4** Migración tipo I y tipo II

---

Un planeta inmerso en un disco protoplanetario modifica la densidad superficial local del disco de gas, y las interacciones gravitatorias mutuas entre ellos da lugar a un intercambio de momento angular entre el gas y el planeta. Este intercambio de momento angular produce torques que causan que el planeta migre hacia la estrella central, o se aleje de ella. Existen, como hemos mencionado en el capítulo 2, diferentes regímenes de migración estudiados por diversos autores durante los últimos 20 años (Ward, 1997; Tanaka et al., 2002; Masset et al., 2006; Paardekooper et al., 2010, 2011). Estos regímenes modifican la densidad superficial local y los planetas terminan orbitando a la estrella central en formas diferentes, dependiendo de cómo sea su masa y de cómo sean las características del disco.

La migración tipo I (Ward, 1997) afecta a aquellos planetas que no son lo suficientemente masivos como para abrir una brecha en el disco de gas. En discos ideales verticalmente

isotermos, la migración tipo I produce, en la mayoría de los casos, una migración rápida y hacia la estrella central (Tanaka et al., 2002).

Dado que la migración tipo I es mucho más rápida que la tasa a la que el disco de gas se disipa y, por lo tanto, más rápida que la escala de tiempo de formación de los núcleos de planetas gigantes, la supervivencia de los planetas, en particular la de los planetas gigantes, resulta ser un proceso difícil de cumplir (Papaloizou et al., 2007).

A pesar de que estas tasas de migración fueron corroboradas por experimentos numéricos (D'Angelo et al., 2003; D'Angelo & Lubow, 2008), muchos autores se ven en la necesidad de reducir las tasas de migración para poder reproducir las observaciones (Ida & Lin, 2004a; Alibert et al., 2005; Mordasini et al., 2009; Miguel et al., 2011).

Es importante notar que trabajos más recientes que consideran discos no isotermos (Paardekooper et al., 2010, 2011) mostraron que la migración tipo I puede ser hacia afuera. Aún en discos isotermos, la migración tipo I puede ser hacia afuera si se considera un disco magneto-hidrodinámico turbulento (Guilet et al., 2013). Más aún, Benítez-Llambay et al. (2015) mostraron que si se tiene en cuenta cómo afecta la luminosidad del planeta (debido a la acreción de planetesimales) a la termodinámica local del disco, la migración tipo I puede ralentizarse, detenerse o hasta incluso revertirse, para planetas con masas menores a  $5M_{\oplus}$ .

Para ser consistentes con nuestro modelo de formación planetaria, PLANETALP, usamos las tasas de migración para discos isotermos propuestas por Tanaka et al. (2002) considerando distintos factores de reducción  $f_{\text{migI}}$  (al igual que en Ida & Lin (2004a); Miguel et al. (2011)), dadas por

$$\left(\frac{da_P}{dt}\right)_{\text{migI}} = -2f_{\text{migI}}a_P \frac{\Gamma}{L_P} \quad (6.40)$$

donde  $L_P = M_P \sqrt{GM_{\star} a_P}$  es el momento angular del planeta, y el torque total está dado por

$$\Gamma = \left(1.364 + 0.541 \frac{d \log \Sigma_g}{d \log a_P}\right) \left(\frac{M_P}{M_{\star}} \frac{a_P \Omega_{k,P}}{c_{s,P}}\right)^2 \Sigma_g(a_P) a_P^4 \Omega_{k,P}^2. \quad (6.41)$$

Recordemos que el subíndice P representa en la posición del planeta.

Cuando un planeta es lo suficientemente masivo como para abrir una brecha en la densidad superficial de gas, la migración tipo I cambia a un nuevo régimen denominado migración tipo II. Crida et al. (2006) mostraron que un planeta de masa  $M_P$  es capaz de limpiar más del 90% del gas alrededor de su órbita si

$$\frac{3}{4} \frac{H_g}{R_H} + \frac{50\nu}{a_P^2 \Omega_{k,P}} \left(\frac{M_{\star}}{M_P}\right) \leq 1. \quad (6.42)$$

Una vez que la brecha está abierta, la evolución orbital del planeta está completamente ligada a la evolución viscosa del disco de gas y, mientras la masa local del disco de gas sea mayor a la masa del planeta (etapa que se denomina “migración tipo II dominada por el disco” siguiendo el trabajo de Armitage, 2007), el planeta migra hacia adentro a una tasa dada por

$$\left(\frac{da_P}{dt}\right)_{\text{DD-migII}} = -\frac{3\nu}{2a_P}, \quad (6.43)$$

que es la misma tasa a la que el gas se mueve en el disco (Ida & Lin, 2004a). Cuando la masa del planeta es lo suficientemente alta como para ser comparable a la masa local del disco de gas (etapa denominada “migración tipo II dominada por el planeta” siguiendo también el trabajo de Armitage, 2007), la tasa de migración es aún menor y, como en Edgar (2007) y Mordasini et al. (2009), calculamos esta tasa de migración como

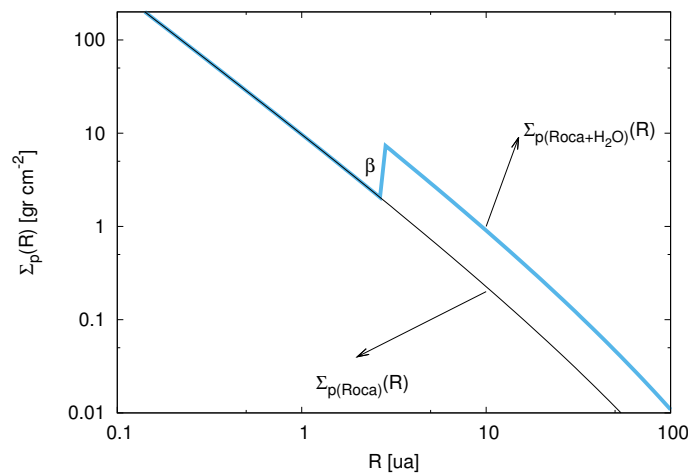
$$\left(\frac{da_P}{dt}\right)_{\text{PD-migII}} = -\frac{3\nu \Sigma_g(a_P) a_P^2}{a_P M_P}. \quad (6.44)$$

En este caso, la tasa de migración no sólo depende de la viscosidad del disco sino también de la densidad superficial de gas y de la masa del planeta.

### 6.2.3 Distribución de agua en embriones y planetesimales

El disco protoplanetario de nuestro modelo de formación incorpora también una distribución radial de agua tanto para embriones como para planetesimales. Para ser consistentes con la densidad superficial de planetesimales inicial adoptada, si el salto en la densidad superficial de planetesimales debido a la condensación del agua por detrás de la línea de hielo es de un factor  $\beta$ , entonces la fracción de agua por unidad de masa que se asocia a un embrión o planetesimal debe ser una función de  $\beta$ , es decir

$$f_{\text{H}_2\text{O}}(R) = \begin{cases} 0, & \text{si } R \leq R_{\text{hielo}}, \\ \alpha(\beta), & \text{si } R > R_{\text{hielo}}. \end{cases} \quad (6.45)$$



**Figura 6.4.** Densidad superficial de planetesimales sin considerar un incremento debido a la condensación de volátiles por detrás de la línea de hielo (curva negra) y considerando un salto de valor  $\beta$  (curva celeste).

Luego, si llamamos  $M_1$  a la masa asociada a  $\Sigma^{\text{Roca}}(R)_p$  (siendo ésta la densidad superficial representada por la curva negra en la figura 6.4) y a  $M_2$  a la masa asociada a  $\Sigma^{\text{Roca+H}_2\text{O}}(R)_p$

(siendo ésta la densidad superficial representada por la curva celeste de la figura 6.4), resulta

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{1}{\beta} \rightarrow M_2 = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{Roca}}}{M_{\text{Roca}}} = \beta, M_{\text{H}_2\text{O}} = M_{\text{Roca}}(\beta - 1), \quad (6.46)$$

Fácilmente puede notarse que entonces la ecuación 6.45 se convierte en

$$f_{\text{H}_2\text{O}}(R) = \begin{cases} 0, & \text{si } R \leq R_{\text{hielo}}, \\ \frac{\beta - 1}{\beta}, & \text{si } R > R_{\text{hielo}}, \end{cases} \quad (6.47)$$

donde  $\alpha(\beta) = \frac{\beta-1}{\beta}$ . La evolución temporal de la distribución radial de agua en planetesimales se calcula a medida que se va resolviendo la ecuación 6.10. Más aún, la cantidad de agua en embriones se calcula auto-consistentemente a medida que se van acretando planetesimales y a medida que se van registrando fusiones entre ellos, es decir, cuando se produce una colisión, la masa de agua en el planeta resultante de dicha colisión es la suma de las masas de agua de los embriones que colisionaron. Remarcamos entonces que no se considera pérdida de agua ni por la acreción de planetesimales ni por la fusión entre embriones. Por lo tanto, las cantidades de agua en los planetas resultantes al final de la etapa gaseosa representan límites superiores y pueden estar sobre-estimadas.

## 6.3 Condiciones Iniciales

El objetivo principal de este capítulo es el de poder encontrar escenarios y parámetros del disco protoplanetario favorables para la formación de sistemas planetarios como el nuestro, a partir del uso de PLANETALP, para obtener condiciones iniciales que puedan ser utilizadas para estudiar el crecimiento de dichos sistemas en la etapa post-gas a partir de simulaciones de N-cuerpos, estudio que será desarrollado en el próximo capítulo. Para ello, PLANETALP fue automatizado en pos de poder realizar varios miles de simulaciones y hacer luego con ellas un estudio estadístico de síntesis poblacional. La figura 6.5 muestra un esquema del funcionamiento de PLANETALP.

En esta sección, describimos las condiciones iniciales adoptadas para correr PLANETALP teniendo en cuenta que no estamos interesados en reproducir la actual población de exoplanetas sino en generar una gran diversidad de sistemas planetarios sin seguir ninguna distribución observable sobre los parámetros de los discos.

### 6.3.1 Escenarios y parámetros libres

Como ya hemos mencionado, la migración tipo I para discos ideales isoterms puede ser muy rápida y, por lo tanto, las escalas de tiempo de migración son usualmente más cortas

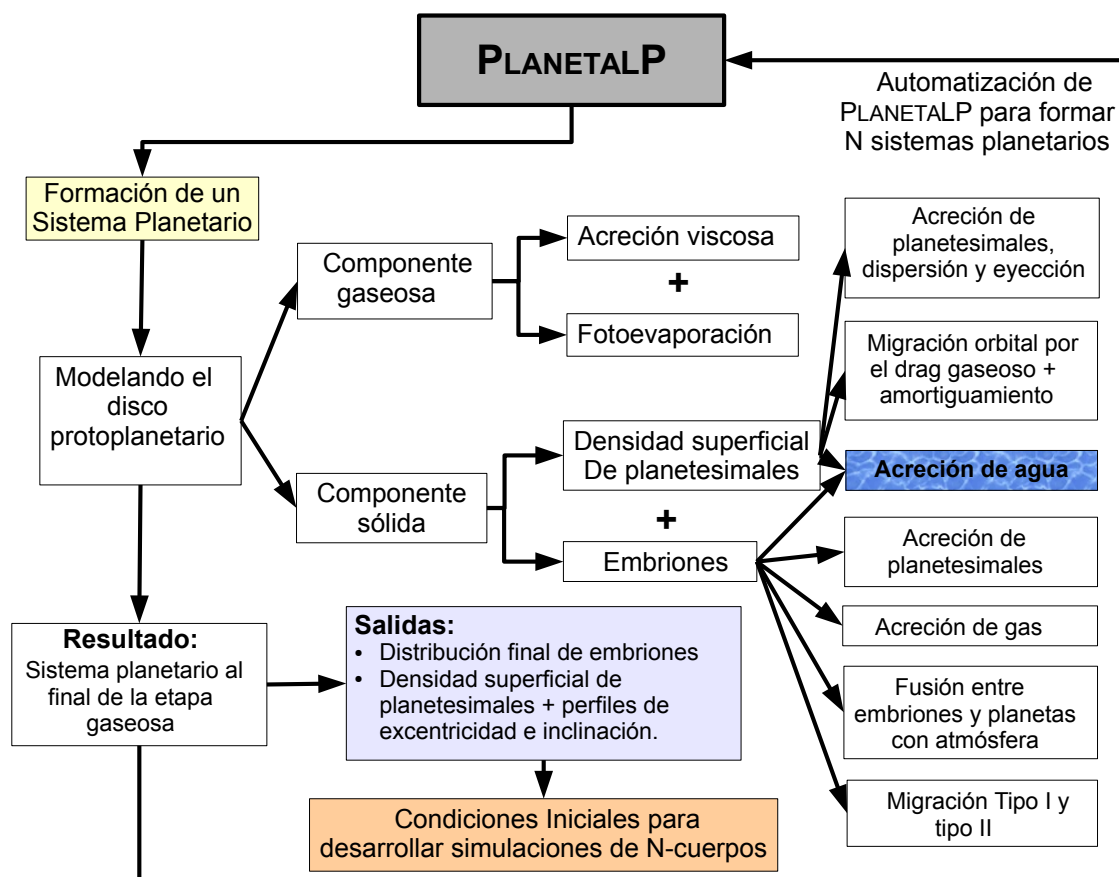


Figura 6.5. Esquema sobre el funcionamiento y la automatización de PLANETALP.

que las escalas de tiempo de vida de los discos. Así como en Ida & Lin (2004a) y Miguel et al. (2011), consideramos diferentes escenarios para la migración tipo I introduciendo un factor de reducción  $f_{\text{migI}}$  que considera la existencia de posibles mecanismos que puedan enlentecer la migración planetaria en 10 y en 100 veces ( $f_{\text{migI}} = 0.1$  y  $f_{\text{migI}} = 0.01$ ). También consideramos los casos extremos en los que la migración tipo I no es reducida ( $f_{\text{migI}} = 1$ ), y en el que no es considerada ( $f_{\text{migI}} = 0$ ). Es importante remarcar que no estamos considerando torques dinámicos en nuestro modelo (Paardekooper, 2014). Estos torques podrían disminuir significativamente las tasas de migración estimadas por Tanaka et al. (2002). Sasaki & Ebisuzaki (2017) encontraron que el diagrama masa vs. semieje obtenido a partir de un modelo simple de síntesis poblacional basado en el trabajo de Ida & Lin (2004a) pero que incluye torques dinámicos y estadísticos, puede reproducir la distribución de exoplanetas alrededor de estrellas de tipo solar. Es importante notar que el diagrama masa vs. semieje mayor que encontraron estos autores es muy similar al diagrama obtenido a partir de considerar torques estáticos únicamente y factores de reducción a la migración tipo I.

Otro parámetro importante para nuestro modelo de formación planetaria es el tamaño de los planetesimales. En el modelo estándar de acreción del núcleo, tanto los planetas terrestres como los núcleos sólidos de planetas gigantes se forman a través de la acreción de planetesimales (Safronov & Zvjagina, 1969; Wetherill, 1980; Hayashi, 1981). Sin embargo, los mecanismos que dan lugar a la formación de los planetesimales y el conocimiento de cuáles son sus tamaños iniciales es un tópico aún en debate (Johansen et al., 2014; Testi et al.,

2014; Birnstiel et al., 2016). Mientras que los modelos de crecimiento colisional pueden dar lugar a la formación de planetesimales sub-kilométricos/kilométricos (Okuzumi et al., 2012; Garaud et al., 2013; Kataoka et al., 2013; Drażkowska et al., 2013; Kobayashi et al., 2016; Arakawa & Nakamoto, 2016), los modelos de colapso gravitacional predicen la formación de planetesimales de decenas y cientos de kilómetros (Johansen et al., 2007, 2012; Cuzzi et al., 2008; Simon et al., 2016; Schäfer et al., 2017). Más aún, la distribución de tamaños del cinturón de asteroides puede ser reproducida por modelos de evolución colisional usando tanto una población inicial de planetesimales grandes (Morbidelli et al., 2009) como una población de planetesimales pequeños (Weidenschilling, 2011).

En este estudio, como también ha realizado Fortier et al. (2013), consideramos escenarios con planetesimales de diferentes tamaños ( $r_p = 100$  m, 1 km, 10 km y 100 km), pero consideramos un único tamaño de planetesimal por simulación. Es importante notar que, mientras los planetesimales grandes ( $r_p \gtrsim 10$  km) son mayormente gobernados por el régimen cuadrático para la determinación de la migración radial y las tasas de acreción de sólidos, los planetesimales pequeños ( $r_p \lesssim 1$  km) pueden ser gobernados por diferentes regímenes a lo largo del disco.

Para los parámetros libres consideramos valores aleatorios a partir de distribuciones uniformes porque estamos interesados en desarrollar una gran diversidad de sistemas planetarios sin seguir ninguna distribución de parámetros observada. Sin embargo, tenemos en cuenta los límites de los rangos de parámetros obtenidos por trabajos previos de la literatura observacional. Siguiendo los trabajos de Andrews et al. (2009, 2010), consideramos que la masa del disco  $M_d$ , se encuentra entre  $0.01M_\odot$  y  $0.15M_\odot$ , el radio característico  $R_c$  está entre 20 ua y 50 ua, y que el gradiente de la densidad superficial  $\gamma$  tiene un rango de 0.5 a 1.5. El factor  $\beta$ , que recordemos representa el salto en la densidad superficial de planetesimales debido a la condensación del agua por detrás de la línea de hielo, se toma al azar entre 1.1 y 3 dado que, en nuestro Sistema Solar, Lodders (2003) usualmente considera un valor de aproximadamente 2 y Hayashi (1981) adopta un valor de 4. Es importante mencionar que un valor de  $\beta = 1.1$  representa un 9% de agua por unidad de masa en embriones y planetesimales, mientras que un valor de  $\beta = 3$  representa un 66% de agua por unidad de masa en embriones y planetesimales al comienzo de las simulaciones y más allá de la línea de hielo, siguiendo la ecuación 6.47. El parámetro  $\alpha$  para la viscosidad del disco y la tasa de fotones EUV ionizantes  $f_{41}$  siguen una distribución logarítmica uniforme entre  $10^{-4}$  y  $10^{-2}$ , y entre  $10^{-1}$  y  $10^4$ , respectivamente (D'Angelo & Marzari, 2012).

Dado que el máximo valor de la masa de disco considerada es relativamente alta, y dado que esto puede dar lugar a la existencia de inestabilidades gravitatorias en el disco, nuestro modelo chequea, según el criterio de Toomre (Toomre, 1964) dado por

$$Q = \frac{c_s \Omega_k}{\pi G \Sigma_g}, \quad (6.48)$$

la estabilidad de los discos simulados. Cuando  $Q > 1$  los discos son considerados inestables y son descartados. Aún así, ninguno de los discos considerados, es decir, ninguna de las combinaciones de parámetros del disco elegidas dió lugar a discos inestables. Todos los discos considerados son estables en toda su extensión.

Otros parámetros se mantienen constantes en nuestras simulaciones. Dado que estamos particularmente interesados en la formación de SASS, la masa de la estrella central siempre vale  $1M_{\odot}$  y por lo tanto la metalicidad siempre es  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ . También, las densidades de planetesimales y de embriones son consideradas constantes de valor  $1.5 \text{ g cm}^{-3}$  y  $3 \text{ g cm}^{-3}$ , respectivamente.

Respecto a la población de embriones, consideramos una distribución de estos objetos entre 0.1 ua y 30 ua. Estos embriones se encuentran separados por una distancia de 10 radios de Hill mutuos asumiendo órbitas circulares y coplanares, y sus masas iniciales, que son del orden de la masa de la Luna, están dadas por la masa de transición entre el régimen de crecimiento en fuga y el régimen de crecimiento oligárquico (Ida & Makino, 1993), como ya lo presentamos en el capítulo 4, como

$$M_{\text{oli}} = 1.6R^{6/5}10^{3/5}m_{\text{p}}^{3/5}\Sigma_{\text{p}}^{3/5}M_{\star}^{-1/5} \quad (6.49)$$

donde  $m_{\text{p}}$  es la masa de los planetesimales. Esta expresión ya fue introducida en el capítulo 4 por medio de la ecuación 4.12.

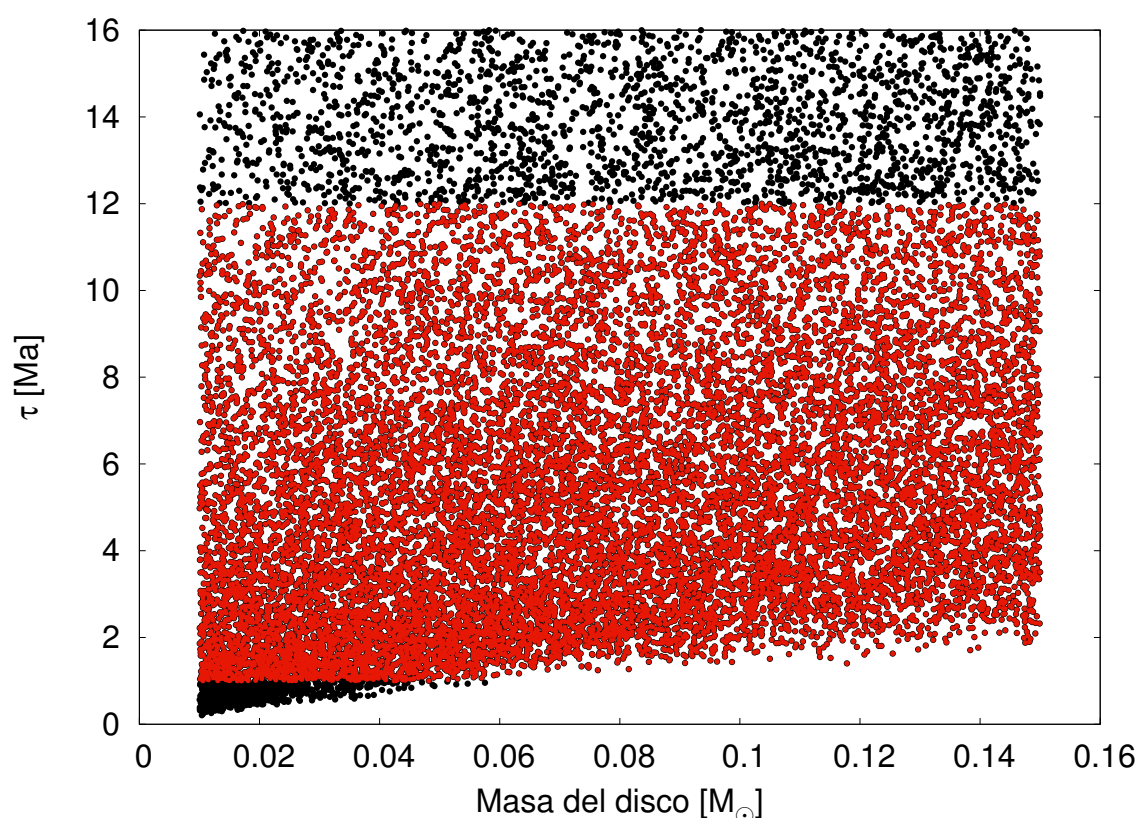
Finalmente, con el objetivo de encontrar los escenarios y parámetros más adecuados para la formación de SASS, desarrollamos 1000 simulaciones por cada combinación entre  $f_{\text{migI}}$  y  $r_{\text{p}}$ . Es decir que en total desarrollamos 16000 sistemas planetarios diferentes que evolucionan en el tiempo hasta que el gas del disco se disipa por completo. A partir de ahora, cuando en esta tesis hablemos de *escenarios de formación* nos estaremos refiriendo a todas las combinaciones posibles entre  $f_{\text{migI}}$  y  $r_{\text{p}}$ .

### **6.3.2** El tiempo de disipación del disco

Otro parámetro importante que determina la configuración final de un sistema planetario durante la etapa gaseosa de formación es la escala de tiempo de disipación del gas  $\tau$ . Haisch et al. (2001) y Mamajek (2009) observaron estrellas jóvenes en clusters de diferentes edades y sugirieron que los discos protoplanetarios tienen escalas de tiempo de vida características de entre 3 Ma a 10 Ma. Pero más recientemente y como hemos mencionado en capítulos previos, Pfalzner et al. (2014) mostró que, teniendo en cuenta que los trabajos mencionados presentan biases observacionales, los discos de gas podrían durar bastante más de 10 Ma.

En nuestro modelo, a diferencia de Miguel et al. (2011) por ejemplo, en donde la evolución del disco de gas está representada por un decaimiento exponencial, el disco de gas evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación. Ambos fenómenos juntos determinan la escala de tiempo de disipación del disco de gas,  $\tau$ . Es decir,  $\tau$  en nuestro modelo no es un parámetro libre que podemos elegir sino que es un parámetro resultado de las combinaciones de todos los demás parámetros del disco. Por lo tanto, necesitamos formar sistemas planetarios cuyas combinaciones entre el parámetro de viscosidad  $\alpha$ , la tasa de fotones EUV  $f_{41}$ , la masa del disco  $M_{\text{d}}$ , el radio característico  $R_{\text{c}}$ , y el gradiente en la densidad superficial  $\gamma$  hagan que el disco de gas de estos sistemas disipe en escalas de tiempo consistentes con los trabajos observacionales antes mencionados. Para lograr esto, corremos una versión de P LANETALP





**Figura 6.6.** Escalas de tiempo de disipación en Ma como función de la masa del disco para todas las simulaciones desarrolladas. Cada punto representa a un set de parámetros elegidos aleatoriamente que dará lugar a un sistema planetario particular al final de la etapa gaseosa de formación. Los puntos rojos representan a aquellos sets de parámetros cuyas combinaciones entre todos los parámetros permitieron obtener escalas de tiempo de disipación  $\tau$  entre 1 Ma y 12 Ma. Los puntos negros representan a aquellos sets que o tardaron en disipar el gas menos de 1 Ma o más de 12 Ma y que por lo tanto, no fueron tenidos en cuenta o fueron descartados para nuestro estudio de síntesis poblacional.

que está limitada al estudio de la evolución temporal de la componente gaseosa, olvidándonos (por el momento) de la componente sólida, es decir, “apagando” la evolución temporal de la densidad superficial de planetesimales y de la población de embriones. Luego generamos, usando un método de aceptación-rechazo de Von Neumann, tantos discos de gas con escalas de tiempo de disipación entre 1 y 12 Ma como necesitemos. Es decir, 16000 combinaciones de todos los parámetros que logren que los discos se disipen en menos de 12 Ma.

La figura 6.6 muestra un plano de las escalas de tiempo de disipación del disco de gas (en Ma) vs. la masa del disco (en masas solares). Cada punto representa un set de parámetros elegidos aleatoriamente. Los 16000 puntos rojos representan sets de combinaciones de parámetros que lograron que los discos de gas disipen entre 1 Ma y 12 Ma. Encontramos que el valor medio de  $\tau$  es de 6.45 Ma con una dispersión de  $\sigma = 2.67$  Ma. Los puntos negros representan a aquellos sets de parámetros que formaron discos que disiparon en menos de 1 Ma o en más de 12 Ma. Estos últimos son descartados de nuestro análisis de síntesis poblacional. Cabe destacar que, para lograr el número deseado de 16000 discos protoplanetarios que disipen entre 1 Ma y 12 Ma fue necesario desarrollar 29348 simulaciones,



de las cuales 13348 tuvieron que ser descartadas.

**Desarrollo de herramientas auxiliares:** Antes de continuar con la sección de resultados, no quisiera dejar de mencionar que además de las mejoras realizadas a PLANETALP y de su automatización, fue necesario desarrollar un gran número de herramientas numéricas auxiliares, como programas y scripts en FORTRAN y BASH, que nos permitieran realizar los análisis que a continuación detallaremos.

## 6.4 Resultados

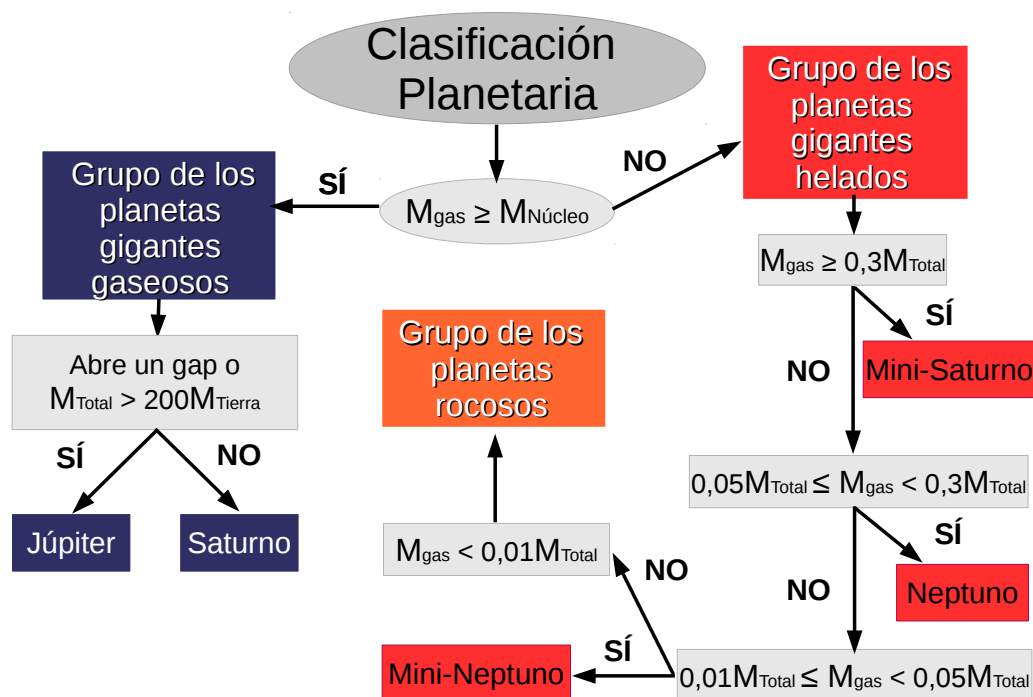
---

El objetivo principal de esta parte de la tesis es poder encontrar, a través de un estudio de síntesis poblacional desarrollado con nuestro modelo mejorado de formación planetaria, sets de condiciones iniciales apropiadas para estudiar luego, mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos, el crecimiento post-gas de SASS. Sin embargo, a través del desarrollo de las 16000 simulaciones obtenidas eligiendo al azar y uniformemente los parámetros del disco, es que encontramos una gran diversidad de sistemas planetarios con diferentes arquitecturas y características, no sólo SASS. En ese sentido en las próximas subsecciones hablaremos no sólo de los SASS sino también de los resultados generales encontrados.

### 6.4.1 Resultados Generales

---

Para poder clasificar la diversidad de sistemas planetarios encontrados en el total de las 16000 simulaciones, definimos propiedades generales para los diferentes tipos de planetas. Los dividimos en tres grupos. Por un lado, los *planetas gigantes gaseosos* presentan una envoltura que es más grande que la masa de sus respectivos núcleos sólidos. Dentro de esta categoría de planetas gigantes gaseosos podemos distinguir entre planetas tipo Júpiter y planetas tipo Saturno. La diferencia entre ellos es que los planetas tipo Júpiter son planetas capaces de abrir una brecha en el disco de gas o planetas cuya masa total es superior a  $200M_{\oplus}$ . Por otro lado, los *planetas gigantes helados* presentan envolturas superiores al 1% de la masa de sus núcleos, pero deben presentar envolturas más pequeñas que sus núcleos sólidos. Dentro de esta categoría podremos distinguir entre planetas tipo Mini-Saturnos (con envolturas mayores al 30% de la masa total), planetas tipo Neptunos (con envolturas superiores al 5% de la masa total y menores al 30% de la masa total) y planetas tipo Mini-Neptunos (con envolturas superiores al 1% de la masa total y menores al 5% de la masa total). Finalmente, consideramos a los *planetas rocosos* como aquellos planetas que presentan envolturas menores al 1% de sus masas totales. La figura 6.7 muestra de manera esquemática esta clasificación, definida exclusivamente para poder tener una idea global de cómo resultan ser los sistemas planetarios formados al final de la etapa gaseosa. De toda la diversidad de sistemas planetarios, y teniendo en cuenta la clasificación mencionada, podemos distinguir tres tipos globales de sistemas planetarios que, a su vez, clasificamos como:



**Figura 6.7.** Esquema de clasificación de los diversos planetas formados según la masa del núcleo y de la envoltura que presentan. Esta clasificación fue realizada meramente para poder analizar globalmente las características finales de los sistemas planetarios formados.

- **Sistemas planetarios rocosos:** son sistemas planetarios que están formados únicamente por planetas tipo rocosos, sin planetas gigantes gaseosos ni planetas gigantes helados.
- **Sistemas planetarios gigantes helados:** son sistemas planetarios que pueden albergar (o no) planetas rocosos, pero deben presentar al menos un planeta gigante helado.
- **Sistemas planetarios gigantes gaseosos:** son sistemas planetarios que pueden albergar (o no) planetas rocosos, pueden albergar (o no) gigantes helados, pero deben presentar al menos un planeta gigante gaseoso.

Es importante mencionar que en esta clasificación no estamos haciendo ningún tipo de distinción respecto a la ubicación de los planetas gigantes en el disco protoplanetario.

Ahora bien, dado que nuestro particular interés está enfocado en la formación de sistemas planetarios que, al final de la etapa gaseosa de formación presenten similitudes a nuestro Sistema Solar, es que hacemos una subclasificación de estos sistemas como:

- **Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar (SASS):** son sistemas planetarios que albergan sólo planetas rocosos en la zona interna del disco y alberga al menos un planeta gigante gaseoso por detrás de 1.5 ua<sup>V</sup> pudiendo albergar también planetas gigantes helados.

<sup>V</sup>La elección de 1.5 ua como posición límite para el planeta gigante gaseoso está asociada a que en dicha posición, en nuestro Sistema Solar, encontramos a Marte, el último planeta rocoso del sistema.

**Cuadro 6.1.** Porcentajes finales de los sistemas planetarios formados respecto al total de las simulaciones desarrolladas.

Sistema planetario	Porcentaje final
<b>Sistemas planetarios rocosos</b>	64.46 %
<b>Sistemas planetarios gigantes helados</b>	13.4 %
<b>Sistemas planetarios gigantes gaseosos</b>	22.14 %
<b>Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar</b>	4.3 %

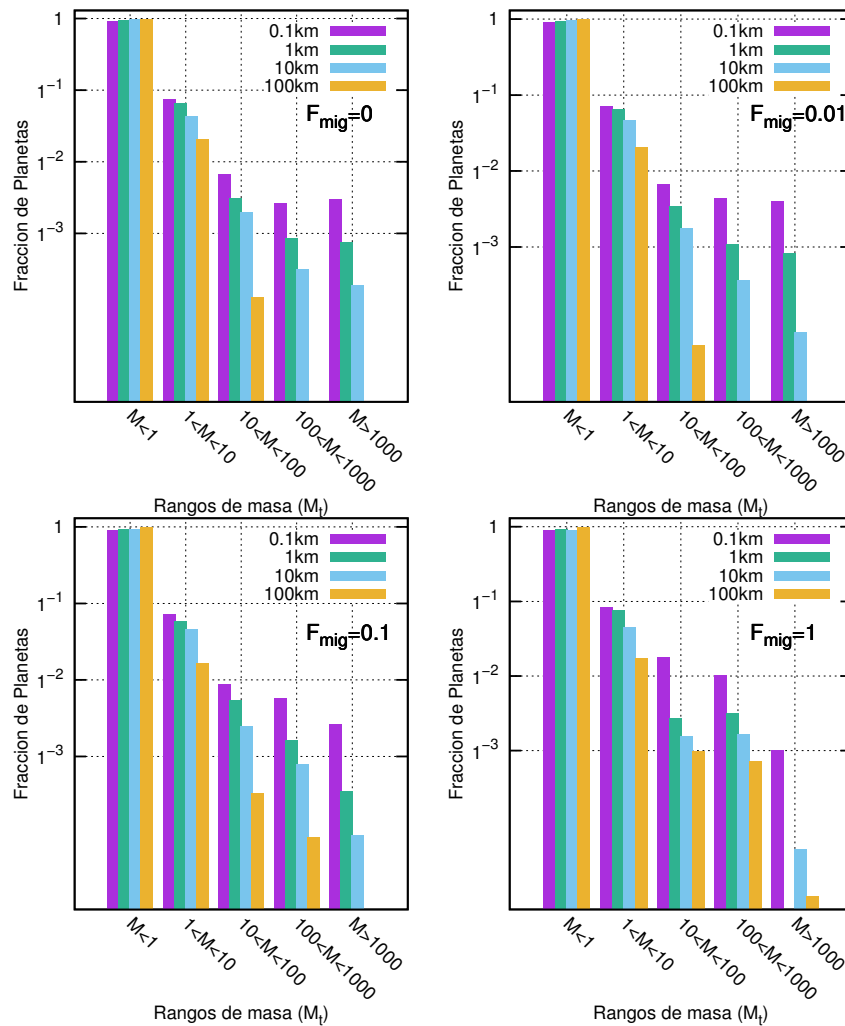
Los SASS representan una subclase de los sistemas planetarios gigantes gaseosos. La tabla 6.1 muestra los porcentajes generales de cada tipo de sistema encontrado, incluyendo el porcentaje que representan los SASS respecto al total de las simulaciones desarrolladas. A pesar de que el objetivo de este trabajo es enfocarse en la formación de SASS, mencionamos algunos resultados generales de nuestras simulaciones que están en acuerdo con trabajos previos de la literatura.

Siguiendo la tabla 6.1 es claro que los sistemas planetarios rocosos representan la gran mayoría, de hecho, más del 60 % del total de los sistemas planetarios formados. Más aún, podemos encontrar esta clase de sistemas en todos los escenarios de formación considerados. De hecho, los sistemas planetarios rocosos representan más del 40 % de los sistemas planetarios formados en cada uno de los escenarios menos para uno, en donde representa el  $\sim 20\%$ . Finalmente, podemos encontrarlos en todo el rango de masas considerado, entre  $0.01M_{\odot}$  y  $0.15M_{\odot}$ . Este resultado está en buen acuerdo con los resultados obtenidos por Miguel et al. (2011) a pesar de que estos autores siguieron distribuciones observables para la mayoría de los parámetros del disco y a pesar de que sólo utilizaron planetesimales de 10 km.

Además, otro resultado interesante y que puede ser contrastado con otros trabajos previos, es que la existencia de planetas gigantes gaseosos está directamente relacionada con el tamaño de los planetesimales: cuanto menor es el tamaño de los planetesimales, mayor cantidad de sistemas planetarios con gigantes gaseosos se forman, resultado en acuerdo con el trabajo de Fortier et al. (2013), lo que puede apreciarse en la figura 6.8.

La figura 6.9 muestra mapas de densidad para los diferentes sistemas planetarios obtenidos en cada escenario de formación. Los sistemas planetarios rocosos son, como puede apreciarse, significativamente más favorables de formarse en escenarios con planetesimales grandes y bajas/moderadas<sup>VI</sup> tasas de migración tipo I, a pesar de que, como mencionamos antes, podemos encontrarlos en todos los escenarios de formación. Esto es una consecuencia natural del hecho de que las tasas de acreción de planetesimales son más chicas para planetesimales grandes, y por lo tanto, la formación de núcleos masivos generalmente requiere escalas de tiempo de formación que exceden las escalas de tiempo características de disipación de los discos de gas. Además, cuanto menor es la tasa de migración, menor es la probabilidad de que haya fusiones entre embriones, y en consecuencia, la formación de núcleos masivos a través de este mecanismo. También es importante notar que un número significativo de sistemas

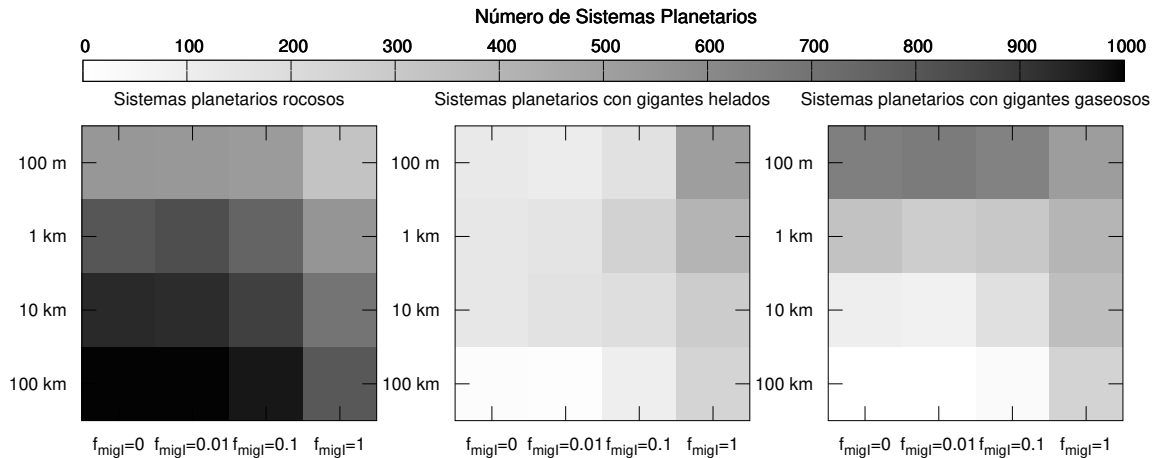
<sup>VI</sup>A partir de este momento consideraremos tasas de migración nulas, bajas, moderadas y altas a las correspondientes a factores de reducción  $f_{\text{migI}} = 0, 0.01, 0.1$  y  $1$ , respectivamente. Además, serán considerados planetesimales pequeños aquellos de 100 m y 1 km, y planetesimales grandes a aquellos de 10 km y 100 km.



**Figura 6.8.** Histogramas que muestran, para cada escenario de migración planetaria, y para los distintos tamaños de planetesimales, la fracción de planetas formados en función del rango de masas. Los histogramas están normalizados a la cantidad total de planetas en cada escenario de formación. De manera análoga a los resultados encontrados por Fortier et al. (2013), la población más abundante es la formada por planetas tipo terrestres.

planetarios rocosos está formado por planetesimales pequeños y con bajas/moderadas tasas de migración. Esto es debido al hecho de que la figura 6.9 no representa explícitamente la dependencia con la masa de los discos. Dado que adoptamos que la masa del disco se distribuye uniformemente entre  $0.01M_{\odot}$  y  $0.15M_{\odot}$ , hay un porcentaje significativo de sistemas en los cuales la masa total del disco no es suficiente para formar núcleos masivos, y consecuentemente, planetas gigantes helados o planetas gigantes gaseosos, aún con planetesimales chicos.

El caso opuesto viene dado por los sistemas planetarios gigantes helados. Estos sistemas se forman mayoritariamente en escenarios con planetesimales pequeños y altas tasas de migración. Las tasas de acreción de planetesimales son mayores para pequeños planetesimales, situación que da lugar a la rápida formación de varios núcleos sólidos del tamaño de la Tierra más allá de la línea de hielo. Sin embargo, altas tasas de migración tipo I provocan que estos núcleos alcancen rápidamente el borde interno del disco, evitando así la formación de planetas gigantes. Por lo tanto, por un lado, altas tasas de migración tipo I pueden dar



**Figura 6.9.** Mapas de densidad de sistemas planetarios rocosos (izquierda), sistemas planetarios gigantes helados (medio) y sistemas planetarios gigantes gaseosos (derecha). La escala de grises representa el número de sistemas planetarios en cada escenario de formación. Para cada escenario, la suma de sistemas planetarios rocosos, gigantes helados y gigantes gaseosos es igual a 1000.

lugar a la fusión de embriones, y en consecuencia, a la formación de núcleos masivos, como mencionamos anteriormente. Pero, por otro lado, altas tasas de migración tipo I también pueden causar que los planetas alcancen rápidamente las zonas internas del disco, fallando entonces en la formación de planetas gigantes.

Cabe aclarar que cuando los planetas alcanzan el borde interno del disco localizado a 0.1 ua en nuestro modelo, dejan de migrar pero no son removidos del sistema. Estos planetas pueden continuar creciendo en esta posición acretaando gas y sólidos (si es que aún hay material para acretar en el disco) hasta que el gas se disipa. La forma en la que estos planetas continúan su crecimiento en esta región es consistente con las características locales del disco, dado que las tasas de acreción de planetesimales son proporcionales a la densidad superficial de gas.

Finalmente, los sistemas planetarios gigantes gaseosos son mayoría en escenarios de pequeños planetesimales y baja/moderada migración tipo I. Como ya mencionamos, los planetesimales pequeños favorecen la formación de núcleos masivos, y las bajas/moderadas tasas de migración evitan que los planetas caigan rápidamente hacia la estrella central, permitiendo que en el planeta pueda dispararse el crecimiento en fuga de la envoltura. Sin embargo es importante notar que encontramos sistemas planetarios gigantes gaseosos en escenarios con altas tasas de migración. Alrededor de un 70% de los sistemas planetarios formados en escenarios con altas tasas de migración, considerando todos los tamaños de planetesimales elegidos, presentan Júpiteres calientes y/o Júpiteres templados dentro de las 0.5 ua. Sin embargo, teniendo en cuenta todos los escenarios de formación que forman planetas gigantes gaseosos, no sólo aquellos con altas tasas de migración, los sistemas planetarios con Júpiteres calientes y/o Júpiteres templados representan el 43% de los sistemas planetarios gigantes gaseosos. Más aún, aquellos sistemas planetarios con Júpiteres calientes y/o Júpiteres templados representan sólo un 9.5% del total de los sistemas planetarios formados en las simulaciones. Luego, a pesar de que encontramos mayores porcentajes de la ocurrencia de Júpiteres calientes que aquellos que se predicen observacionalmente, que son del orden del 1% (Marcy et al., 2005; Cumming et al., 2008; Mayor et al., 2011; Wright et al., 2012), Wang

**Cuadro 6.2.** Porcentaje de SASS formados en cada escenario de formación.

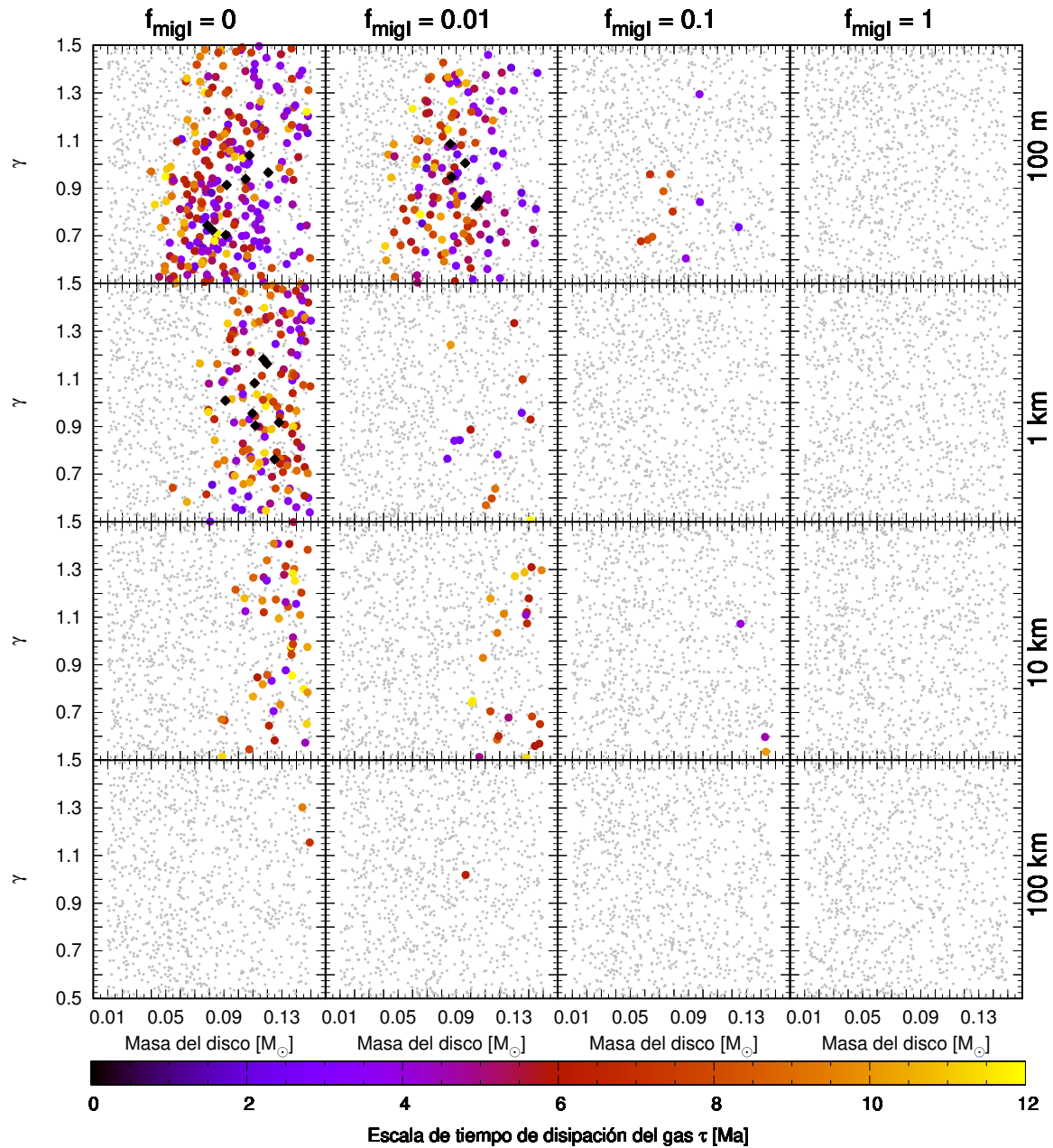
Tamaño de planetesimal	$f_{\text{migI}} = 0$	$f_{\text{migI}} = 0.01$	$f_{\text{migI}} = 0.1$	$f_{\text{migI}} = 1$
100 m	26.90 %	14.90 %	1.10 %	0 %
1 km	16.40 %	1.4 %	0 %	0 %
10 km	5.10 %	2.40 %	0.3 %	0 %
100 km	0.2 %	0.1 %	0 %	0 %

et al. (2015) concluyó que el actual conocimiento de las propiedades estelares y las tasas de multiplicidad estelar es aún muy limitado para alcanzar resultados cuantitativos para las tasas de ocurrencia de Júpiteres calientes.

Remarcamos nuevamente que estos mapas de densidad no están teniendo en cuenta la dependencia con las propiedades del disco, como ser la masa, el gradiente en la densidad superficial, el radio característico y el factor  $\beta$ .

#### 6.4.2 Sistemas Análogos al Sistema Solar

Del total de las simulaciones desarrolladas (16000), encontramos que sólo 688 de esas simulaciones, es decir, 688 sets de parámetros del disco, formaron SASS. Esto representa sólo un 4.3% del total. La tabla 6.2 muestra los porcentajes de SASS para cada escenario de formación, y la figura 6.10 muestra diagramas de  $\gamma$  vs la  $M_d$  para cada escenario. En esta figura, cada punto representa un sistema planetario formado a partir de un set particular de parámetros del disco. Los puntos coloreados representan SASS, los puntos grises pequeños representan al resto de los sistemas planetarios que no resultaron ser análogos al Sistema Solar. La escala de colores muestra las escalas de tiempo de disipación del disco de gas. Como podemos ver en la tabla 6.2 y en la figura 6.10, no encontramos SASS en escenarios con migración tipo I no reducida. Esto es debido a que, como ya mencionamos, la migración sin reducir causa que, los planetas gigantes en plena formación en las zonas más externas del disco migren hasta semiejes menores a 1.5 ua en escalas de tiempo menores a las escalas típicas de disipación del disco de gas, independientemente del tamaño de los planetesimales considerados. Claramente, escenarios de formación con baja (o nula) migración y planetesimales pequeños son los más favorables para la formación de SASS. Dado que las tasas de acreción de planetesimales son más altas para planetesimales pequeños, se ve favorecida la rápida formación de núcleos masivos antes de la disipación del disco de gas. Por el contrario, para planetesimales grandes, las escalas de tiempo de formación de núcleos masivos no son lo suficientemente altas como para desencadenar el crecimiento de la envoltura gaseosa y para formar planetas gigantes en escalas de tiempo acordes a la vida de los discos.



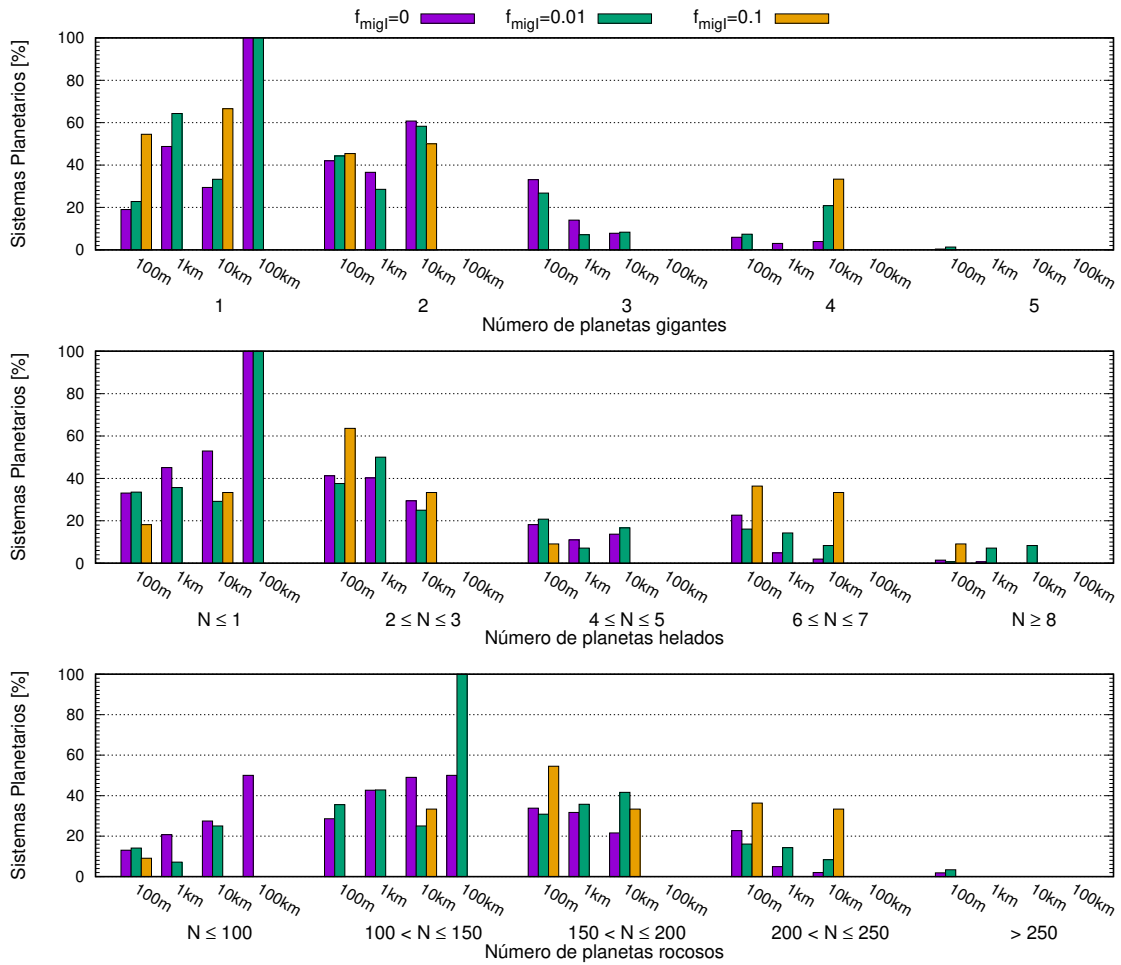
**Figura 6.10.** Distribución de sistemas planetarios producidos por PLANETALP en un diagrama  $M_d$  vs.  $\gamma$ . Los SASS están representados por puntos coloreados. La escala de colores representa las escalas de tiempo de disipación de los discos. Los puntos grises representan al resto de los sistemas planetarios que no resultaron ser SASS. Los diamantes negros son aquellos SASS que presentan a todos los parámetros del disco entre  $\pm\sigma$ . Cada fila y cada columna muestra los resultados para los diferentes escenarios de formación.



**6.4.2.1** Diferentes arquitecturas de SASS

Como ya hemos mencionado, los SASS deben albergar al menos un planeta gigante gaseoso más allá de 1.5 ua, y únicamente planetas rocosos en las regiones internas a 1.5 ua. Sin embargo, aún cumpliendo con estas características, encontramos muy diversas arquitecturas para los SASS. Por ejemplo, no todos presentan planetas gigantes helados y no todos presentan sólo un planeta gigante gaseoso. Teniendo en cuenta el total de SASS (668 de 16000) sin distinguir entre los SASS formados a partir de distintos tamaños de planetesimales ni distinguiendo entre las distintas tasas de migración, encontramos que, las arquitecturas más representativas de SASS son aquellas que presentan desde 1 a 3 planetas gigantes gaseosos, entre 0 y 4 planetas gigantes helados y entre 100 y 200 planetas rocosos a lo largo del disco al final de la etapa gaseosa. De hecho, la media del número de planetas gigantes es 2, con una dispersión de  $\sim 1$ , la media del número de planetas gigantes helados es 2 también, con una dispersión de  $\sim 2$ , y la media del número de planetas rocosos es de 150, con una dispersión de  $\sim 47$ . Particularmente, la figura 6.11 visualiza histogramas que muestran el porcentaje de SASS que presentan 1, 2, 3, 4, ó 5 planetas gigantes gaseosos, y también muestra cuántos sistemas presentan diferentes números de planetas gigantes helados y planetas rocosos, pero diferenciando a los sistemas según el tamaño de los planetesimales a partir de los cuales se forman y diferenciando las tasas de migración tipo I que sufren. Para planetesimales de 100 km, sólo un planeta gigante gaseoso se forma en los únicos tres sistemas encontrados para los escenarios con baja y nula migración tipo I. Estos sistemas también forman un sólo, o ningún, planeta gigante helado, pero sí forman un número significativo de planetas rocosos, algunos también en las regiones externas del disco, más allá de la posición del gigante. Para planetesimales grandes, no encontramos SASS formados en escenarios con moderadas y no reducidas tasas de migración. La formación de dos planetas gigantes gaseosos es más probable en escenarios con bajas o nulas tasas de migración y en escenarios con planetesimales de 10 km, mientras que la formación de un sólo planeta gigante gaseoso es más favorable para escenarios con tasas de migración tipo I moderada y planetesimales grandes y pequeños. Es importante notar que, en ambos casos, no hay una probabilidad despreciable de formar sistemas con tres o cuatro planetas gigantes gaseosos. Estos sistemas también alojan preferencialmente un número pequeño de planetas gigantes helados. Sin embargo, encontramos que, para el caso de nula o baja migración, es posible encontrar SASS que alberguen hasta ocho planetas helados. Estos sistemas también presentan preferentemente entre 100 y 200 planetas rocosos. Para planetesimales pequeños, de 1 km y 100 m encontramos resultados similares. En ambos casos, los sistemas planetarios albergan preferencialmente entre uno o dos planetas gigantes gaseosos, con la diferencia de que ningún planeta gigante es formado en escenarios de planetesimales de 1 km de radio y tasas de migración tipo I moderadas. En ambos casos, un pequeño número de planetas gigantes helados es también esperado. Finalmente, un gran número de planetas rocosos se espera encontrar en estos sistemas cuando el gas se disipa.





**Figura 6.11.** Histogramas que muestran las diferentes arquitecturas encontradas de SASS. Se puede apreciar cuántos planetas gigantes gaseosos, cuántos planetas gigantes helados y cuántos planetas rocosos presentan los SASS en cada escenario de formación. Estos histogramas están normalizados respecto a la cantidad total de planetas de cada tipo en cada escenario de formación.

**Cuadro 6.3.** Rangos, valores medios y dispersiones de los parámetros de los discos que dieron lugar a la formación de SASS.

Parámetros del disco	Rango	Media	$\sigma$
$M_d$	$0.04M_\odot - 1.15M_\odot$	$0.10M_\odot$	$0.027M_\odot$
$\gamma$	0.5 - 1.5	0.95	0.27
$R_c$	20 ua - 50 ua	32.8 ua	8.73 ua
$\alpha$	$10^{-4} - 10^{-2}$	$3.4 \times 10^{-3}$	$2.8 \times 10^{-3}$
$\tau$	1.65 Ma - 11.96 Ma	6.45 Ma	2.67 Ma

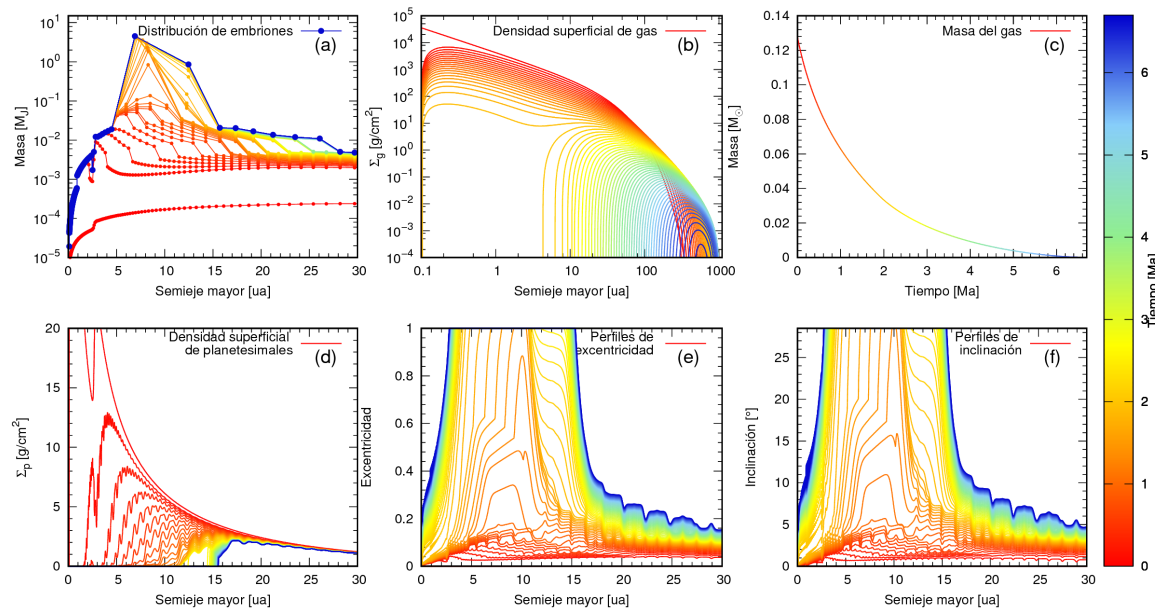
#### 6.4.2.2 Parámetros favorables

Teniendo en cuenta todos los SASS, la tabla 6.3 muestra los rangos, valores medios y dispersión de los parámetros del disco que dieron lugar a estos sistemas planetarios. Como se puede apreciar en la tabla, encontramos SASS en todo el rango de cada uno de los parámetros considerados,  $\gamma$ ,  $R_c$ ,  $\alpha$  y  $\tau$ . Sin embargo, no encontramos SASS para discos de baja masa ( $M_d < 0.04M_\odot$ ) debido a que los mismos no tienen el suficiente material sólido como para formar núcleos masivos antes de que se disipe el disco de gas. Thommes et al. (2008) y Miguel et al. (2011) encuentran resultados similares. A pesar de que encontramos SASS en todo el rango de los parámetros, se forman preferencialmente en discos masivos ( $\langle M_d \rangle = 0.1 M_\odot$ ), con perfiles de densidad superficial suaves ( $\langle \gamma \rangle = 0.95$ ), en discos protoplanetarios con radios característicos moderados ( $\langle R_c \rangle \sim 33$  ua), valores pequeños del parámetro de viscosidad  $\alpha$  ( $\langle \alpha \rangle = 3.4 \times 10^{-3}$ ), y escalas de tiempo de disipación del gas moderadas ( $\langle \tau \rangle \sim 6.5$  Ma). También vale la pena destacar que sólo 20 SASS presentan a todos los parámetros del disco entre sus valores de dispersión,  $\pm\sigma$ . Estos sistemas son los que están representados mediante diamantes negros en la figura 6.10. Estos sistemas dentro de  $\pm\sigma$  representan sólo un  $\sim 3$  % del total de SASS y fueron formados a partir de planetesimales pequeños (100 m y 1 km) y en escenarios con nulas o bajas tasas de migración tipo I.

#### 6.4.2.3 Evolución y configuración de SASS al final de la etapa gaseosa

En esta sección mostraremos las características principales de la evolución temporal de un SASS y también mostraremos las configuraciones finales de los SASS más representativos de cada escenario de formación, que están compuestas por:

- una distribución de embriones que nos provee información sobre el semieje mayor, masa del núcleo, masa de la envoltura, masa de agua debido a la acreción de planetesimales y masa de agua debido a la fusión entre embriones, de cada cuerpo final,
- y una densidad superficial de planetesimales, con sus respectivos perfiles de excentricidad e inclinación.



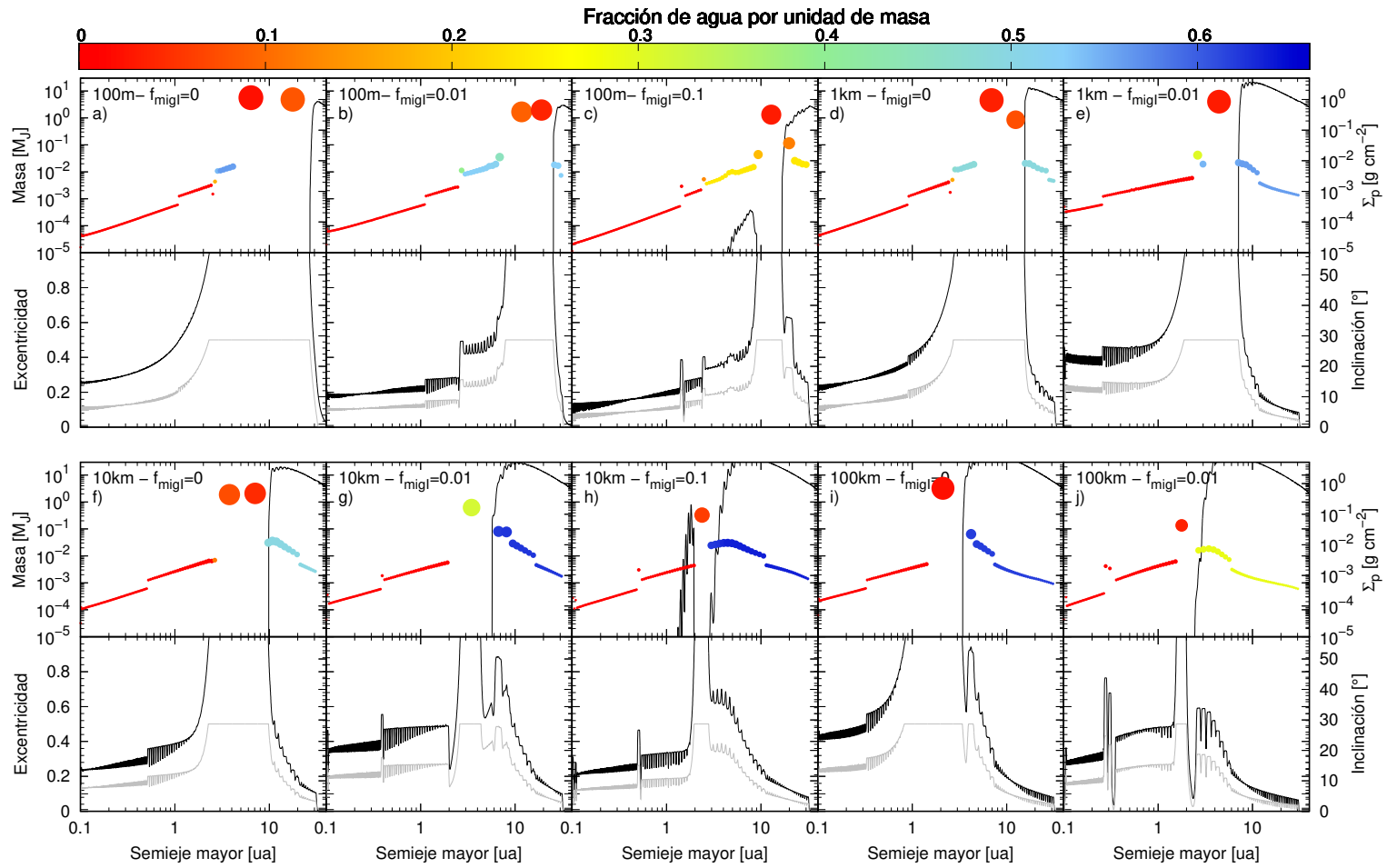
**Figura 6.12.** Ejemplo de la evolución temporal de la distribución de embriones (a), la densidad superficial de gas (b), la masa del disco de gas (c), la densidad superficial de planetesimales (d) y los perfiles de excentricidad e inclinación (e y f, respectivamente) de un SASS formado a partir de planetesimales de 1 km de radio y sin migración tipo I. Los parámetros de este disco son:  $M_d = 0.13M_\odot$ ,  $\gamma = 0.92$ ,  $R_c = 34$  ua,  $\alpha = 1.1 \times 10^{-3}$  y  $\tau = 6.65$  Ma. Finalmente,  $\beta = 1.96$ . La escala de colores representa la evolución temporal del sistema, y cada perfil es graficado cada 0.1 Ma.

Estas configuraciones finales nos servirán en el próximo capítulo como condiciones iniciales para estudiar la evolución post-gas de estos sistemas mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos.

La figura 6.12 muestra la evolución en el tiempo, representada mediante la escala de colores, de un SASS representativo del escenario de formación sin migración y de planetesimales de 1 km. Los parámetros del disco de este sistema son  $M_d = 0.13M_\odot$ ,  $\gamma = 0.92$ ,  $R_c = 34$  ua,  $\alpha = 1.1 \times 10^{-3}$ , y una escala de disipación del disco de gas de  $\tau = 6.65$  Ma. El factor que representa la cantidad de material sólido condensado más allá de la línea de hielo, a 2.7 ua, es  $\beta = 1.96$ . El panel (a) representa la evolución temporal de la distribución de embriones. Los pequeños puntos rojos unidos por líneas representan la distribución inicial, al comienzo de la etapa gaseosa de formación. Estos embriones comienzan a crecer debido a la acreción de planetesimales dentro de sus zonas de alimentación. Con el tiempo, mientras crecen, si la distancia entre ellos es menor a 3.5 radios de Hill, se fusionan en un sólo objeto. Cuando los núcleos sólidos de estos embriones alcanzan la masa crítica, que es de aproximadamente  $10M_\oplus$ , comienzan a acretar cantidades significativas de gas hasta que alcanzan sus masas finales y el disco de gas se disipa. Los paneles (b) y (c) representan la evolución temporal de la componente gaseosa del disco. La densidad superficial de gas (b), que se grafica cada 0.1 Ma, comienza a decrecer y a expandirse en la dirección radial debido a la conservación del momento angular del disco. En aproximadamente  $\sim 2$  Ma, se abre una brecha en el disco de gas debido al proceso de fotoevaporación. Como consecuencia, el gas en la zona interna del disco, dentro de la brecha, rápidamente cae a la estrella central, mientras que el gas remanente

de la zona externa continúa su evolución por algunos millones de años más hasta disiparse por completo. La masa del disco de gas decrece, como puede apreciarse en el panel (c). La densidad superficial de planetesimales (d) evoluciona temporalmente debido a la migración radial y debido a los embriones que los acretan, aumentando sus excentricidades (e) y sus inclinaciones (f). Mientras el tiempo avanza, el perfil de planetesimales decrece, y la zona interna del disco se queda rápidamente sin planetesimales. Esto es debido principalmente a que las tasas de acreción de planetesimales son más altas en la zona interna del disco, donde la densidad superficial de planetesimales es inicialmente más alta también. Esto favorece la formación de varios planetas rocosos de baja masa muy cercanos unos a otros, que acretan todo el material disponible en sus zonas de alimentación. Estos embriones no se fusionan entre sí debido a que sus zonas de alimentación son muy angostas, y por lo tanto, no alcanzan a crecer lo suficiente como para separarse en menos de 3.5 radios de Hill mutuos. Esto ocurre especialmente bien cerca de la estrella central. Además, la formación de dos planetas gigantes gaseosos (ver panel a) ayuda a la remoción de planetesimales entre 10 ua y 15 ua. Al final de la evolución, cuando ya no hay más gas en el disco, sólo queda un remanente de planetesimales más allá de 15 ua. Este remanente de planetesimales, representado por medio de la línea azul, tiene perfiles de excentricidad e inclinación asociados, representados también por líneas azules en los paneles (e) y (f), respectivamente. Es importante notar que estos perfiles de excentricidad e inclinación a lo largo del disco tienen sentido únicamente en la región en la que aún hay presencia de planetesimales, para este caso particular, más allá de  $\sim 15$  ua.

Como mencionamos anteriormente, el objetivo de este capítulo es poder encontrar condiciones iniciales apropiadas para el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos en el capítulo próximo. La figura 6.13 entonces muestra configuraciones finales representativas de SASS en cada escenario de formación que fue capaz de formar al menos uno. Cada panel superior muestra la distribución final de embriones con la densidad superficial final de planetesimales, y cada panel inferior muestra los perfiles finales de excentricidad e inclinación de los planetesimales. La escala de colores, que puede apreciarse sobre cada planeta, representa el porcentaje de agua por unidad de masa.

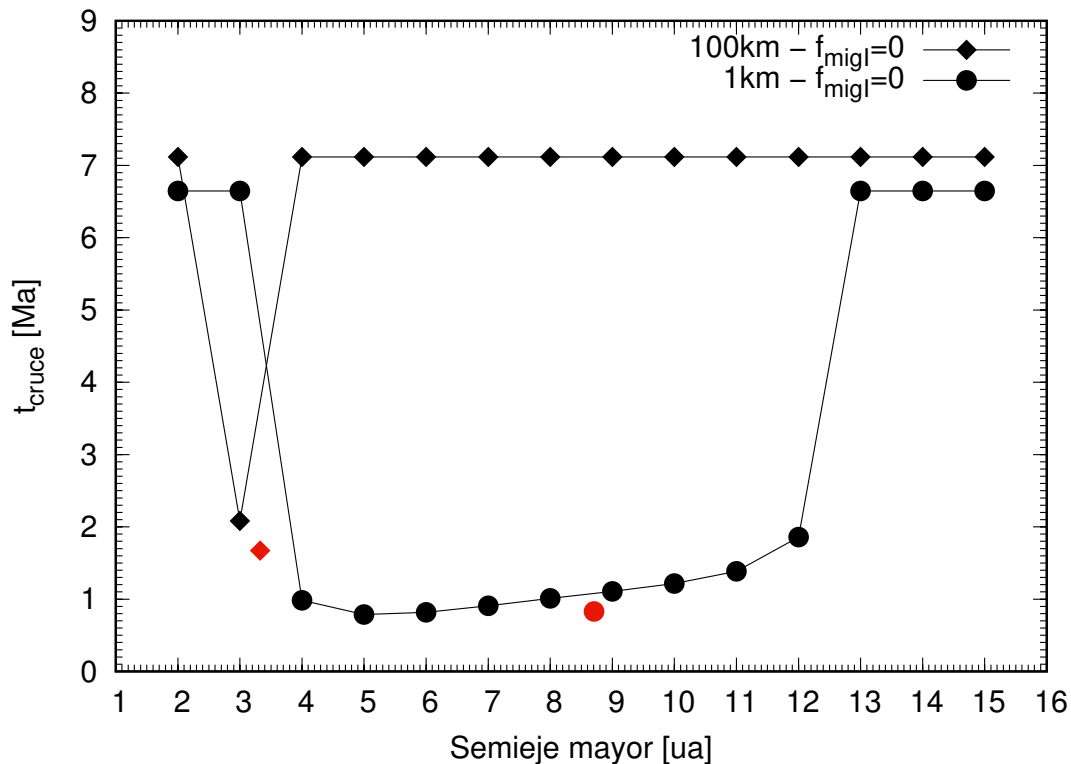


**Figura 6.13.** Configuraciones representativas de SASS en cada escenario de formación al final de la etapa gaseosa, en diagramas de masa vs. semieje mayor vs. densidad superficial de planetesimales (paneles superiores), y diagramas de excentricidad vs. semieje mayor vs. inclinación (paneles inferiores). En los paneles superiores, cada punto coloreado representa a un planeta final, la línea negra sólida en cada sistema representa a la densidad superficial final de planetesimales. En los paneles inferiores, los perfiles finales de excentricidad e inclinación, asociados a los perfiles de planetesimales de los paneles superiores se ven en líneas negras y grises, respectivamente. La escala de colores de los planetas representa la cantidad de agua por unidad de masa, y el tamaño de cada planeta está representado en escala logarítmica. El sistema planetario final obtenido a partir de planetesimales de 1 km y sin migración tipo I (panel d) es el mismo sistema planetario ejemplificado en la figura 6.12.

A pesar de que todos estos sistemas planetarios son SASS, presentan diferencias globales en cuanto a la ubicación de los planetas gigantes y en cuanto a las densidades superficiales finales de planetesimales. A medida que el tamaño de los planetesimales y el factor de reducción de la migración tipo I aumentan, la ubicación de los planetas gigantes cambia, moviéndose éstos hacia regiones más internas del disco. Además, también aumenta la densidad superficial de planetesimales remanente. La ubicación final de los planetas gigantes depende de varios fenómenos. Como mostró Guilera et al. (2011), la competencia entre las escalas de tiempo de acreción de planetesimales y las escalas de migración de los mismos, regula la formación de los planetas gigantes. Estos autores encontraron que estas dos escalas temporales dependen del tamaño de los planetesimales y de la ubicación del planeta respecto a la estrella central. Por lo tanto, la ubicación óptima en el disco para la formación de núcleos masivos, futuros precursores de planetas gigantes, es diferente para diferentes tamaños de planetesimales. Además, las características más importantes del disco protoplanetario, como ser las pendientes de los perfiles de densidad superficial, el salto en la posición de la línea de hielo debido a la condensación de material volátil, el radio característico del disco, etc, pueden jugar un rol muy importante en la formación del planeta gigante. De hecho, Guilera et al. (2011) encontraron que para pendientes suaves, la formación de los planetas gigantes se optimiza en la zona más externa del disco para escenarios con planetesimales pequeños ( $r_p < 100$  m). Más aún, otro fenómeno importante que puede dar lugar a cambios en la posición óptima de la formación de un planeta gigante es la fusión entre varios planetas. A modo de ejemplo, la figura 6.14 muestra el tiempo de cruce como función de la posición del planeta en el disco.

El **tiempo de cruce** es el tiempo en el cual la masa de la envoltura de un planeta iguala a la masa del núcleo y por lo tanto se dispara la etapa de crecimiento en fuga de la envoltura gaseosa. En consecuencia, la **masa de cruce** es la masa del planeta cuando se igualan la masa del núcleo y la masa de la envoltura.

Los puntos y diamantes negros en la figura 6.14 representan la formación *in situ* de un planeta aislado, ubicado en diferentes posiciones entre 2 ua y 15 ua, para los mismos parámetros del disco del escenario de formación representado por los paneles (d) e (i) de la figura 6.13, respectivamente. Como se puede apreciar, para escenarios con planetesimales de 1 km, la ubicación óptima para la formación de un planeta gigante es de  $\sim 5$  ua, mientras que para escenarios de 100 km, es de  $\sim 3$  ua. Vale destacar que encontramos resultados similares entre los escenarios formados por planetesimales de 1 km y 100 m, y entre los escenarios de 10 km y 100 km. Sin embargo, cuando incluimos la formación del sistema completo, ya no de un sólo planeta aislado, la ubicación óptima para la formación del gigante puede cambiar y puede moverse hacia atrás en el disco. Como muestra la figura 6.14, para escenarios con planetesimales de 1 km el punto rojo muestra la ubicación a la cual el primer planeta del sistema alcanzó la masa de cruce. Esta situación muestra que, cuando se considera la formación simultánea, la formación de planetas gigantes puede ser optimizada en las regiones más externas del disco. Esto está directamente relacionado a las múltiples fusiones entre embriones que han tenido lugar durante la formación del sistema. Para planetesimales de 100 km, la ubicación del planeta gigante es optimizada un poco más alejada de la posición encontrada para la formación del planeta aislado. En este escenario, dado que los embriones no crecen lo suficiente como para aumentar sus radios de Hill, la tasa de fusiones es menor.



**Figura 6.14.** Tiempo de cruce como función de la posición inicial de un planeta, para su formación aislada, y para escenarios con planetesimales de 1 km y 100 km, y sin migración tipo I. Los puntos negros muestran la formación aislada en escenarios con planetesimales de 1 km. Los parámetros del disco de este escenario de formación son los mismos que los del sistema representado en el panel (d) de la figura 6.13, cuyo gas se disipa en 6.64 Ma. Los diamantes negros muestran la formación aislada en escenarios con planetesimales de 100 km, y los parámetros del disco de este escenario son los mismos del sistema representado en el panel (i) de la figura 6.13, cuyo gas se disipa en 7.12 Ma. El punto y el diamante rojo muestran la ubicación y el tiempo de cuando el primer planeta de cada sistema (correspondientes a los paneles (d) y (i), respectivamente), alcanzan la masa de cruce.

Continuando con la descripción de la figura 6.14, si sólo consideramos los sistemas planetarios sin migración tipo I, para poder distinguir el efecto causado por el aumento en el tamaño de los planetesimales (ver paneles (a), (d), (f) e (i) únicamente en la figura 6.13), podemos ver que para los escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m (a), los planetas gigantes se forman en las regiones más externas del disco. Dado que las tasas de acreción son más altas en escenarios formados a partir de planetesimales pequeños que para planetesimales grandes, los núcleos masivos se forman en escalas de tiempo más cortas, y por lo tanto, los planetas en la zona externa pueden fusionarse antes de que el gas se disipe, dando lugar a la formación de planetas gigantes en las zonas más externas. Estos gigantes limpian su vecindad de planetesimales, dejando un pequeño remanente de estos objetos casi más allá de las 20 ua. A pesar de que ambos planetas gigantes en este escenario son Júpiter análogos, el Júpiter análogo más interno logró abrir una brecha en el disco de gas y se movió hacia adentro por migración tipo II, mientras que el Júpiter análogo más externo no lo hizo. En la siguiente subsección discutiremos acerca del porqué un planeta gigante con  $\sim 4.8M_J$  no fue capaz de abrir una brecha en el disco de gas.

Siguiendo con el escenario de planetesimales de 1 km (panel d), dado que las tasas de acreción de planetesimales disminuye con respecto al escenario anterior, aquellos planetas en la zona externa crecen adquiriendo masas de entre  $\sim 1.5M_{\oplus}$  y  $\sim 6.5M_{\oplus}$ . Estos planetas no crecen lo suficiente como para fusionarse entre ellos y, por lo tanto, no encontramos planetas gigantes en la zona más externa del disco. Más aún, no son capaces de remover por completo sus zonas de alimentación y por lo tanto no vacían la región de planetesimales. Luego, al final de la etapa gaseosa, una población de planetas de varias masas terrestres y una población de planetesimales coexiste en las regiones más externas del disco.

Una situación similar ocurre para escenarios con planetesimales de 10 km (panel f) en la figura 6.13). Pero en este caso, la ubicación óptima para la formación de los gigantes se mueve hacia adentro un poco más. Finalmente, para escenarios formados a partir de planetesimales de 100 km, la formación de planetas gigantes es optimizada cerca de la línea de hielo, a  $\sim 3$  ua. En el panel (i), el único planeta gigante formado alcanza las 2 ua debido al hecho de que abre una brecha en el disco y se mueve a través de él por migración tipo II.

Con respecto a la población de planetesimales, un remanente de estos objetos sobrevive al final de la etapa gaseosa en la mayoría de las simulaciones realizadas dentro de las 30 ua. Sin embargo, hemos encontrado algunos sistemas planetarios sin planetesimales dentro de esta región, que es nuestra región de estudio, para escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m. Un análisis de la evolución de este tipo de sistemas será estudiada en el próximo capítulo de esta tesis.

Es importante notar también, con respecto a la población final de planetesimales, que en algunos sistemas planetarios se puede observar un pequeño remanente de estos objetos por dentro de la órbita del planeta gigante. Esto puede apreciarse, por ejemplo, en los paneles (c) y (h) de la figura 6.13. Particularmente, el remanente de planetesimales en el escenario de formación del panel (h) está ubicado entre 2 ua y 3 ua. Este parece ser un resultado interesante dado que podría dar lugar a la formación de un cinturón de asteroides entre la región de formación de planetas terrestres y la región de los planetas gigantes. Sin embargo, será importante analizar en un futuro si este tipo de poblaciones, que terminan adquiriendo excentricidades e inclinaciones mayores a  $\sim 0.4$  y  $10^\circ$ , respectivamente, al final de la etapa



gaseosa, son capaces de sobrevivir en el sistema luego de la disipación del disco de gas y una vez que se comiencen a tener en cuenta las interacciones gravitatorias entre embriones y planetesimales.

Una de las diferencias entre nuestro modelo de formación planetaria y otros modelos de formación en síntesis poblacionales es que nosotros incluimos un tratamiento detallado de la evolución orbital de la población de planetesimales. Esta mejora nos permite obtener densidades superficiales de planetesimales y sus respectivos perfiles de excentricidad e inclinación al final de la fase gaseosa más realistas, para ser usados como condiciones iniciales en el estudio de la evolución post-gas de estos sistemas.

#### 6.4.2.4 Planetas gigantes que abren brechas

En los SASS, la frecuencia de aparición de planetas gigantes que abren brechas en el disco de gas es relativamente baja. Por cada planeta gigante en formación que abre una brecha, hay 5.5 planetas gigantes que no lo hicieron. Como describimos en la sección 6.2.2.4, la condición necesaria que un planeta gigante debe cumplir para poder abrir una brecha es la propuesta por Crida et al. (2006). Esta condición depende básicamente de la masa y la ubicación del planeta, y de la viscosidad y escala de altura del disco. Más explícitamente, esta condición depende de la suma de dos términos: el primer término involucra la razón entre la escala de altura del disco y el radio de Hill del planeta, este último es una función de la masa y la posición del planeta; el segundo término involucra la razón entre la viscosidad del disco y una función de la posición de la masa y ubicación del planeta. La condición, recordemos, viene dada por

$$\frac{3}{4} \frac{H_g}{R_H} + \frac{50\nu}{a_P^2 \Omega_{k,P}} \left( \frac{M_*}{M_P} \right) \leq 1, \quad (6.50)$$

donde  $H_g$ ,  $R_H$ ,  $\nu$  y  $\Omega$  son función sólo de la coordenada radial de nuestro modelo. Luego, la apertura de la brecha estará favorecida por planetas gigantes masivos, por discos de baja viscosidad, y por discos chatos (esto es, discos con razones pequeñas  $H_g/R$ ). Sin embargo nuestro modelo, como mencionamos previamente, considera discos cuya escala de altura es  $H_g \propto R^{5/4}$  y por lo tanto aumenta con la distancia a la estrella central.

Esta situación, combinada con el hecho de tener valores moderados a altos para la viscosidad del disco, resulta en la baja ocurrencia de planetas gigantes que abran brechas en nuestro modelo. A modo de ejemplo, la figura 6.15 muestra la mínima masa necesaria para abrir una brecha en el disco, adoptando el criterio de Crida et al. (2006), como función del semieje mayor del planeta para discos con diferentes viscosidades. Mostramos los casos límite para los valores del parámetro  $\alpha$  elegidos para este trabajo, y sus valores medios ( $\pm$  la dispersión). También graficamos la curva correspondiente al sistema planetario descrito en el panel (a) de la figura 6.13 (línea gris), y también la ubicación final de ambos planetas gigantes de dicho sistema. Podemos apreciar entonces que el planeta Júpiter análogo más interno tiene una masa final que es superior a la mínima masa necesaria para abrir una brecha en el disco (y que de hecho lo ha abierto), mientras que el Júpiter análogo más externo del sistema, a pesar de tener una masa de  $\sim 4.8 M_J$ , no alcanzó la mínima masa necesaria para abrir una brecha.

Para poder realizar la figura 6.15 analizamos el criterio de Crida et al. (2006). Dado que el radio de Hill del Planeta viene dado por

$$R_H = R_P (M_P / 3M_\star)^{1/3}$$

y adoptando  $a_P = R_P$  como la coordenada radial, podemos reescribir la ecuación 6.50 como

$$\frac{A(R)}{M_P^{1/3}} + \frac{B(R)}{M_P} = 1,$$

donde

$$A(R) = \frac{3}{4} \frac{H_g(R)}{R_H} (3M_\star)^{1/3}, \quad B(R) = \frac{50\nu(R)}{R^2\Omega(R)} M_\star,$$

y la igualdad nos brinda la mínima masa necesaria, a un dado  $R$ , para que un planeta sea capaz de abrir una brecha.

Trabajando con esta ecuación, obtenemos una ecuación cúbica donde la masa del planeta es la variable dada por:

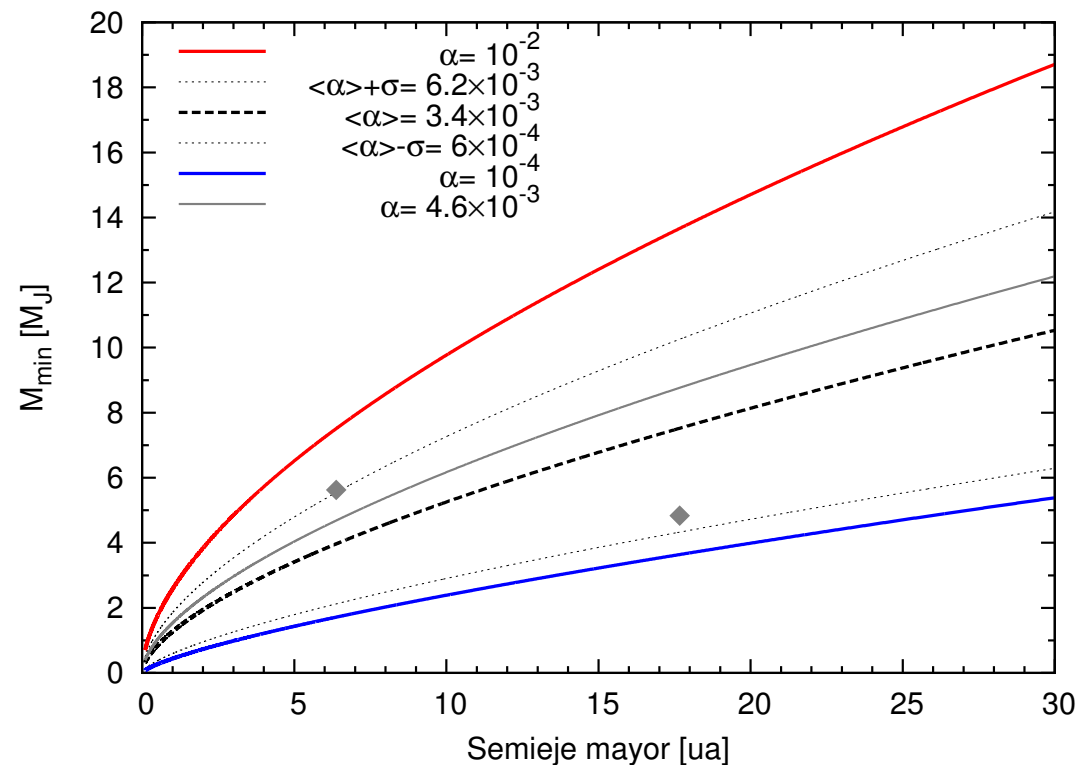
$$M_P^3 - (3B(R) + A^3(R))M_P^2 + 3B^2(R)M_P - B^3(R) = 0.$$

Resolviendo esta ecuación cúbica para cada bin radial donde hemos definido  $A(R)$  y  $B(R)$  construimos las curvas graficadas en la figura 6.15 para diferentes valores del parámetro  $\alpha$ . A una cierta distancia, planetas con masas por sobre la curva significa que fueron capaces de abrir brechas y planetas con masas por debajo significa que no lo lograron.

#### 6.4.2.5 Acricción de agua en planetas de la zona habitable

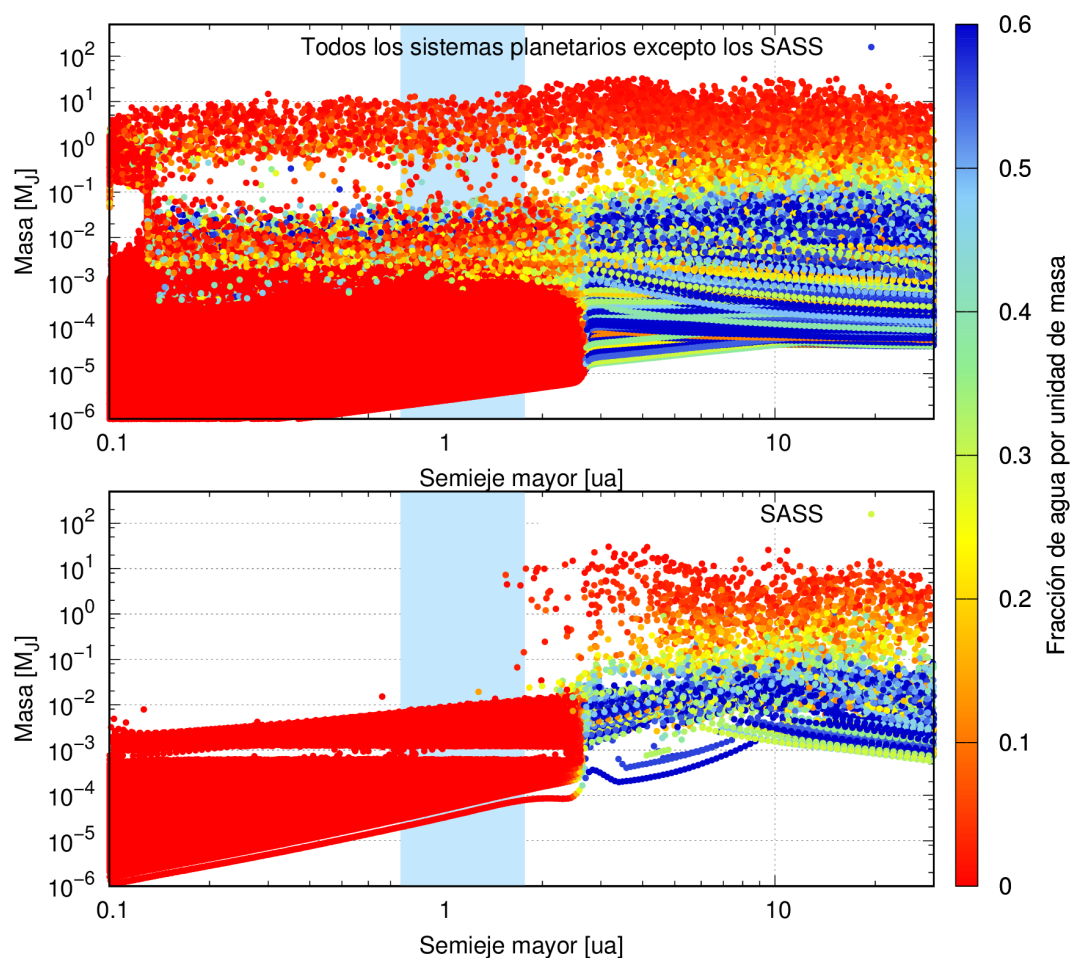
Un punto de interés para nuestros SASS es la cantidad final de agua por unidad de masa que presentan los planetas ubicados, al final de la etapa gaseosa, en las zonas internas del disco, en particular en la zona de habitabilidad<sup>vii</sup>. Como ya mencionamos en la sección 6.2.3, ambas poblaciones de embriones y planetesimales, presentan al comienzo de las simulaciones una distribución radial de agua. Dado que los embriones crecen y la densidad de planetesimales evoluciona con el tiempo, también van cambiando y evolucionando las cantidades de agua en los embriones, y evoluciona la densidad superficial de masa de agua en los planetesimales. Es entonces importante notar que, como puede apreciarse tanto en los sistemas planetarios representativos de SASS de la figura 6.13 como en los de la figura 6.16 (que incluye en el panel inferior a las distribuciones planetarias de absolutamente todos los SASS encontrados), los planetas de la zona interna de todos los SASS, y en particular de aquellos que permanecen dentro de la zona de habitabilidad, terminan la fase gaseosa de formación con completa ausencia de contenido de agua. Esto es debido a que los embriones que se encuentran por detrás de la línea de hielo actúan como barrera previniendo que planetesimales ricos en agua de más allá de esta región sean acretaados por embriones de la zona interna. Más aún, las

<sup>vii</sup>Independientemente de la definición que consideremos en este estudio para la zona de habitabilidad, toda la región interna de los SASS permanece completamente secos desde 0.5 ua y hasta las  $\sim 2.7$  ua.



**Figura 6.15.** Mínima masa necesaria para abrir una brecha en el disco de gas como función del semieje mayor del planeta según el criterio de Crida et al. (2006). La curva roja corresponde un disco con  $\alpha = 10^{-2}$  (límite superior), mientras que la curva azul corresponde a un disco con  $\alpha = 10^{-4}$  (límite inferior). La línea negra punteada representa un disco con valor medio de  $\alpha$  (para los SASS)  $\langle \alpha \rangle = 3.4 \times 10^{-3}$ , y la línea negra trazo y punto representa discos con  $\langle \alpha \rangle \pm \sigma$ . Finalmente, la curva gris representa al sistema descrito en el panel (a) de la figura 6.13. Los diamantes grises representan la masa y semieje mayor finales de los planetas gigantes de dicho sistema.

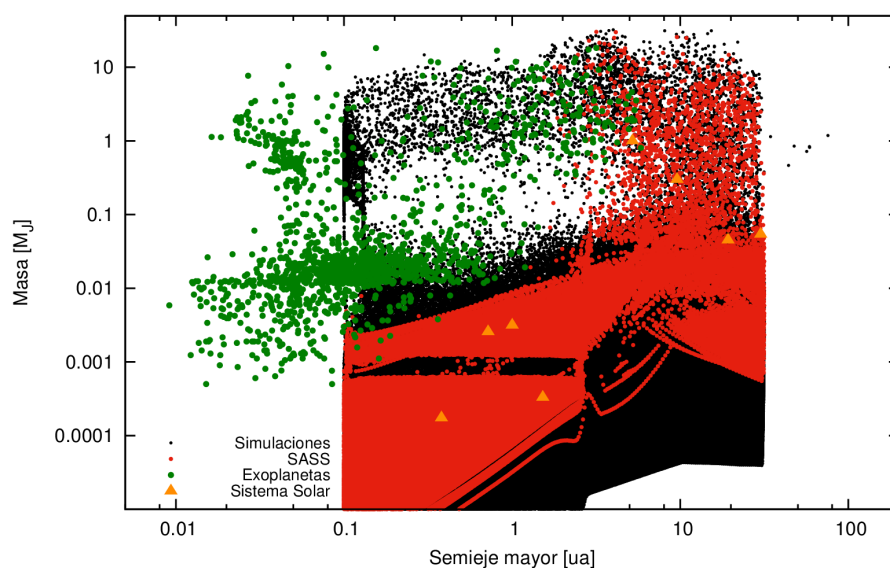
nulas y bajas tasas de migración tipo I de los SASS también previenen que los embriones provenientes de más allá de 2.7 ua alcancen la zona de habitabilidad, representada en la figura 6.16 por la zona celeste. De hecho, ocurre justamente lo opuesto en muchos de los sistemas planetarios formados mediante el desarrollo de la síntesis poblacional que no resultaron ser SASS, como se puede apreciar en el panel superior de la figura 6.16, y en particular esto se debe a que una gran parte de estos sistemas sufren migración tipo I sin reducir, lo que permite que planetas ricos en agua de las zonas externas del disco alcancen las internas antes de que el gas se disipe. A pesar de que los planetas internos de los SASS sean secos al final de la etapa gaseosa de formación, esto no significa necesariamente que no puedan acretar contenidos significativos de agua para el posible desarrollo de vida durante la etapa post-gas de formación, en la cual priman las interacciones gravitatorias y los procesos de dispersión que pueden dar lugar a la eventual entrada de planetesimales ricos en agua a las zonas internas del disco. Este análisis será justamente abordado en el próximo capítulo cuando desarrollemos simulaciones de N-cuerpos para estudiar la formación post-gas de estos sistemas.



**Figura 6.16.** Distribuciones planetarias finales de SASS (panel inferior) y del resto de los sistemas planetarios simulados (panel superior). La escala de colores representa la cantidad de agua por unidad de masa. Como podemos apreciar, los planetas de la zona interna de los SASS terminan completamente secos al final de la etapa gaseosa de formación. La zona celeste representa la zona de habitabilidad optimista definida por Kopparapu et al. (2013a). Sin embargo en este caso el resultado es independiente de la definición que se considere ya que no hay contenido de agua en ninguna parte de la zona interna.

6.4.3 Diagrama masa vs. semieje mayor para la síntesis poblacional

Finalmente, y a simple modo de comparación, es interesante ver si, a pesar de que no era un objetivo de este trabajo, es posible reproducir o al menos encontrar similitudes entre la población de exoplanetas observada hasta el momento con los resultados de nuestra síntesis poblacional. Para ello, la figura 6.17 muestra un diagrama masa vs. semieje mayor de ambas poblaciones. La población real, en color verde y la población simulada en color negro. Los puntos rojos representan a los planetas que forman únicamente SASS. Además, en triángulos naranjas están representados los planetas de nuestro Sistema Solar. Se puede apreciar que, a pesar de que nuestras distribuciones planetarias están desfasadas respecto a la población real observada, lo que se debe pura y exclusivamente a que en nuestro modelo no formamos planetas dentro de las 0.1 ua, todas las grandes poblaciones se ven reproducidas. Tanto la población de planetas tipo terrestres, como gigantes tipo Júpiteres calientes, Júpiteres templados y planetas gigantes en órbitas más extendidas. Las posiciones de cada uno de los planetas del Sistema Solar están también bien representadas por todas nuestras simulaciones. Ahora bien, en la misma figura podemos ver que hay algunos puntos negros más allá de



**Figura 6.17.** Diagrama masa vs. semieje mayor de la población de exoplanetas observada alrededor de estrellas de tipo solar y de la población de exoplanetas simulados con PLANETALP. En negro vemos representada la población total de exoplanetas mientras que en rojo vemos sólo los que forman parte de SASS. En verde vemos la población observada de exoplanetas alrededor de estrellas de tipo solar. En naranja están representados los planetas de nuestro sistema solar.

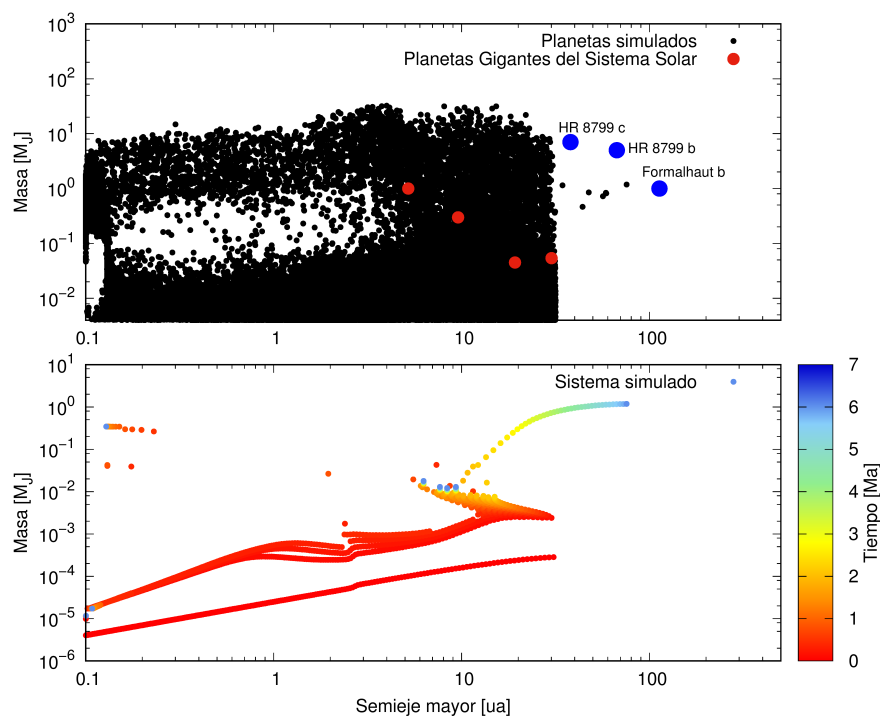
las 30 ua. Durante el análisis de las simulaciones, pudimos determinar la existencia de muy pocos planetas gigantes en zonas muy extendidas, más allá de las 30, 50 y hasta 80 ua. Dadas las tasas de migración tipo I adoptadas, que permiten únicamente una migración hacia las zonas internas del disco, y dado que nuestras distribuciones de embriones iniciales se extienden hasta las 30 ua, la existencia de estos pocos planetas fue al principio un misterio. Estudiando en detalle los muy pocos (sólo 6) sistemas planetarios simulados que presentan esta característica, pudimos determinar lo que estaba ocurriendo. Cuando se abre una brecha

en el disco de gas, debido al proceso de fotoevaporación, el frente de gas remanente no sólo actúa como una barrera para la migración tipo I, sino que también produce, bajo ciertas circunstancias, la migración hacia atrás de un planeta en crecimiento. Esto se debe a que dicho frente se mueve hacia atrás con el tiempo hasta que el disco de gas se disipa por completo. Durante esa evolución y bajo ciertas circunstancias, el planeta queda *atrapado* por este frente y migra hacia atrás hasta que el disco de gas se disipa. De esta manera, si el proceso de fotoevaporación es incluido, la presencia de planetas gigantes en órbitas muy extendidas y estables, como puede ser por ejemplo el caso del sistema HR8799 (Marois et al., 2008) puede ser explicado por un mecanismo simple como éste Guilera & Ronco (2017). Un estudio más completo y exhaustivo de este fenómeno fue luego realizado por Guilera et al. (2017) incluyendo en PLANETALP la estructura vertical del disco y tasas de migración más realistas para discos no isoterms (Paardekooper et al., 2011). En la figura 6.18 podemos ver, en el panel superior, a todos los sistemas planetarios, inclusive los que formaron planetas gigantes en órbitas extendidas, junto con dos de los planetas del sistema HR8799 y del sistema Fomalhaut descubiertos en el 2008 por el método de imagen directa. Cabe destacar que si bien Fomalhaut b (o Dagon actualmente) es un planeta en órbita extendida, presenta una alta excentricidad y puede que su formación se deba a algún proceso de dispersión entre planetas gigantes. Sin embargo éste parece no ser el caso del sistema HR8799 el cual no podría ser explicado debido a este mecanismo (Dodson-Robinson et al., 2009). Debajo, en el panel inferior, graficamos la evolución temporal, representada por la escala de colores, de uno de los sistemas planetarios que presenta al final de la etapa gaseosa un planeta gigante en órbita extendida. Puede verse entonces que el planeta comienza a crecer y que en aproximadamente 2 Ma de evolución, el planeta comienza a migrar hacia atrás, hasta finalizar ubicándose en  $\sim 80$  ua con  $\sim 1M_J$ .

## 6.5 Discusión: Limitaciones del modelo

Durante los últimos años, los grandes avances en la astronomía observacional han permitido incrementar significativamente la muestra de exoplanetas confirmados. Esta muestra, que continúa creciendo día a día, ha motivado a los astrónomos teóricos a mejorar sus modelos de formación planetaria para tratar de reproducir las propiedades más importantes de esta población.

En esta tesis hemos mejorado significativamente nuestro modelo de formación PLANETALP incorporándole varios fenómenos físicos importantes. Uno de estos fenómenos es la fotoevaporación del disco de gas, que fue implementada basándonos en un modelo de fotoevaporación de radiación EUV propuesta por Dullemond et al. (2007) y también adoptada por D'Angelo & Marzari (2012). Muchos estudios teóricos conectan el proceso de fotoevaporación con los agujeros internos observados en discos de transición (Owen et al., 2012; Owen, 2016; Terquem, 2017). Particularmente, Ercolano et al. (2017) fueron capaces de mostrar que la brecha en el disco de gas alrededor de TW-Hya, que es el disco protoplanetario más cercano a la Tierra, es consistente con sus modelos de fotoevaporación. Sin embargo es importante notar que estos modelos son en realidad una combinación de fuentes de radiación EUV y de rayos X, o sólo de rayos X. El porcentaje de discos de transición observados, que son discos



**Figura 6.18.** Panel superior: Distribución de los planetas simulados con las 16000 simulaciones con masas mayores a  $1M_{\oplus}$ . La población de planetas simuladas tiene un corte irrealista en 0.1 ua debido a que en ese lugar hemos cortado el disco protoplanetario. En este gráfico se incluye a los planetas gigantes reales de nuestro Sistema Solar y a los planetas gigantes del Sistema planetario HR 8799, y a Fomalhaut b, detectados por imagen directa. Panel inferior: Evolución temporal de uno de los sistemas planetarios que da lugar a la formación de un planeta en órbita lejana.

con un agujero de varias ua en la zona interna, respecto al número total de discos observados, es relativamente baja, de aproximadamente un 10 % – 20 %. Este bajo porcentaje sugiere entonces que una vez que se abre la brecha en el disco debido al proceso de fotoevaporación, el disco restante debería disiparse en un 10 % – 20 % de la escala de tiempo de disipación. En este sentido, es importante notar que nuestro modelo de fotoevaporación puramente debido a la radiación EUV puede estar sobrestimando las escalas de tiempo de disipación una vez abiertas las brechas internas.

A pesar de que nuestro modelo incluye el ya mencionado y otros fenómenos físicos relevantes para la formación, aún así no incorpora varios fenómenos que pueden dar lugar a cambios significativos en los resultados. Quizá, los más importantes sean:

1. **Tasas de migración más realistas para discos no isoterms:** Paardekooper et al. (2010, 2011) encontraron que las tasas de migración para discos no isoterms pueden ser diferentes respecto a aquellas calculadas para discos isoterms (Tanaka et al., 2002). Las tasas de migración tipo I para discos isoterms sólo dependen de la densidad superficial del mismo, mientras que en discos más realistas, estas tasas también dependen del perfil de temperatura. Más aún, mientras los discos idealmente isoterms en general dan lugar a una rápida migración hacia adentro, las tasas para discos no isoterms pueden ser hacia afuera, dependiendo de su temperatura, y de la masa y semieje del planeta. Dittkrist et al. (2014) estudiaron el impacto de los modelos de migración



planetaria en análisis de síntesis poblacional de sistemas planetarios incorporando tasas de migración para discos no isoterms. Comparando estudios de síntesis poblacionales que no incorporaron estas tasas más realistas y que sólo usaron las clásicas para discos isoterms (sin ningún factor de reducción), encontraron que, a pesar de que ambos tipos de análisis podían reproducir de manera muy similar los diagramas masa vs. semieje mayor, el porcentaje global de planetas que permanece por detrás de 0.1 ua es de aproximadamente el doble en los estudios con discos no isoterms y tasas de migración más realistas que en el caso de discos isoterms. Lo mismo ocurre para planetas masivos ( $M > 100M_{\oplus}$ ). Entonces, el uso de modelos de discos y tasas de migración más realistas podría cambiar el porcentaje de SASS que encontremos. Por el contrario, Coleman & Nelson (2014, 2016) también incorporaron tasas de migración tipo I más realistas para discos no isoterms en su modelo de formación, y encontraron que la formación de planetas gigantes se ve favorecida por la acreción de planetesimales pequeños ( $r_p < 100$  m), y que la existencia de brechas en el disco de gas es necesaria para la supervivencia de este tipo de planetas en las zonas externas del disco. Sin embargo, notamos que el modelo de Coleman & Nelson (2014) es bastante distinto al nuestro y distinto al de Dittkrist et al. (2014), especialmente en el tratamiento de la acreción de planetesimales y en el crecimiento de los planetas. Independientemente de estos resultados, es importante remarcar que, para ser consistentes con nuestra suposición de disco isotermo es que seguimos las prescripciones de Tanaka et al. (2002) para las tasas de migración tipo I.

- 2. Interacciones gravitatorias entre planetas y resonancias de movimientos medios:** Un efecto clave, que puede alterar significativamente los resultados de nuestras simulaciones, es el hecho de considerar interacciones gravitatorias entre los planetas en formación. Estas interacciones pueden causar dos diferentes efectos. Por un lado, cuando el gas es casi completamente removido de la zona interna debido al proceso de fotoevaporación, la interacción entre los planetas gigantes y los planetas de la zona interna, que ya no están más amortiguados por el gas, puede dar lugar a la eyección de uno o varios de estos planetas del sistema planetario, exaltando además las excentricidades de los restantes, a pesar de que, en las zonas externas del disco haya todavía gas. Más aún, Matsumura et al. (2013) mostró que aún los planetas terrestres de la zona interna de un sistema pueden ser afectados por los planetas gigantes a pesar de estar muy lejos de ellos, en discos donde hay ausencia de gas. Estos efectos pueden modificar la configuración final de nuestros SASS. Por otro lado, las interacciones gravitatorias pueden dar lugar a que los planetas queden atrapados en resonancias de movimientos medios (RMM). La migración de planetas atrapados en estas resonancias a lo largo del disco de gas es un fenómeno complejo. Con este mecanismo, los planetas atrapados en RMM podrían evitar la rápida caída orbital en zonas muy internas del disco (Masset & Snellgrove, 2001). Más aún, con respecto a la formación de nuestro Sistema Solar, si Júpiter fue capaz de abrir una brecha en el disco de gas y fue capaz de migrar hacia adentro por migración tipo II, y si al mismo tiempo Saturno fue capaz de migrar rápido hacia Júpiter, pudieron entonces quedar atrapados en RMM 2:3. Este efecto pudo haber detenido o hasta pudo haber revertido la migración de ambos planetas juntos (Morbidelli & Crida, 2007). Luego, Morbidelli et al. (2007) mostró que si los planetas quedaron atrapados en RMM, los planetas gigantes helados del Sistema



Solar también pudieron quedar atrapados en RMM y todo el sistema pudo haber evolucionado como una cadena resonante. Estos resultados son de gran importancia dado que representan las configuraciones orbitales iniciales del Sistema Solar exterior luego de que el gas se disipó, asumidas por el modelo de Niza (Tsiganis et al., 2005; Gomes et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Brasser et al., 2009; Walsh et al., 2011; Levison et al., 2011; Nesvorný & Morbidelli, 2012). Sin embargo es importante notar que varios otros fenómenos, como por ejemplo la turbulencia de los discos, pudo haber roto o destruido estas configuraciones resonantes (Adams et al., 2008).

3. **Fragmentación de planetesimales:** La evolución colisional de la población de planetesimales puede tener un impacto importante en los resultados de la síntesis poblacional. De hecho, Guilera et al. (2014), que como mencionamos previamente tiene incorporado un modelo de fragmentación, en línea con los trabajos pioneros de Inaba et al. (2003) y Ormel & Kobayashi (2012), encontraron que sustanciales cantidades de masa pudieron haberse perdido en la evolución colisional de planetesimales reduciendo la eficiencia en la formación planetaria, especialmente en el caso de planetesimales pequeños, que tienen una energía de impacto más chica. Sin embargo, hay que destacar que estos trabajos consideran que toda la masa generada por la fragmentación de planetesimales se pierde por debajo de un cierto valor mínimo considerado. Pero Chambers (2014) mostró que relajando esta hipótesis y considerando que las partículas más pequeñas, por debajo de ese mínimo, se coagulan rápido evitando así la pérdida de material, la fragmentación de planetesimales podría entonces favorecer, en vez de evitar, el proceso de formación planetaria. Independientemente de estos resultados es importante destacar que dados los tiempos de cómputo necesarios para una única simulación con fragmentación, este tipo de estudios es inviable en un trabajo de síntesis poblacional.

## 6.6 Conclusiones generales del capítulo

---

Durante este capítulo se ha mejorado el código de formación planetaria incorporándole diversos fenómenos físicos que nos permiten obtener sistemas planetarios más realistas al final de la etapa gaseosa de formación. La componente gaseosa del disco evoluciona por acreción viscosa y fotoevaporación por la estrella central (Dullemond et al., 2007; D'Angelo & Marzari, 2012). La componente sólida presenta una población de embriones y de planetesimales. La población de planetesimales evoluciona debido a la fricción gaseosa con el disco de gas, y sus excentricidades e inclinaciones evolucionan por la interacción gravitatoria con los embriones y por el amortiguamiento del gas. Los embriones crecen por la acreción de planetesimales, gas y por la fusión con otros embriones considerando sus atmósferas. Las tasas de migración tipo I y tipo II para discos isoterms son también incorporadas en los embriones y una distribución radial de agua se distribuye entre ambas poblaciones.

Con las mejoras a PLANETALP y con su automatización se hizo un estudio de síntesis poblacional con el objetivo de encontrar los escenarios y parámetros de discos protoplanetarios adecuados para la formación de SASS. El objetivo a futuro es poder usar las distribuciones de embriones y las densidades superficiales de planetesimales, con sus respectivos perfiles

de excentricidad e inclinación, como condiciones iniciales para el análisis de la formación post-gas de estos sistemas mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos.

Los resultados más importantes de este capítulo, que podemos encontrar también en Ronco et al. (2017) son:

- Los sistemas planetarios más comúnmente encontrados en nuestras simulaciones fueron aquellos que presentan únicamente planetas rocosos, sin gigantes helados ni gaseosos. Estos sistemas representan más del 60 % del total de las simulaciones realizadas y es un resultado que está en acuerdo con trabajos previos de síntesis poblacional (Thommes et al., 2008; Mordasini et al., 2009; Miguel et al., 2011).
- Los sistemas planetarios rocosos son mayoría en escenarios con planetesimales grandes y bajas/moderadas tasas de migración tipo I (ver figura 6.9).
- Los sistemas planetarios gigantes helados son, por el contrario, mayoría en escenarios con planetesimales pequeños y altas tasas de migración tipo I.
- Por último, la formación de sistemas planetarios gigantes gaseosos se ve favorecida en escenarios con pequeños planetesimales y bajas/moderadas tasas de migración tipo I.

Con respecto a la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar, sólo representan el 4.3 % del total de los sistemas formados (ver figura 6.10). Las arquitecturas más representativas (ver figura 6.11) de estos sistemas son las que presentan:

- Entre 1 y 3 planetas gigantes gaseosos,
- entre 0 y 4 planetas gigantes helados,
- y entre 100 y 200 planetas rocosos, a lo largo del disco.

Los escenarios de formación más favorables para SASS son aquellos formados a partir de planetesimales pequeños y bajas/nulas tasas de migración tipo I (ver figura 6.10). En particular, la formación de SASS se produce en todo el rango de valores de los parámetros considerado salvo en escenarios con discos menos masivos que  $0.04M_{\odot}$ . Los valores medios de dichos parámetros son:

- $\langle \gamma \rangle = 0.95$ ,
- $\langle R_c \rangle = 33$  ua,
- $\langle \alpha \rangle = 3.4 \times 10^{-3}$ ,
- $\langle \tau \rangle = 6.5$  Ma,
- $\langle M_d \rangle = 0.1M_{\odot}$ .

Por último, pero no menos importante, ningún SASS presenta planetas ricos en agua en las zonas internas del disco. Este es un punto de particular importancia dado que será una condición inicial para las futuras simulaciones de N-cuerpos que estudien la etapa post-gas. Veremos con los futuros estudios dinámicos de estos sistemas, si el hecho de que las zonas internas de estos sistemas desprovistas de agua una vez finalizada la etapa gaseosa de formación implica, o no, que éste sea el mismo resultado una vez finalizada dicha etapa de formación.



# 7

## FORMACIÓN DE SISTEMAS ANÁLOGOS AL SISTEMA SOLAR MEDIANTE SIMULACIONES DE N-CUERPOS

---



*“La recompensa del joven científico es la excitación y emoción que se siente al ser la primera persona en la historia en ver o entender una cosa nueva...”*

Cecilia Payne-Gaposchkin

### Índice

---

<b>7.1. Motivación</b>	<b>156</b>
<b>7.2. Condiciones Iniciales: Resultados previos</b>	<b>157</b>
<b>7.3. Características generales del modelo de N-Cuerpos</b>	<b>162</b>
<b>7.4. Mejoras en la elección de la Zona de Habitabilidad</b>	<b>164</b>
<b>7.5. Resultados</b>	<b>166</b>
7.5.1. Escenarios formados por planetesimales de 100 km	167
7.5.2. Escenarios formados por planetesimales de 10 km	170
7.5.3. Escenarios formados por planetesimales de 1 km	173
7.5.4. Escenarios formados por planetesimales de 100 m	178
7.5.5. Sensibilidad a escenarios con migración tipo I	183
7.5.6. Sensibilidad a escenarios con migración tipo II	186
7.5.7. ¿Masa y ubicación favorable del gigante interno?	188
7.5.8. Escenarios sin planetesimales	190
<b>7.6. Discusión</b>	<b>191</b>
<b>7.7. Conclusiones generales del capítulo</b>	<b>193</b>

---

En este capítulo mostraremos los resultados de la etapa post-gas de formación, estudiando la evolución de los sistemas planetarios análogos al Sistema Solar encontrados al finalizar la etapa gaseosa mediante el uso de simulaciones de N-cuerpos.

## 7.1 Motivación

---

En el capítulo anterior, nos enfocamos en obtener parámetros del disco protoplanetario que dieran lugar a la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar (SASS) al final de la etapa gaseosa. Sin embargo el estudio de la formación de un sistema planetario claramente no termina al final de dicha fase, dado que, como hemos comentado en los primeros capítulos de esta tesis, presenta varias etapas. Una de estas etapas, quizá la más importante, es la etapa post-gas de formación en la que se define la configuración final del sistema. Esta configuración final es el resultado concreto con el cual podemos hacer comparaciones con nuestro observable: la población actual de exoplanetas.

Durante los últimos años las mejoras sustanciales realizadas en las técnicas de detección de exoplanetas y el incremento en la cantidad y en la calidad de las misiones ha dado lugar al descubrimiento de exoplanetas de todo tipo.

Hasta el momento (Febrero de 2018) el número de exoplanetas confirmados asciende a 3728 y continúa creciendo (<http://exoplanet.eu/>). En particular, el número de planetas rocosos es el que más ha crecido en los últimos tiempos gracias a los descubrimientos realizados por la misión Kepler (<https://www.nasa.gov/mission-pages/kepler>). El número de exoplanetas gigantes gaseosos en órbitas con semiejes mayores a 1 ua también ha crecido, y muchos de los planetas rocosos descubiertos recientemente son parte de sistemas planetarios múltiples que presentan, además, gigantes gaseosos. Hasta la fecha el número de sistemas planetarios múltiples asciende a 622. Más aún, se han descubierto sistemas planetarios con más de un planeta gigante. De toda esta gran diversidad de sistemas planetarios, muchos de ellos presentan una estrella central similar a nuestro Sol. Sin embargo hasta el momento no hemos sido capaces aún de detectar sistemas planetarios con configuraciones similares a las de nuestro Sistema Solar. Esto es, sistemas planetarios que presenten simultáneamente al menos un planeta gigante gaseoso con una masa del orden de la de Saturno o de Júpiter en las zonas más externas, y planetas rocosos en la zona interna del disco, particularmente en la zona de habitabilidad.

Desde un punto de vista más teórico, durante los últimos 15 a 20 años una gran cantidad de trabajos se ha dedicado a estudiar la formación de sistemas planetarios durante la etapa post-gas, enfocándose algunos en la formación de planetas terrestres y su acreción de agua alrededor de estrellas similares a nuestro Sol, y hasta en el marco de la formación de nuestro sistema solar. Por ejemplo, Raymond et al. (2004) y Raymond et al. (2006) analizaron los efectos producidos por un planeta tipo Júpiter ubicado en las zonas externas del disco en la formación y evolución dinámica de planetas tipo terrestres alrededor de una estrella tipo solar. Más tarde, Mandell et al. (2007) exploraron también la formación de planetas tipo terrestres en sistemas planetarios con un planeta gigante migrante alrededor de una estrella de tipo solar. Consideraron también la posibilidad de tener un planeta gigante que migrara y otro que no lo hiciera. Fogg & Nelson (2009) examinaron el efecto que produce la migración de un planeta gigante en la formación de sistemas planetarios formados por planetas terrestres internos y encontró que este fenómeno no previene la formación de este tipo de objetos. Por otro lado, Salvador Zain et al. (2017) hizo un estudio enfocándose en la

formación de planetas terrestres y caída de agua en la zona de habitabilidad en diferentes escenarios dinámicos. Los autores consideraron sistemas planetarios que albergan planetas análogos a Júpiter o Saturno alrededor de la posición de la línea de hielo, y encontraron que la formación de planetas ricos en agua en la zona de habitabilidad parece ser un proceso común. Más recientemente Raymond & Izidoro (2017) mostraron que el agua entregada al Sistema Solar interno pudo haber sido el resultado natural de la formación de los planetas gigantes. Estos autores encontraron que cuando el disco de gas comienza a disiparse, una población de planetesimales con excentricidades altas y dispersada es capaz de cruzar la región de formación de los planetas terrestres entregando agua a los planetas terrestres que están creciendo.

Como ya hemos visto durante el capítulo anterior, hemos mejorado el código de formación planetaria que calcula la evolución de un sistema planetario durante la etapa gaseosa, encontrando, vía un análisis de síntesis poblacional, los parámetros del disco que mejor describen la formación de SASS. Estábamos especialmente interesados en las distribuciones de embriones, perfiles de densidad superficial de planetesimales y perfiles de excentricidad e inclinación de planetesimales de estos sistemas planetarios al final de la etapa gaseosa considerando escenarios formados a partir de planetesimales de distinto tamaño y con distintas tasas de migración tipo I.

El objetivo de este capítulo es analizar la formación de SASS durante la etapa post-gas mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos, enfocándonos en la formación de planetas rocosos y la acreción de agua en las zonas internas del disco, particularmente en la zona de habitabilidad. Para ello, y con el objetivo de analizar la formación de la forma más consistente posible, es que hacemos uso de los resultados del capítulo anterior como condiciones iniciales para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos.

Muchos trabajos en la literatura analizan la evolución post-gas de sistemas planetarios enfocándose principalmente en la formación de planetas terrestres en la zona interna, pero en general lo hacen considerando condiciones iniciales arbitrarias (Chambers, 2001; Raymond et al., 2004, 2006; O'Brien et al., 2006; Mandell et al., 2007; Raymond et al., 2009; Walsh et al., 2011; Ronco & de Elía, 2014). Sin embargo, como hemos contado en el capítulo 6, condiciones iniciales más realistas obtenidas a partir de un modelo de formación planetaria dan lugar a diferentes historias de acreción de los planetas que sobreviven en la zona de habitabilidad, que las que surgen al considerar condiciones iniciales arbitrarias. Por lo expuesto, a continuación mencionaremos las características principales de las condiciones iniciales utilizadas, las características del código utilizado y los resultados hallados.

## 7.2

## Condiciones Iniciales: Resultados previos

---

En el capítulo anterior hemos encontrado una gran cantidad de SASS al final de la etapa gaseosa, esto es, sistemas formados por planetas rocosos en la zona interna del disco y al menos un planeta gigante gaseoso tipo Júpiter o Saturno por detrás de 1.5 ua.

Recordemos que los SASS fueron hallados en los siguientes escenarios de formación:

- 0.20 % SASS en escenarios de 100 km y  $f_{\text{migI}} = 0$
- 5.10 % SASS en escenarios de 10 km y  $f_{\text{migI}} = 0$
- 16.40 % SASS en escenarios de 1 km y  $f_{\text{migI}} = 0$
- 26.90 % SASS en escenarios de 100 m y  $f_{\text{migI}} = 0$
- 0.10 % SASS en escenarios de 100 km y  $f_{\text{migI}} = 0.01$
- 2.40 % SASS en escenarios de 10 km y  $f_{\text{migI}} = 0.01$
- 1.40 % SASS en escenarios de 1 km y  $f_{\text{migI}} = 0.01$
- 14.90 % SASS en escenarios de 100 m y  $f_{\text{migI}} = 0.01$
- 0.30 % SASS en escenarios de 10 km y  $f_{\text{migI}} = 0.1$
- 1.10 % SASS en escenarios de 100 m y  $f_{\text{migI}} = 0.1$

donde el porcentaje está calculado respecto al total de simulaciones realizadas por cada escenario de formación (1000).

Dado que los tiempos requeridos para el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos son muy altos, es que no hemos desarrollado simulaciones con cada uno de ellos sino con uno, representativo de cada escenario de formación. La elección de este “escenario representativo” se hizo inspeccionando a cada uno de ellos y determinando cuáles presentaban características globales similares en cuanto a la distribución final de embriones, cantidad de planetas gigantes y densidad de planetesimales finales.

Un punto importante para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos es que el número de objetos a utilizar es un limitante. Como ya hemos mencionado en capítulos previos, los tiempos que demoran las simulaciones aumentan significativamente cuanto mayor es el número total de cuerpos utilizado. Por este motivo es necesario encontrar un compromiso entre dicha cantidad y el tiempo de CPU necesario para desarrollar las simulaciones. Además es necesario que, para que las poblaciones de embriones y planetesimales puedan ser distinguidas como tales, haya al menos un factor 2 entre la masa del planetesimal más masivo y la masa del embrión menos masivo. De esta manera, fijando un número de planetesimales para el desarrollo de las simulaciones, no necesariamente todos los escenarios en los que se formaron SASS cumplen con este criterio. Aquellos sistemas que presentan embriones y planetesimales hasta las 30 ua que no cumplen con esta condición pueden ser limitados en semieje hasta lograr que la cumplan. Es decir, un mecanismo que nos permite utilizar el total de los SASS es el de limitar la masa total en embriones y en planetesimales, de modo tal que se cumpla el criterio. Es decir, removemos la masa en embriones y planetesimales de las zonas externas del disco hasta tanto podamos hallar una masa en planetesimales tal que, dividida por el total de planetesimales a utilizar, nos permita cumplir con la condición antes mencionada. De esta manera, los sistemas planetarios a simular durante la etapa post-gas no se extenderían hasta las 30 ua pero podrían utilizarse de igual manera.

Dado que nuestro objetivo es poder estudiar la formación de sistemas planetarios extendidos hasta las 30 ua, es que elegimos aquellos SASS en los que no fuera necesario realizar un corte en semieje para poder tener poblaciones de embriones y planetesimales bien distinguidas.

**Cuadro 7.1.** Características más importantes de los SASS al final de la etapa gaseosa, que serán utilizados como condiciones iniciales para el desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos. La masa total en embriones, que no incluye la masa de los gigantes gaseosos tipo Júpiter y/o Saturno, y la masa de planetesimales, es calculada entre 0.5 ua y 30 ua excepto por los escenarios marcados con \*, que representan aquellos escenarios que tuvieron que ser cortados hasta 15 ua para poder utilizar 1000 planetesimales. La masa en embriones, dentro y fuera representa la masa en embriones dentro y fuera (o por detrás) de la ubicación de los planetas gigantes.

	Escenarios		Masa total en		Masa en embriones	
	Tamaño de planetes.	$f_{\text{migI}}$	Embriones	Planetesimales	Dentro	Fuera
$S_1$	100 m	0	$66.65M_{\oplus}$	$2.5 \times 10^{-4}M_{\oplus}$	$66.65M_{\oplus}$	$0M_{\oplus}$
$S_2$	100 m	0.01	$86.33M_{\oplus}$	$8.28M_{\oplus}$	$75.17M_{\oplus}$	$11.16M_{\oplus}$
$S_3$	100 m	0.1	$35.13M_{\oplus}$	$13.78M_{\oplus}$	$26.54M_{\oplus}$	$8.59M_{\oplus}$
$S_4$	1 km	0	$114.36M_{\oplus}$	$174.50M_{\oplus}$	$61.47M_{\oplus}$	$52.89M_{\oplus}$
$S_5$	1 km	0.01	$93.61M_{\oplus}$	$156.55M_{\oplus}$	$48.47M_{\oplus}$	$45.15M_{\oplus}$
$S_6$	10 km	0	$89.02M_{\oplus}$	$195.30M_{\oplus}$	$42.59M_{\oplus}$	$46.43M_{\oplus}$
$S_7$	10 km	0.01	$120.91M_{\oplus}$	$226.43M_{\oplus}$	$23.41M_{\oplus}$	$97.5M_{\oplus}$
$S_8$	10 km	0.1	$134.66M_{\oplus}$	$271.84M_{\oplus}$	$18.87M_{\oplus}$	$115.79M_{\oplus}$
$S_9^*$	100 km	0	$116.44M_{\oplus}$	$164.40M_{\oplus}$	$66.22M_{\oplus}$	$50.22M_{\oplus}$
$S_{10}^*$	100 km	0.01	$68.88M_{\oplus}$	$141.88M_{\oplus}$	$21.96M_{\oplus}$	$46.92M_{\oplus}$

En el único caso en el que tuvimos que realizar un corte a 15 ua fue en escenarios formados por planetesimales de 100 km. En este caso, ninguno de los SASS obtenidos al final de la etapa gaseosa cumplía con la condición antes mencionada.

Por otro lado, dado que estamos interesados en estudiar la formación de planetas rocosos en la zona interna del disco, particularmente en la zona de habitabilidad, es que nos enfocaremos en la evolución de los SASS entre 0.5 ua y 30 ua, descartando la población de embriones y planetesimales dentro de las 0.5 ua.

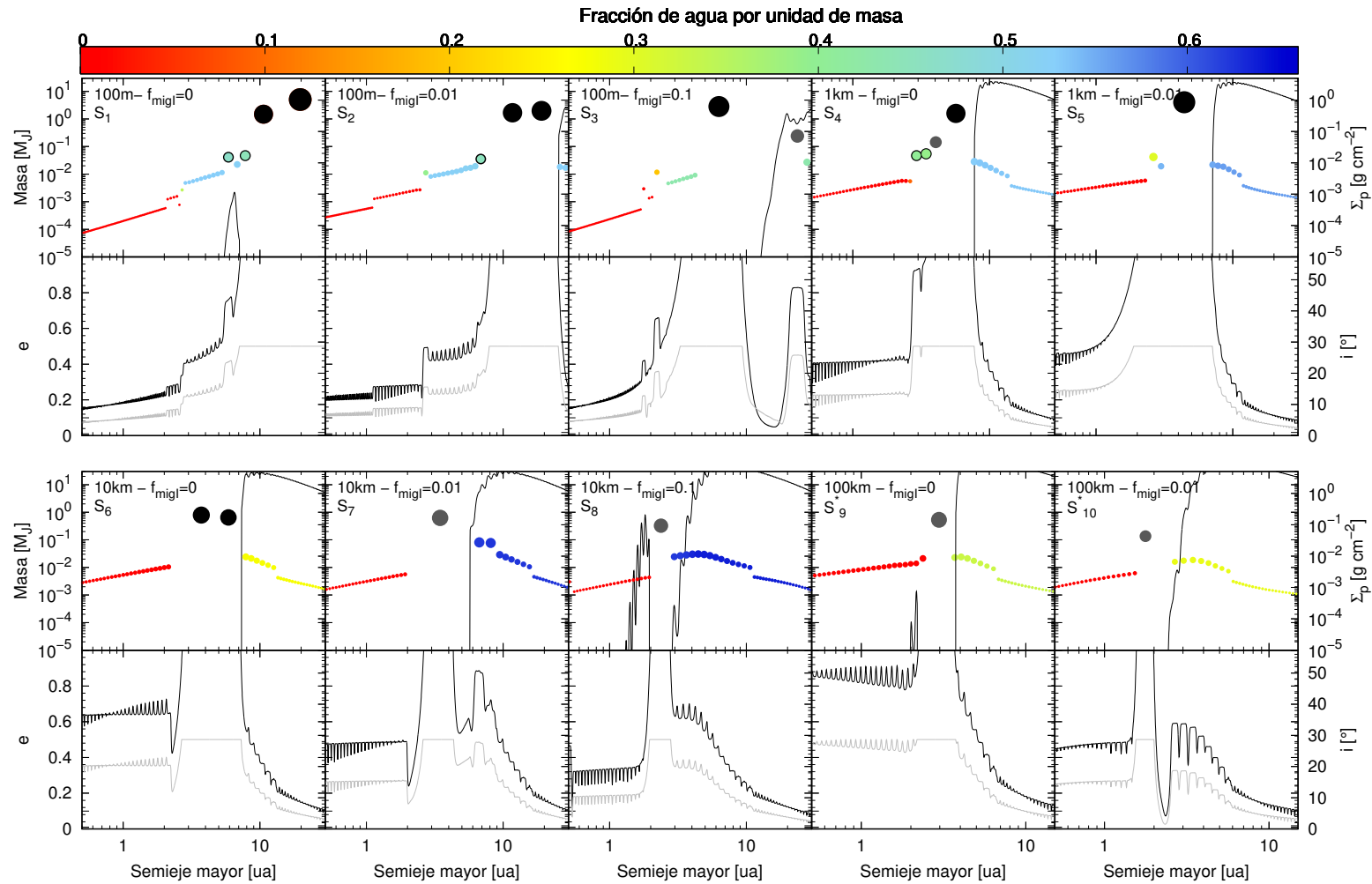
La tabla 7.1 y la figura 7.1 muestran entonces las más importantes características de los SASS elegidos para desarrollar las simulaciones de N-cuerpos. En la figura 7.1 la escala de colores representa la fracción de agua por unidad de masa que presentan los embriones planetarios al final de la etapa gaseosa. Estos contenidos de agua, son los contenidos iniciales para el análisis de la etapa post-gas y varían en cada escenario, por un lado, de acuerdo a los valores de  $\beta$  de cada uno, y por el otro, debido al crecimiento que cada embrión sufrió durante la etapa gaseosa.

La población de planetesimales no cambia sus contenidos de agua originales dado que esta población no crece durante la etapa gaseosa: los planetesimales internos a las 2.7 ua permanecen secos mientras que los planetesimales más allá de 2.7 ua contienen la fracción de agua por unidad de masa dada por la ecuación 6.47 y de acuerdo al valor de  $\beta$  particular de cada sistema planetario. Las últimas cuatro columnas de la tabla 7.2 muestran las características más importantes relacionadas a los contenidos de agua en cada escenario de formación considerado para desarrollar las simulaciones de N-cuerpos.



**Cuadro 7.2.** Para cada escenario de formación, se exponen las características concernientes a la cantidad de agua en los embriones. El factor  $\beta$  es un factor que representa el salto en la densidad superficial de sólidos debido a la condensación del agua por detrás de la línea de hielo. Este factor varía con el escenario. La máxima cantidad de agua posible (para el dado  $\beta$ ) está representada en %.

Escenarios	$\beta$	Máx. % de agua	Embriones secos	Embriones ricos en agua
$S_1$	2.12	52.8	72	14
$S_2$	2.11	52.6	49	15
$S_3$	1.75	42.8	62	10
$S_4$	2.14	53.3	28	25
$S_5$	2.27	55.9	25	28
$S_6$	1.37	27.0	23	23
$S_7$	2.66	62.4	23	20
$S_8$	2.75	63.6	23	34
$S_9^*$	1.49	32.8	22	24
$S_{10}^*$	1.41	29.1	19	28



**Figura 7.1.** Configuraciones de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar al final de la etapa gaseosa elegidas para desarrollar simulaciones de N-cuerpos. Diagramas masa vs. semieje mayor vs. densidad superficial de planetesimales (arriba) y diagramas excentricidad vs. semieje mayor vs. inclinación de la población remanente de planetesimales. Cada embrión planetario está representado por un punto coloreado. Los planetas gigantes tipo Júpiter y Saturno están representados por círculos más grandes de color negro y gris, respectivamente. Los puntos coloreados con bordes negros representan planetas similares a Neptuno. Las curvas negras representan a la densidad superficial de planetesimales al final de la etapa gaseosa. La escala de colores representa la cantidad de agua por unidad de masa y el tamaño de los planetas está representado en escala logarítmica.

### 7.3 Características generales del modelo de N-Cuerpos

Al igual que en el capítulo 5, el código de N-cuerpos que utilizaremos para desarrollar nuestras simulaciones, es el código MERCURY (Chambers, 1999). En particular, adoptamos nuevamente el integrador híbrido, que recordemos utiliza un algoritmo simpléctico de segundo orden para el tratamiento de las interacciones entre objetos con separaciones mayores a los 3 radios de Hill y un método Bullirsh-Stoer para el tratamiento de los encuentros. Las colisiones entre los cuerpos siguen tratándose como colisiones inelásticas que conservan la masa y las cantidades de agua en cada impacto por lo que, nuevamente entonces, los resultados finales deben ser considerados como límites superiores.

Consideramos únicamente interacciones gravitatorias entre embriones y planetesimales, y entre embriones entre sí (incluyendo las interacciones con los planetas gigantes), pero no consideramos la interacción gravitatoria entre planetesimales entre sí con el objetivo de ahorrar tiempo de CPU. Es importante mencionar que estos planetesimales son en realidad *superplanetesimales* que representan un enjambre ideal de objetos más pequeños, es decir, de verdaderos planetesimales.

Nuestro interés radica en explorar la formación de sistemas planetarios similares al nuestro, y por tal motivo, consideramos distribuciones de embriones y planetesimales en discos extendidos, hasta las 30 ua. Sin embargo, dado que no estamos particularmente interesados en estudiar la formación de planetas muy cercanos a la estrella central, nos concentraremos en distribuciones de embriones y planetesimales más allá de las 0.5 ua.

El número de embriones y planetas gigantes varía con cada escenario de formación aproximadamente de 40 a 90 embriones y de 1 a 3 gigantes. Las densidades asumidas para estos cuerpos mayores son de  $3 \text{ gr cm}^{-3}$ . Siempre consideramos una población de 1000 planetesimales con densidades de  $1.5 \text{ gr cm}^{-3}$ . Dado que en algunos escenarios, particularmente los asociados a sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 100 km, presentan al final de la etapa gaseosa una masa remanente en planetesimales muy elevada, y con el objetivo de mantener el uso de únicamente 1000 planetesimales, es que limitamos el disco protoplanetario (es decir, limitamos las distribuciones de embriones y planetesimales) hasta las 15 ua, de modo de garantizar que la masa de los planetesimales sea de al menos la mitad que la masa del embrión menos masivo del sistema.

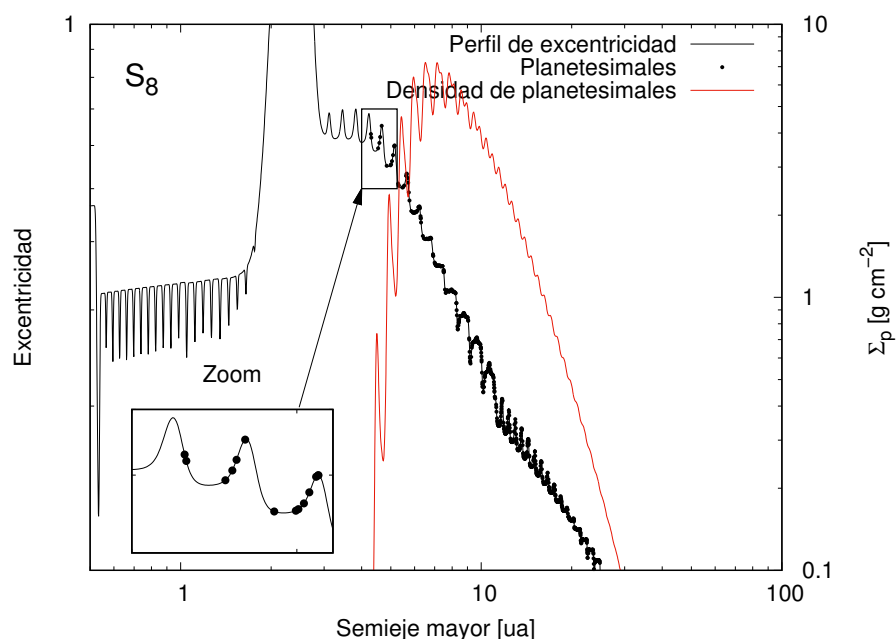
Es importante destacar que la elección de considerar 1000 planetesimales, todos de la misma masa para cada escenario de formación, tiene que ver con dos cuestiones importantes: por un lado, es necesario definir un número de objetos que nos permita realizar simulaciones de N-cuerpos en tiempos viables, y por otro lado es necesario que dicho número de objetos permita modelar correctamente el fenómeno de la fricción dinámica. O'Brien et al. (2006) han demostrado que el uso de 1000 planetesimales significó una mejora en los estudios de acreción en lo concerniente al tratamiento de dicho fenómeno.

Como en trabajos previos, integramos nuestras simulaciones por 200 Ma dado que ésta es la escala en la cual se pudieron haber formado los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar (Touboul et al., 2007; Dauphas & Pourmand, 2011; Jacobson et al., 2014). Para poder

computar la órbita con suficiente precisión usamos un paso de integración máximo de hasta 6 días, que es más corto que el  $1/20$  del período orbital del embrión con el menor semieje, de todas las simulaciones. La fidelidad de los resultados de nuestras simulaciones ha sido evaluada teniendo en cuenta el criterio de la energía  $|dE/E| < E_t$ , donde  $E_t$  es un valor límite hasta el cual permitimos cambios en esta cantidad, y es considerado  $10^{-3}$ . Sin embargo, para poder conservar la energía en al menos una parte en  $10^3$ , hemos tenido que desarrollar simulaciones asumiendo pasos temporales de integración más cortos, de 4 días y de hasta 2 días, dependiendo del requerimiento de cada una de ellas. Aquellas simulaciones que no han sido capaces de mantener el límite de la energía, han sido relanzadas con un paso de integración menor. Varias de nuestras simulaciones, luego de algunas decenas de millones de años de integración, dejaron de cumplir con el criterio de la energía, y por tal motivo han tenido que ser descartadas. Es importante destacar esta situación dado que ha sido causal de pérdida de gran cantidad de tiempo de cómputo.

Con el objetivo de evitar errores numéricos en la integración de órbitas con perihelios pequeños, adoptamos un tamaño no realista para el radio de la estrella central, de 0.1 ua (Raymond et al., 2009). La distancia de eyección utilizada en todas las simulaciones de este capítulo es de 1000 ua, un valor mucho más alto y más realista que el utilizado en simulaciones de trabajos previos y que el utilizado en la mayoría de los trabajos que utilizan simulaciones de N-cuerpos. Esto está directamente relacionado con el hecho de que nuestros sistemas presentan órbitas extendidas hasta las 30 ua. El valor adoptado es lo suficientemente realista para el estudio que queremos llevar a cabo y a su vez, es también un valor que nos permite reducir el número de cuerpos de nuestras simulaciones en tiempos de CPU razonables. Por otro lado, Higuchi et al. (2007) encontraron que planetesimales con semiejes mayores a las 1000 ua incrementan sus distancias perihélicas fuera de la región de formación planetaria, más allá de las 100 ua, debido a que, a esa distancia, ya son afectadas por las mareas galácticas. Además, Veras & Evans (2013) mostraron que planetas en órbitas extendidas, con semiejes mayores a 1000 ua, son afectados sustancialmente por las mareas galácticas, mientras que planetas más cercanos, con semiejes de 100 ua, son sólo afectados si la estrella central se encuentra cerca del centro galáctico, dentro de los 100 parsecs. Por estos motivos el valor adoptado para la distancia de eyección es también acorde a estos resultados.

Los semiejes de los planetesimales son definidos, al igual que en trabajos previos, a partir del método de aceptación-rechazo de Von Neumann, usando la densidad superficial de planetesimales obtenida de los resultados del capítulo anterior que está representada por la curva negra en cada escenario de la figura 7.1. Las excentricidades e inclinaciones de la población de planetesimales son también resultado del proceso de formación durante la etapa gaseosa. Cada densidad superficial de planetesimales tiene asociada un perfil de excentricidad e inclinación que también son utilizados como condiciones iniciales para la población de planetesimales que usaremos con las simulaciones de N-cuerpos. La figura 7.2 muestra, a modo de ejemplo, el perfil de excentricidad (curva negra) de la densidad superficial de planetesimales (curva roja) del escenario S8 de la figura 7.1. Este perfil de excentricidad, si bien está graficado para toda la extensión del disco, es sólo válido para aquellas regiones en las que tengo densidad superficial de planetesimales, es decir entre  $\sim 4.3$  ua y  $\sim 30$  ua. El zoom de la figura 7.2 muestra parte del perfil de excentricidad y los puntos negros representan algunos planetesimales sobre el perfil. Los planetesimales representados por cuerpos discretos son el resultado de transformar la densidad superficial de planetesimales en cuerpos de una



**Figura 7.2.** Perfil de excentricidad (curva negra) para la densidad superficial de planetesimales resultante al final de la etapa gaseosa (curva roja) del escenario  $S_8$  de la figura 7.1. El zoom muestra algunos planetesimales representados por medio de puntos negros ubicados sobre el perfil de excentricidad. Los 1000 planetesimales ubicados sobre todo el perfil representan la masa disponible en planetesimales entre 0.5 ua y 30 ua al final de la etapa gaseosa. Las oscilaciones en el perfil de excentricidad se deben a los fenómenos de excitación por los embriones (Ohtsuki et al., 2002) y debido al amortiguamiento debido al gas (Rafikov, 2004; Chambers, 2008).

cierta masa.

Para la población de embriones y de planetas gigantes, los parámetros orbitales como las excentricidades e inclinaciones iniciales, son tomadas al azar considerando valores entre 0 y  $0.02^\circ$ , y entre  $0^\circ$  y  $0.5^\circ$ , respectivamente. El resto de los elementos orbitales, como el argumento del pericentro  $\omega$ , la longitud del nodo ascendente  $\Omega$  y la anomalía media  $M$ , también son tomados al azar entre  $0^\circ$  y  $360^\circ$  para todas las poblaciones, tanto embriones como gigantes y planetesimales. Recordemos que los semiejes mayores para embriones y planetas gigantes son resultados de la evolución durante la fase gaseosa. Debido a la naturaleza estocástica de los procesos de acreción, desarrollamos 10 simulaciones por cada escenario de formación, variando el número de semilla.

## 7.4 Mejoras en la elección de la Zona de Habitabilidad

En este último trabajo, hemos extendido la definición de zona de habitabilidad respecto a la adoptada en los trabajos previos del capítulo 5, teniendo en cuenta el flujo promediado (Williams & Pollard, 2002), la relación entre los límites de la zona de habitabilidad con la masa de los planetas (Kopparapu et al., 2014) y la excentricidad de los mismos (Bolmont et al., 2016).

Por un lado, consideramos que aquellos planetas con masas menores a  $0.1M_{\oplus}$  presentan los mismos límites internos de la ZH que un planeta de  $0.1M_{\oplus}$ , que planetas con masas entre  $0.1M_{\oplus}$  y  $1M_{\oplus}$  presentan los mismos límites internos de la ZH que un planeta de  $1M_{\oplus}$  y que planetas con masas entre  $1M_{\oplus}$  y  $5M_{\oplus}$  presentan los mismos límites internos de la ZH que un planeta de  $5M_{\oplus}$ . Por último, planetas con masas superiores a  $5M_{\oplus}$  también presentan límites internos de la ZH correspondientes a los de un planeta de  $5M_{\oplus}$ .

Por otro lado, también hemos calculado el flujo estelar promediado en el tiempo que un planeta recibe durante todo un período para cada uno de los límites de la ZH, teniendo en cuenta la excentricidad del planeta y el término del flujo solar, siguiendo

$$F_{\text{eff}}^* = \frac{F_{\text{eff}}}{(1 - e^2)^{1/2}}, \quad (7.1)$$

donde  $F_{\text{eff}}$  es el flujo efectivo para una órbita circular dado por

$$F_{\text{eff}} = \frac{L_{\star}}{4\pi a^2},$$

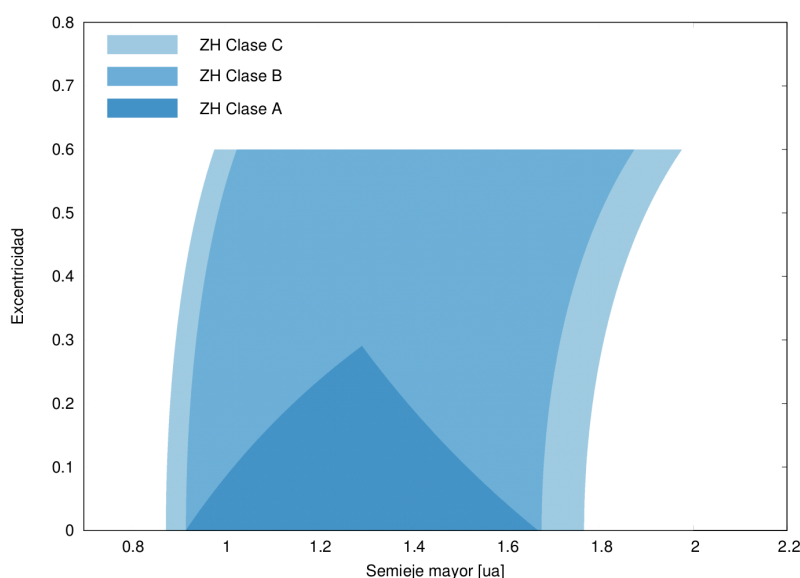
con  $L_{\star}$  la luminosidad de la estrella central y  $a$  la distancia a la cual se quiere calcular el flujo. Luego, siguiendo el trabajo de Williams & Pollard (2002) podemos graficar curvas de flujo constante en el plano excentricidad vs semieje mayor para cada límite de la ZH.

Por lo tanto, teniendo en cuenta las definiciones de ZH ya utilizadas en capítulos anteriores, considerando el flujo promediado (Williams & Pollard, 2002), que Bolmont et al. (2016) encontró que planetas que orbitan a una estrella de  $1L_{\odot}$  con excentricidades mayores a 0.6 no serían capaces de mantener agua líquida en sus superficies durante toda una órbita, y que la relación entre las masas de los planetas y sus límites de habitabilidad propuesta por Kopparapu et al. (2014), el nuevo criterio elegido para la definición de ZH y de clases de potencial habitabilidad viene dado por:

- Si un planeta presenta, al final de la simulación, un semieje mayor con valor entre sus límites de la ZH, y presenta un perihelio  $q$  mayor que su límite interno de la ZH y un afelio  $Q$  menor que su límite externo de la ZH, consideramos que este planeta se encuentra en la ZH más probable y que por lo tanto es un planeta potencialmente habitable clase A.
- Si un planeta presenta un semieje mayor y una excentricidad tales que le permiten ubicarse dentro de las curvas de flujo constante en el diagrama excentricidad vs. semieje mayor, asociadas a sus límites interno y externo de la ZH, y además presenta una excentricidad menor a 0.6, entonces consideramos que este planeta se encuentra en una zona de probable habitabilidad y que por lo tanto es un planeta potencialmente habitable clase B.
- Por último, si un planeta permanece dentro de las curvas de flujo constante que permiten un 10 % extra de los límites interno y externo, y presenta también una excentricidad menor o igual a 0.6, consideramos que el planeta se encuentra en la región menos probable de habitabilidad y que por lo tanto es un planeta potencialmente habitable clase C.

Es importante destacar que esta definición adoptada para la potencial habitabilidad tiene en cuenta conceptos puramente dinámicos y no tiene en cuenta los factores planetarios de los planetas (como las que vimos en el capítulo 3).

A pesar de que consideraremos como planetas potencialmente habitables (PPHs) a planetas de las tres clases, A, B y C, los más importantes, teniendo en cuenta las definiciones de cada región, serán aquellos de clase A y clase B. Los planetas que encontremos de clase C, serán considerados como marginalmente habitables pero PPHs al fin. En la figura 7.3 podemos apreciar, a modo de ejemplo, las distintas regiones definidas de ZH, graficadas para un planeta de  $5M_{\oplus}$ . Estas regiones se reducen si consideramos planetas menos masivos ya que planetas más masivos presentan límites de habitabilidad más extendidos que planetas menos masivos.



**Figura 7.3.** Zonas de habitabilidad clase A, B y C para un planeta de  $5M_{\oplus}$ . La zona A está delimitada por curvas de afelio y perihelio constantes. Las zonas B y C están delimitadas por curvas de flujo constante.

## 7.5 Resultados

En esta sección describiremos los resultados más importantes de las simulaciones de N-cuerpos desarrolladas para la formación de SASS. Recordemos que un SASS (sistema planetario análogo al Sistema Solar) está formado por planetas de tipo terrestre en la zona interna del disco, y al menos un planeta gigante tipo Júpiter o Saturno, más allá de 1.5 ua, al final de la etapa gaseosa de formación. El objetivo de este trabajo en particular es poder estudiar la formación conjunta de todo el sistema planetario, enfocándonos en la formación de planetas tipo terrestres en la zona interna del disco y del proceso de acreción de agua que éstos sufren durante toda la evolución.

Dado que hemos desarrollado un alto número de simulaciones teniendo en cuenta diferentes escenarios de formación, y con el objetivo de mostrar y analizar nuestros resultados de

forma organizada, adoptaremos como *escenarios de referencia* a aquellos formados por planetesimales de distintos tamaños que no consideraron migración tipo I y que no presentaron planetas gigantes gaseosos que hayan abierto una brecha durante la etapa gaseosa, es decir, que no sufrieron migración tipo II.

La sensibilidad de nuestros resultados y los cambios que se observan, respecto a los *escenarios de referencia* teniendo en cuenta aquellas simulaciones con distintas tasas de migración tipo I y con planetas gigantes que lograron abrir brechas en el disco de gas, serán expuestas en las secciones subsiguientes.

**Desarrollo de herramientas auxiliares:** Antes de continuar con la sección de resultados, no quisiera dejar de mencionar que para poder hacer los análisis que a continuación se detallan fue necesario, una vez más, desarrollar varias nuevas herramientas numéricas auxiliares que nos permitieran introducir en el MERCURY los resultados hallados en el capítulo anterior. Además, hemos mejorado varias herramientas numéricas (escritas en PERL y provistas por el Dr. Pablo Santamaría) que sirven particularmente para extraer la información del código MERCURY necesaria para los análisis que a continuación se detallan.

### 7.5.1 Escenarios formados por planetesimales de 100 km

En términos generales, las características más importantes de los sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 100 km y en escenarios sin migración tipo I, teniendo en cuenta el total de las simulaciones desarrolladas para este caso, se pueden describir como sigue: un planeta gigante similar a Saturno <sup>1</sup> que actúa como principal perturbador del sistema, se encuentra localizado entre 1.57 ua y 1.97 ua al final de la evolución con una masa que varía entre  $171.4M_{\oplus}$  y  $190M_{\oplus}$  (lo que es equivalente a  $1.8M_{\text{S}}$  y  $2M_{\text{S}}$ , respectivamente). Dentro de la órbita del gigante, siempre encontramos una Mega-Tierra con una masa en el rango de  $14.5M_{\oplus}$  a  $26M_{\oplus}$ , ubicada alrededor de las 0.55 ua. Ningún planeta en este escenario queda formado en la ZH.

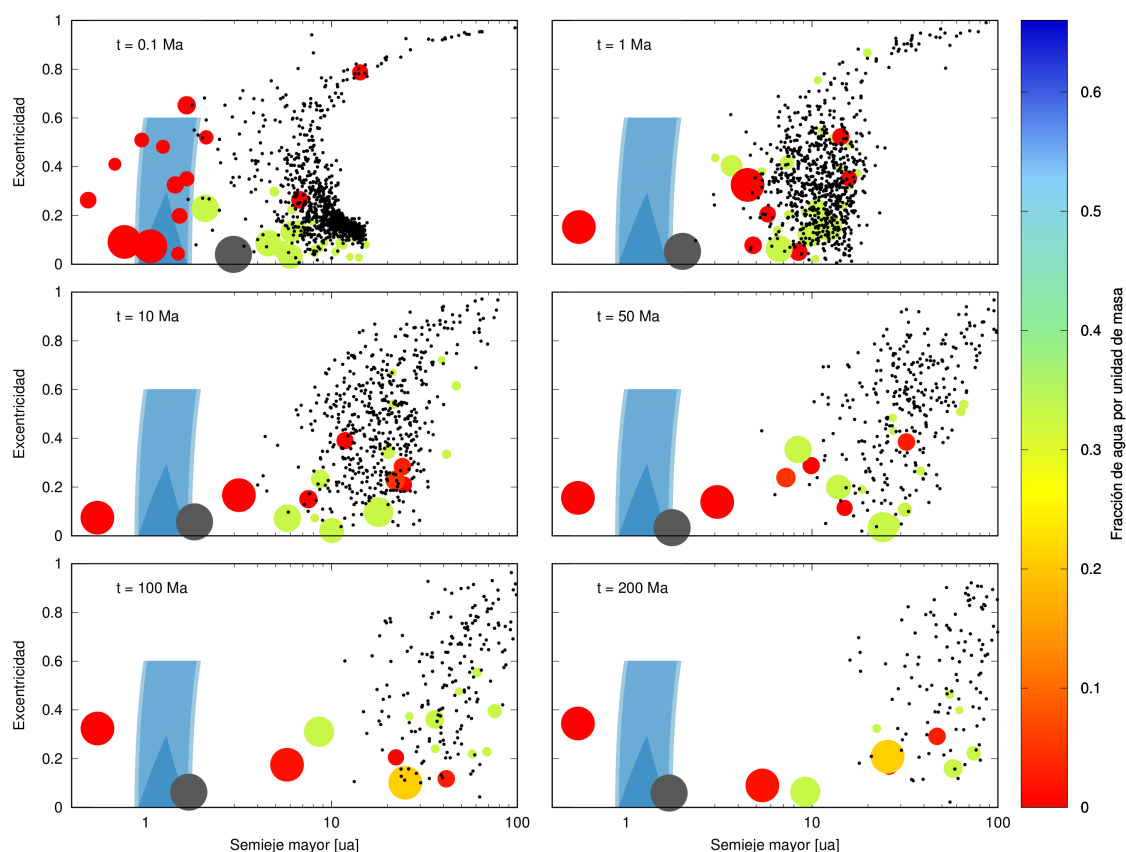
**Nota:** A partir de ahora clasificaremos a los planetas rocosos formados en nuestros sistemas planetarios como Mega-Tierras si presentan masas en el rango de  $8M_{\oplus}$  a  $30M_{\oplus}$ , Súper-Tierras si presentan masas en el rango de  $2M_{\oplus}$  a  $8M_{\oplus}$ , y Tierras si presentan masas en el rango de  $0.5M_{\oplus}$  a  $2M_{\oplus}$ .

Más allá del planeta gigante encontramos, hasta las  $\sim 400$  ua, una población de embriones y planetesimales con altas excentricidades. La población de embriones en esta región es el resultado de la mezcla entre embriones secos, originalmente ubicados en la zona interna del disco dentro de las 2.7 ua y eyectados hacia zonas más externas, y embriones ricos en

<sup>1</sup>Recordemos que, según la clasificación adoptada en el capítulo anterior, un planeta similar a Saturno o planeta tipo Saturno es un planeta gigante que ha logrado adquirir, durante la etapa gaseosa, una envoltura mayor a la masa del núcleo, pero que no ha sido capaz de abrir una brecha en el disco de gas y que además presenta una masa total inferior o igual a  $200M_{\oplus}$ .



agua ubicados originalmente más allá de la línea de hielo y por detrás del gigante. Esta mezcla de material fue encontrada en todas las simulaciones concernientes a este escenario de formación, y el número promedio de embriones secos encontrados en la región externa, más allá del gigante una vez finalizada la simulación, fue de 4. Las interacciones gravitatorias entre el gigante gaseoso y la población interna<sup>II</sup> de embriones planetarios provocó la mezcla de material eyectando embriones con órbitas dentro de la del gigante a la zona externa pero no permitiendo que embriones ricos en agua de esta región se inyecten en las regiones internas del disco.



**Figura 7.4.** Evolución temporal de la SIM<sub>4</sub> del escenario formado por planetesimales de 100 km y sin migración tipo I. Las áreas de colores representan a las zonas de habitabilidad previamente definidas. Los planetas están representados por círculos coloreados según la fracción de agua que presentan. Los puntos negros representan a la población de planetesimales. El planeta gigante, en este caso un planeta similar a Saturno, es representado por un círculo de mayor tamaño de color gris. El tamaño de los planetas está escaleado con la masa aunque el tamaño de los planetas gigantes no se encuentra en la misma escala debido a que no sería posible representarlos todos juntos. Este escenario no forma ningún planeta potencialmente habitable.

La evolución dinámica de las diez simulaciones desarrolladas con planetesimales de

<sup>II</sup>A partir de este momento, cuando hagamos mención a embriones, planetas o planetesimales de la región interna, nos estaremos refiriendo a aquellos embriones, planetas o planetesimales que se encuentran dentro de la órbita del o de los planetas gigantes gaseosos al comienzo de las simulaciones de N-cuerpos. De forma similar, cuando hablemos de poblaciones externas nos estaremos refiriendo a aquellas poblaciones que se encuentran por detrás de la o las órbitas de los planetas gigantes gaseosos al comenzar la evolución post-gas.

100 km es similar y por lo tanto describimos los resultados de una de ellas como la más representativa de todo el grupo. La figura 7.4 muestra las configuraciones del sistema planetario a distintas épocas de formación en el plano excentricidad vs. semieje mayor de la simulación 4 (SIM<sub>4</sub>). Las condiciones iniciales para este escenario, es decir las distribuciones de embriones y planetesimales, se corresponden con el escenario S<sub>9</sub><sup>\*</sup> de la figura 7.1. La escala de colores representa la fracción de agua por unidad de masa. Es importante destacar, que esta distribución de agua afecta tanto a embriones como a planetesimales pero sólo la hemos graficado para la población de embriones, de modo de poder distinguir bien ambas poblaciones.

Desde el comienzo de la simulación, la población interna de embriones, que no coexiste con la población de planetesimales, adquiere altas excentricidades debido a las interacciones gravitatorias mutuas entre ellos, y particularmente con el gigante. Los embriones planetarios crecen debido a las colisiones con planetesimales y otros embriones. En particular, las colisiones que sufre la población interna de embriones ocurren dentro del primer millón de años de evolución, donde, a dicho tiempo, sólo un planeta sobrevive en la zona interna del disco. Con el tiempo, sólo un 4.25 % de los embriones colisiona con la estrella central, un 23.4 % es acretado, y un  $\sim 40\%$  de la población inicial es eyectada del sistema. El resto de los embriones sobrevivientes luego de 200 Ma permanece en las zonas externas del disco, coexistiendo simultáneamente con la población remanente de planetesimales.

Los planetesimales sufren un proceso similar al que sufren los embriones. En este escenario, la población de planetesimales está ubicada originalmente más allá del gigante y también es perturbada tanto por el gigante como por la población externa de embriones. La gran mayoría ( $\sim 80.4\%$ ) son eyectados del sistema y sólo unos pocos colisionan con la estrella central (3.2 %) o son acretados (2.4 %) por los planetas circundantes. Siguiendo estos resultados, podemos destacar que la acreción de planetesimales es un proceso ineficiente en este escenario. El resto de los planetesimales sobrevivientes a los 200 Ma de evolución (14 %) presentan altas excentricidades. Estas altas excentricidades nos sugieren que, si extendiéramos las simulaciones por más tiempo, esta población remanente probablemente terminaría siendo completamente eyectada del sistema.

El planeta gigante tipo Saturno que estaba localizado originalmente en 2.97 ua con una masa de  $\sim 172M_{\oplus}$  ( $1.8M_S$ ) migró hacia adentro hasta ubicarse cerca del borde externo de la ZH a 1.7 ua, debido a una migración impulsada por la interacción gravitatoria con los embriones. El único planeta remanente en la zona interna del disco a 0.55 ua es una Mega-Tierra completamente seca de unas  $\sim 15M_{\oplus}$ . Este planeta, que al comienzo de la simulación se ubicaba en 2.37 ua y presentaba una masa de  $6.76M_{\oplus}$ , también migró hacia adentro durante su evolución acretando otros 2 embriones internos, hasta colocarse finalmente en 0.55 ua. Esta Mega-Tierra, además de ser completamente seca, no se ubica en ninguna de las regiones de habitabilidad definidas previamente. Es por este motivo que el escenario aquí descrito no es relevante desde un punto de vista astrobiológico dado que la eficiencia en la formación de PPHs es completamente nula. Cabe destacar que este comportamiento del planeta gigante tipo Saturno se repite en las simulaciones restantes. El semieje final de este planeta varía entre 1.57 ua y 1.95 ua entre todas las simulaciones, con una media de 1.77 ua. Su masa promedio es de  $\sim 2M_S$ . En todos los casos la formación de PPHs es nula, formando únicamente una Mega-Tierra bien interna, entre 0.37 ua y 0.79 ua con una media de 0.57 ua.

Asociamos la no formación de PPHs a la locación final del gigante, que en la mayoría de los casos alcanza el borde externo de la ZH, despojándola de objetos.

Finalmente, luego de 200 Ma de evolución, el sistema planetario resultante de la SIM<sub>4</sub> queda formado por una Mega-Tierra en la zona interna, un planeta gigante gaseoso tipo Saturno casi en el borde externo de la ZH y por una mezcla de planetas secos y ricos en agua más allá del mismo.

A pesar de que, como hemos ya mencionado, el resto de las simulaciones de este escenario presentan características muy similares a las presentadas, y ninguna de ellas fue capaz de formar PPHs, es al menos interesante remarcar que en 5 de las 10 simulaciones desarrolladas, la Mega-Tierra interna fue capaz de acretar entre 1 y 4 planetesimales ricos en agua provenientes de las zonas más externas del disco. Los contenidos finales de agua representan entre un 0.27% y un 0.84% de agua por unidad de masa. Estas cantidades de agua son similares a las que presenta nuestro planeta Tierra. Sin embargo, ninguna de estas Mega-Tierras termina localizada en la ZH y por lo tanto no serían candidatos interesantes para el potencial surgimiento de vida. Sin embargo es interesante destacar que planetas gigantes gaseosos similares a Saturno, que funcionan como barreras dinámicas para la población de embriones externos ricos en agua, puede que no sean barreras completamente eficientes para detener el paso de planetesimales ricos en agua, que es donde la vida pudo haber tenido lugar.

### 7.5.2 Escenarios formados por planetesimales de 10 km

---

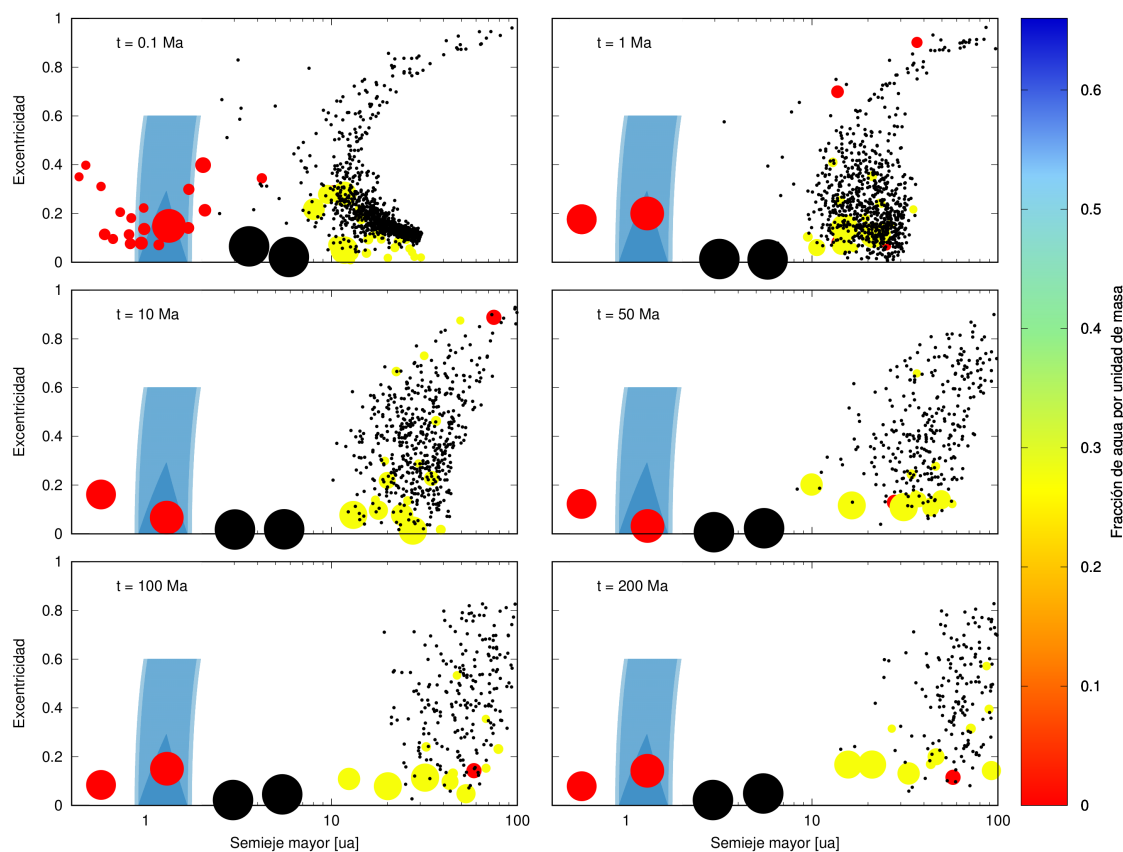
El escenario formado a partir de planetesimales de 10 km y sin migración tipo I, presenta 2 planetas gigantes tipo Júpiter<sup>III</sup> que actúan como los perturbadores principales del sistema. La cantidad de planetas gigantes entre escenarios difiere debido a que son el resultado particular de la evolución de la etapa gaseosa de dichos sistemas y no hay manera de predecir cuántos gigantes van a formarse o no durante esa etapa. Al final de la evolución, el gigante más interno se encuentra ubicado en  $\sim 2.85$  ua, mientras que el más externo se encuentra en  $\sim 5.74$  ua. La región interna del disco, dentro de la órbita del gigante más interno, posee entre 1 y 2 planetas. Considerando las 10 simulaciones desarrolladas, la tendencia muestra que es más común encontrar 2 planetas que 1 en la la región interna. Encontramos 2 planetas en 7 de 10 simulaciones y sólo 1 en 3 de 10. Estos planetas son Súper-Tierras y Mega-Tierras completamente secas con masas entre  $3.56M_{\oplus}$  y  $15.96M_{\oplus}$ , sin embargo, la tendencia muestra que es más común encontrar planetas más masivos que  $10M_{\oplus}$ . En este escenario, 5 de 10 simulaciones formaron un sólo PPH, pero ninguno de ellos presenta agua.

Más allá de la órbita de los gigantes, un grupo de embriones y planetesimales sobrevive hasta las 400 ua - 500 ua. En estos sistemas, la mezcla de material es menos eficiente que en el escenario formado por planetesimales de 100 km. Sólo encontramos un embrión seco en la región externa en la mitad de las simulaciones. Es claro que las interacciones gravitatorias

---

<sup>III</sup>Recordemos que, según la clasificación adoptada en el capítulo anterior, un planeta similar a Júpiter o planeta tipo Júpiter es un planeta gigante que ha logrado adquirir, durante la etapa gaseosa, una envoltura mayor a la masa del núcleo, y que ha sido capaz de abrir una brecha en el disco de gas o que es un planeta cuya masa total es superior a  $200M_{\oplus}$ .

entre los gigantes y los embriones son mucho más fuertes en este caso que en el anterior, y en vez de inyectar embriones secos de la zona interna en la región externa, éstos son directamente eyectados del sistema.



**Figura 7.5.** Evolución temporal de la  $SIM_1$  del escenario formado por planetesimales de 10 km y sin migración tipo I. Las áreas de colores representan a las zonas de habitabilidad previamente definidas. Los planetas están representados por círculos coloreados según la fracción de agua que presentan. Los puntos negros representan a la población de planetesimales. Los planetas gigantes, en este caso 2 planetas similares a Júpiter, están representados por círculos negros de mayor tamaño. El tamaño de los planetas está escalado con la masa aunque el tamaño de los planetas gigantes no se encuentra en la misma escala.

La figura 7.5 muestra, a distintos tiempos de la evolución, la configuración del sistema planetario en el plano excentricidad vs. semieje mayor para la simulación 1 ( $SIM_1$ ). Esta simulación es la más representativa de todo el grupo y las condiciones iniciales para este escenario se corresponden con el panel S6 de la figura 7.1. Al igual que en el escenario anterior, desde el comienzo, los embriones internos son excitados rápidamente por las interacciones gravitatorias entre ellos y con los 2 gigantes, lo que da lugar a un aumento de las excentricidades hasta que las órbitas se cruzan y se producen las colisiones.

La población de planetesimales, que también se encuentra inicialmente más allá de los gigantes, también es perturbada. Muy pocos planetesimales son capaces de cruzar la barrera generada por los gigantes y sólo uno de ellos es acretado por un embrión en la zona interna. Por lo tanto, los embriones internos crecen casi exclusivamente debido a la acreción de otros

embriones durante el primer millón de años.

Durante la evolución, un 8.3% de la población inicial de embriones colisiona con la estrella central, un 18.75% es acretado y un  $\sim 41.6\%$  es eyectado del sistema. Los embriones sobrevivientes son en su mayoría externos, y coexisten simultáneamente con un 20.5% de la población inicial de planetesimales al final de la simulación.

Los planetas gigantes y los planetas de la región externa también perturban a la población de planetesimales eyectando del sistema a la gran mayoría ( $\sim 77.1\%$ ). Sólo unos pocos colisionan con la estrella central (1.8%) o son acretados (0.6%). En este escenario, como en el anterior, la acreción de planetesimales es también un proceso muy poco eficiente a lo largo de todo el sistema planetario y el mecanismo más eficiente de remoción de masa sigue siendo el de la eyección.

Al final de la evolución, sólo 2 planetas sobreviven en la zona interna del disco. El planeta más interno, ubicado a 0.57 ua, es una Súper-Tierra seca de  $8.5M_{\oplus}$  mientras que el otro planeta, ubicado a 1.3 ua, es una Mega-Tierra seca también, de  $10.8M_{\oplus}$ . Dada su ubicación final, esta Mega-Tierra resulta ser un PPH clase A. Sin embargo, durante su evolución, este planeta que inicialmente presentaba una masa de  $2.95M_{\oplus}$ , logró acretar 3 embriones internos secos y de similar masa, hecho por el cual termina siendo una Mega-Tierra completamente seca.

En conclusión, el sistema planetario resultante de la SIM<sub>1</sub> está compuesto por 2 planetas secos en la zona interna, una Súper-Tierra y una Mega-Tierra, siendo el último un PPH clase A, por 2 planetas gigantes gaseosos tipo Júpiter y por varios planetas por detrás de las órbitas de los gigantes. En todas las simulaciones desarrolladas para este caso, el Júpiter más interno alcanza como máximo un semieje de 2.64 ua, lo suficientemente lejos del borde externo de la ZH como para no remover por completo los planetas de esta región. Cabe destacar además, que los planetas internos que no lograron terminar ubicados en la ZH son en su gran mayoría planetas que se encuentran dentro del borde interno de la ZH. En sólo 2 de 10 simulaciones, precisamente en aquellas en las que el Júpiter más interno no migró más que hasta las 2.95 ua, encontramos 2 planetas entre el borde externo de la ZH y la posición del primer gigante. Es claro entonces que, dado que la migración del primer gigante en este escenario no es tan efectiva como en el anterior, la remoción de planetas de la ZH es también menos efectiva y por lo tanto en este caso aparecen los primeros PPHs. Por último, encontramos PPHs en 5 de 10 simulaciones. La tabla 7.3 nos muestra las principales características de estos PPHs luego de 200 Ma. A pesar de que este escenario presenta una eficiencia del 50% en la formación de PPH, ninguno de ellos presenta contenidos de agua al final de la formación. Por lo tanto este escenario tampoco sería de gran interés desde un punto de vista astrobiológico. Sin embargo, la SIM<sub>5</sub>, a pesar de que es una de las simulaciones que no logra formar PPH en la ZH, presenta a su planeta más interno en 0.810 ua con una masa de  $11.7M_{\oplus}$  el cual acretó durante toda su evolución 5 embriones internos secos y un único planetesimal rico en agua que le brindó un 0.05% de agua. A pesar de que este resultado es interesante, es necesario clarificar que es un caso muy particular y que es inusual en este escenario.

**Cuadro 7.3.** Propiedades principales de los planetas que sobreviven en la ZH al final de la evolución en escenarios formados a partir de planetesimales de 10 km y sin migración tipo I. La fila resaltada asociada a la SIM<sub>1</sub> se corresponde con los resultados de la figura 7.5.

SIM	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	Masa [ $M_{\oplus}$ ]	W [%]	Clase de Habitabilidad
<b>SIM<sub>1</sub></b>	<b>1.85</b>	<b>1.30</b>	<b>10.80</b>	<b>0</b>	<b>A</b>
SIM <sub>2</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>3</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>4</sub>	1.22	1.01	14.41	0	B
SIM <sub>5</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>6</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>7</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>8</sub>	1.99	1.17	6.86	0	A
SIM <sub>9</sub>	2.15	1.45	11.57	0	A
SIM <sub>10</sub>	0.57	0.94	3.56	0	C

### 7.5.3 Escenarios formados por planetesimales de 1 km

Los sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 1 km presentan 2 gigantes gaseosos, un planeta similar a Saturno y otro similar a Júpiter, como los perturbadores principales del sistema. Sin embargo, este escenario también presenta 2 planetas análogos a Neptuno<sup>IV</sup> entre la población interna de embriones rocosos y los gigantes gaseosos, al comienzo de las simulaciones de N-cuerpos (ver escenario S<sub>4</sub> en la figura 7.1). El análogo de Saturno es el gigante gaseoso que más cerca se encuentra de la estrella central. Este planeta, que se encontraba inicialmente ubicado en 4 ua, finaliza localizado entre 1.68 ua y 2.97 ua luego de 200 Ma de evolución, y presenta una masa media de  $46M_{\oplus}$  ( $0.48M_S$ ), mientras que el análogo a Júpiter, originalmente ubicado en 5.67 ua, termina ubicándose alrededor de 4.6 ua con una masa de  $1.6M_J$ . La zona interna del disco presenta en general entre 1 y 2 planetas, que, en la mayoría de los casos son Súper y Mega-Tierras. Sólo una de las simulaciones no presenta planetas en dicha región, mientras que sólo 2 de las 10 simulaciones presentan 2 planetas. Las 7 simulaciones restantes presentan sólo uno, lo que muestra que ésta es la tendencia más general.

Un resultado común en este escenario, encontrado en 6 de 10 simulaciones, es que uno de los dos planetas análogos a Neptuno es eyectado del sistema. El segundo resultado más común, que ocurre en 5 de las 6 simulaciones antes mencionadas, es que el otro análogo al Neptuno es dispersado hacia las zonas más externas del disco. Sin embargo, en 3 de 10 simulaciones el Neptuno que no es dispersado sobrevive en la ZH.

A diferencia de los escenarios previamente descritos, los planetas que permanecen entre la estrella central y el análogo a Saturno no son siempre secos al final de la evolución. Sin

<sup>IV</sup>Del capítulo anterior recordemos que la definición adoptada para un planeta gigante helado es la de un planeta que presenta una masa de su envoltura mayor que un 1% del total de su masa, pero menor que la masa del núcleo. Particularmente, si la masa de la envoltura es mayor que un 1% y menor que un 30% del total de su masa, consideramos que es un planeta análogo a Neptuno.

embargo, es importante destacar que los únicos planetas que sobreviven en esta región con altos contenidos de agua, son justamente los análogos a Neptuno. Los planetas de la zona interna del disco presentan masas entre  $1.1M_{\oplus}$  y  $17.3M_{\oplus}$ , sin embargo este rango incluye a los gigantes helados, que son los más masivos, con masas de  $\sim 14.8M_{\oplus}$  y  $17.3M_{\oplus}$ . El rango de masas para los planetas únicamente rocosos es de  $1.1M_{\oplus}$  a  $6.18M_{\oplus}$ .

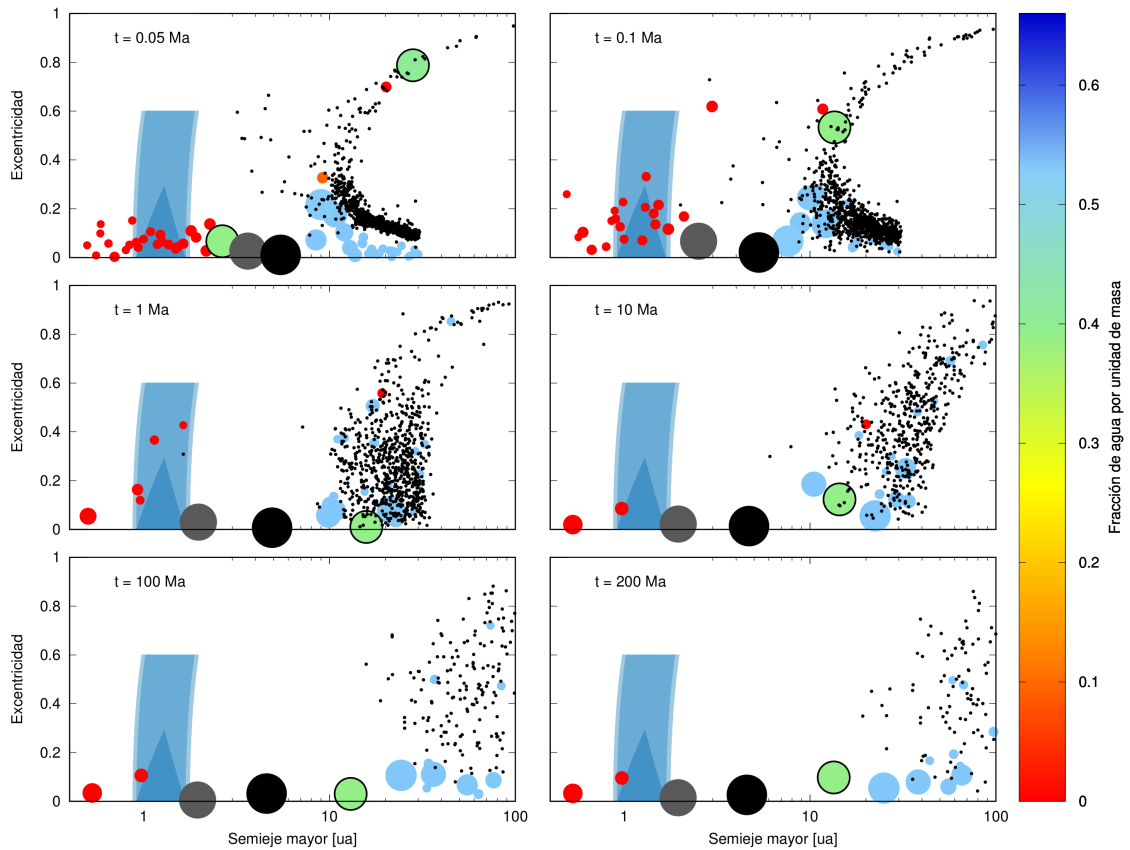
En general este escenario logra formar un PPH en 4 de 10 simulaciones pero, como ya hemos mencionado, en 3 de 4 simulaciones el PPH es el análogo a Neptuno, que presenta altos contenidos de agua por unidad de masa.

Más allá de los planetas gigantes gaseosos también podemos encontrar una población de planetesimales y embriones hasta las  $\sim 400$  ua. En la mayoría de las simulaciones, los planetas en esta región externa son ricos en agua y no encontramos planetas secos de la región interna. Más aún, en la mayoría de los casos, uno de estos planetas es uno de los Neptunos, originalmente localizados entre 2.6 ua y 2.9 ua, que, como mencionamos, son dispersados desde esa región.

Describimos la evolución global de la SIM<sub>7</sub> que si bien no es la que representa al caso más general debido a que presenta 2 planetas en la zona interna en vez de 1 (siendo 1 la tendencia), ni respecto al tipo de planeta que forma en la ZH (ya que los más comunes son los Neptunos), sí representa el caso general teniendo en cuenta que de los dos planetas Neptunos que posee, uno es eyectado del sistema y el otro es dispersado hacia las zonas externas a los gigantes gaseosos. Las condiciones iniciales de este escenario se corresponden con S<sub>4</sub> de la figura 7.1. Sin embargo es interesante mencionar que, a pesar de ser un caso muy particular, encontramos una simulación distintiva que no forma planetas en la zona interna del disco. En esa simulación, SIM<sub>6</sub>, el planeta análogo a Saturno migra durante la etapa post-gas hasta casi el borde externo de la ZH a 1.68 ua debido a una migración impulsada por la interacción gravitatoria con los embriones y con uno de los Neptunos. El resultado de esta interacción gravitatoria, es la migración de Saturno hasta el borde externo de la ZH, la eyección de uno de los Neptunos, la dispersión del otro gigante helado, y la dispersión total de los planetas de la zona interna, que, o colisionan con la estrella central o son directamente eyectados del sistema. Esta migración de Saturno hasta el borde externo de la ZH provoca el mismo efecto que la migración del planeta Saturno del escenario de 100 km: la nula formación de planetas en la zona interna, en particular en la ZH. Si bien este es un escenario muy particular y el único en 10 simulaciones desarrolladas, es un resultado anómalo interesante para describir.

Siguiendo la figura 7.6 podemos ver cómo, desde el comienzo de la simulación, los embriones son excitados debido a las interacciones mutuas entre ellos y con los gigantes gaseosos. Durante los primeros 0.1 Ma, uno de los Neptunos es eyectado y el otro es dispersado hacia las regiones más externas del sistema, alcanzando semiejes mayores a las  $\sim 10$  ua con altas excentricidades debido a sus encuentros cercanos con Saturno y luego con Júpiter. Cuando el planeta tipo Neptuno alcanza esta zona externa, sufre encuentros tanto con embriones como con una población de planetesimales excitados. Es entonces muy importante destacar el efecto de la fricción dinámica, principalmente entre los planetesimales y el Neptuno en este momento, dado que es el fenómeno que logra amortiguar la excentricidad e inclinación del gigante helado evitando que éste también se eyecte del sistema. En la figura 7.7 podemos apreciar la evolución temporal del semieje (panel superior) y de la excentricidad (panel inferior) del planeta tipo Neptuno que sobrevive en las regiones externas, representada por medio de





**Figura 7.6.** Evolución temporal de la SIM<sub>7</sub> del escenario formado por planetesimales de 1 km y sin migración tipo I. Las áreas de colores representan a las zonas de habitabilidad. Los planetas están representados por círculos coloreados según la fracción de agua que presentan. Los puntos negros representan a la población de planetesimales, en puntos grandes negros esta representado el planeta gigante tipo Júpiter, en gris el gigante tipo Saturno, y en color verde con bordes negros resaltamos a los planetas tipo Neptuno del sistema planetario. El tamaño de los planetas está escaleado con la masa aunque el tamaño de los planetas gigantes y Neptunos no se encuentra en la misma escala.

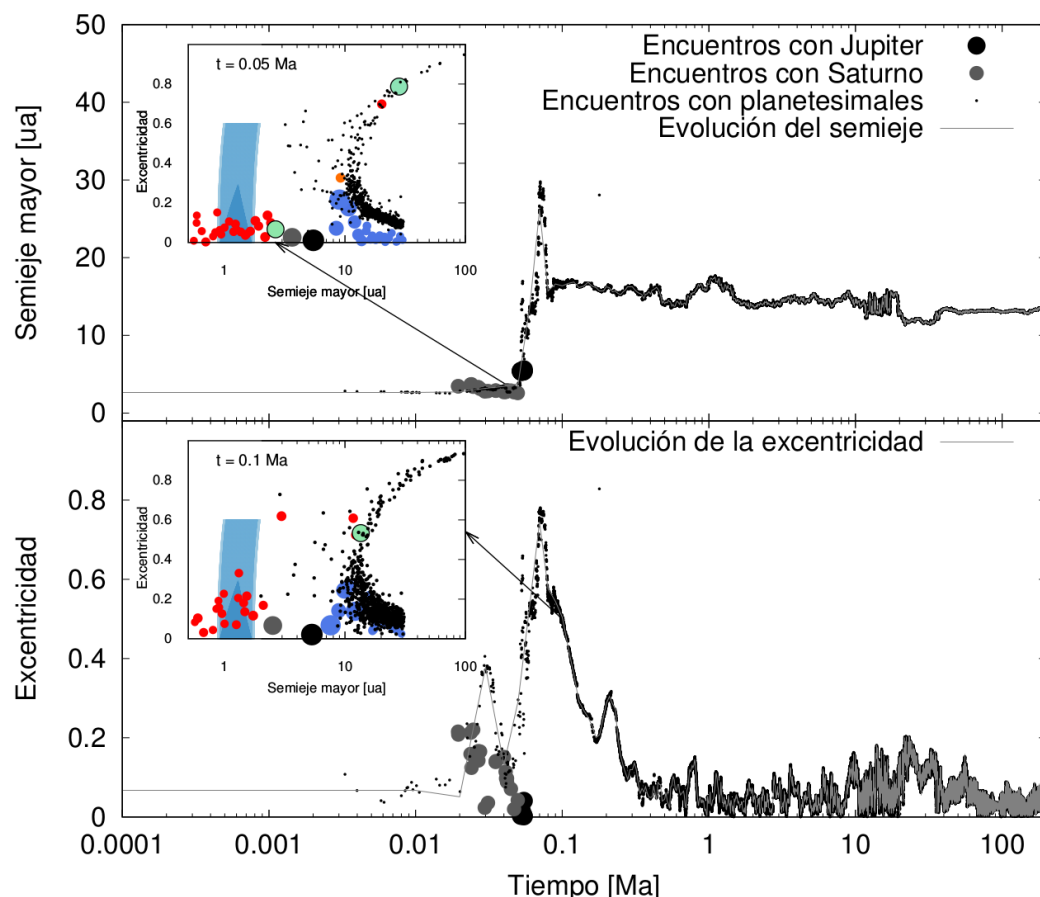
curvas de color gris. Cada uno de los pequeños puntos negros representa encuentros con planetesimales, los puntos grises grandes muestran encuentros con Saturno y los puntos negros grandes, encuentros con Júpiter. Los recuadros en la parte superior de cada panel, señalados con flechas, despliegan las configuraciones instantáneas del sistema planetario<sup>V</sup> a 0.05 Ma (antes de la dispersión del Neptuno hacia órbitas más externas a los gigantes) y a 0.1 Ma, cuando el planeta ya se encuentra en las zonas externas y comienza a ser amortiguado, por efecto de la fricción dinámica, por la población de planetesimales.

La masa disponible en planetesimales para producir este fenómeno es, durante todo el proceso, lo suficientemente alta como para lograr que el planeta se asiente en el plano medio del disco en menos de 1 Ma. En efecto, la masa total en planetesimales al comienzo de la simulación es de  $174.50M_{\oplus}$  y luego de 1 Ma sigue siendo alta, con un valor de  $132.17M_{\oplus}$ .

Un análisis de este caso muestra que, luego de 200 Ma de evolución, sólo un 3.6% de la

<sup>V</sup>Estas configuraciones, a 0.05 Ma y 0.1 Ma, son las mismas que podemos apreciar en la figura 7.6.





**Figura 7.7.** Evolución temporal del semieje (panel superior) y de la excentricidad (panel inferior) del planeta tipo Neptuno de la SIM<sub>7</sub> del escenario de 1 km que sobrevive en las regiones externas del disco. Las curvas grises representan la evolución temporal registrada del semieje y excentricidad, respectivamente, de dicho planeta. Los puntos negros representan encuentros con planetesimales, y los grises y negros grandes representan encuentros con Saturno y Júpiter, respectivamente. Los cuadros señalados con flechas denotan las configuraciones del sistema planetario en esos momentos particulares (en 0.05 Ma y 0.1 Ma), que también pueden apreciarse en la figura 7.6

población inicial de embriones colisiona con la estrella central, un 21.8% de embriones son acretados, y un 43.6% es eyectado del sistema. Mientras sólo 2 planetas permanecen en la zona interna del disco, el resto de ellos se ubica más allá de los dos planetas gigantes gaseosos. Los planetesimales, que son perturbados por el planeta gigante y también por los planetas más externos, son en su mayoría eyectados del sistema (~84.5%). Sólo unos pocos colisionan con la estrella central (2.4%) o son acretados (1.1%) por los planetas circundantes.

Sólo un ~14% de la población inicial de planetesimales sobrevive al final de la simulación con semiejes mayores más grandes que 20 ua y con altas excentricidades medias, sugiriendo que, si extendiéramos la evolución de las simulaciones por algunos millones de años más, serían eyectados finalmente del sistema. En este escenario se ve nuevamente que la acreción de planetesimales es un proceso ineficiente, sobre todo en la región interna del disco, dado que ningún planeta ubicado originalmente en esta región logró acretar un planetesimal de la zona externa.

Los dos planetas que finalizan su evolución ubicados en la zona interna del disco para la SIM<sub>7</sub> son 2 Súper-Tierras secas de  $4.76M_{\oplus}$  y  $2.55M_{\oplus}$ , ubicadas en 0.53 ua y 0.97 ua, respectivamente. Las masas originales de estos planetas eran  $0.76M_{\oplus}$  y  $0.93M_{\oplus}$ , y estaban ubicados inicialmente dentro de la posición de la línea de hielo, por lo que eran secos desde el comienzo. La Súper-Tierra de  $2.55M_{\oplus}$  sobrevive dentro de los límites de la ZH correspondientes a un planeta con dicha masa, pero con una excentricidad que varía entre 0.05 y 0.12 durante los últimos 100 Ma de evolución. Debido a estos cambios en la excentricidad el planeta se sale de las curvas de afelio y perihelio constantes, aunque permanece dentro de las curvas de flujo constante, motivo por el cual lo clasificamos como un PPH clase B.

Durante el primer millón de años de evolución y luego de que uno de los Neptunos fuera eyectado del sistema, el gigante tipo Saturno migró hacia la zona interna del disco debido a una migración inducida por las interacciones con los embriones, hasta casi el borde externo de la ZH. Esta migración interna es significativa pero no lo suficientemente importante como para remover la zona interna de planetas como lo hace por ejemplo, el planeta tipo Saturno del escenario formado por planetesimales de 100 km.

Finalmente, el sistema planetario resultante de la SIM<sub>7</sub> está formado por dos Súper-Tierras secas, una de las cuales resulta ser un PPH clase B, un planeta tipo Saturno ubicado casi en el borde externo de la ZH seguido de un planeta tipo Júpiter a 4.6 ua, y un planeta tipo Neptuno a 13.47 ua, más allá del cual podemos ver una población más externa de otros planetas y planetesimales.

Considerando todas las simulaciones desarrolladas para este escenario, encontramos en total 4 PPH en 10 simulaciones. Uno de ellos es la Súper-Tierra seca descrita de la SIM<sub>7</sub> y los otros 3 son los planetas tipo Neptunos que no lograron ser dispersados hacia las regiones externas del disco.

El resultado más común respecto a estos Neptunos en la ZH es que en general sufren muy pocas colisiones, razón por la cual pudieron haber conservado sus envolturas primordiales durante la evolución. Esta situación no los transforma en objetivos interesantes desde un punto de vista astrobiológico, muy por el contrario, y a pesar de ubicarse en la ZH al final de su evolución, los transforma en objetos de poco interés. Sin embargo, si estos planetas fueran capaces de formar satélites regulares durante su evolución, y si las muy pocas colisiones que sufren (sólo en 3 de las 10 simulaciones el Neptuno interno sufre colisiones, 2 con embriones y 1 con un planetesimal) removieran material volátil de su atmósfera, en particular agua, capaz de ser acretado por dichos satélites, entonces dichas lunas podrían llegar a tener chances de habitabilidad. Aún así, y aunque este tipo de estudios que está totalmente fuera del alcance de esta Tesis pueda resultar muy especulativo, es de interés. La tabla 7.4 muestra las características más importantes de los planetas que sobreviven en la ZH luego de 200 Ma. Nuevamente, en este escenario no encontramos PPH con masas finales y cantidades de agua significativas como para considerarlos de interés. Sin embargo es al menos interesante destacar, que, a pesar de que la SIM<sub>9</sub> no produce PPH, es la única de las 10 simulaciones en este escenario que presenta un planeta interno de  $3.13M_{\oplus}$  que fue impactado por un planetesimal rico en agua, el cual le proveyó un 2.96 % de agua por masa. Si bien este planeta no se encuentra en la ZH porque termina su formación en 0.7 ua, y a pesar de que es un caso excepcional, es el único con un contenido de agua significativo.

**Cuadro 7.4.** Propiedades principales de los planetas que sobreviven en la ZH al final de la evolución en escenarios formados a partir de planetesimales de 1 km y sin migración tipo I. La fila resaltada asociada a la SIM<sub>7</sub> se corresponde con los resultados de la figura 7.6. Las masas denotadas con \* son las masas de los planetas tipo Neptunos que quedaron en la ZH.

SIM	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	Masa [ $M_{\oplus}$ ]	W [%]	Clase de Habitabilidad
SIM <sub>1</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>2</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>3</sub>	2.92	1.39	15.37*	39.10	A
SIM <sub>4</sub>	3.43	1.14	17.32*	38.91	A
SIM <sub>5</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>6</sub>	—	—	—	—	—
<b>SIM<sub>7</sub></b>	<b>1.07</b>	<b>0.97</b>	<b>2.55</b>	<b>0</b>	<b>B</b>
SIM <sub>8</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>9</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>10</sub>	3.43	1.41	17.32*	38.91	A

#### 7.5.4 Escenarios formados por planetesimales de 100 m

Los escenarios formados por planetesimales de 100 m son bastante diferentes a los formados por planetesimales de 1 km, 10 km y 100 km. Con sólo mirar las condiciones iniciales de estos escenarios en la figura 7.1, y comparando S<sub>1</sub> con los escenarios previamente descriptos S<sub>4</sub>, S<sub>6</sub> y S<sub>9</sub>, puede verse que:

- la población de planetesimales se ubica dentro de la órbita de los planetas gigantes gaseosos, en vez de más allá de ellos,
- los planetas gigantes se encuentran mucho más alejados de la estrella central que en cualquiera de los otros escenarios,
- una población de embriones rica en agua se ubica inmediatamente luego de la población seca de embriones, en la zona interna del disco.

Estas diferencias en las condiciones iniciales producirán diferentes resultados en las configuraciones finales de los sistemas planetarios luego del desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos.

En términos generales, este escenario presenta 2 planetas gigantes análogos a Júpiter, con masas de  $1.49M_J$  y  $5M_J$ , ubicados en 9.9 ua y 19.3 ua al final de la etapa gaseosa, respectivamente, como los principales perturbadores del sistema. Además, el sistema presenta 2 planetas gigantes helados análogos a Neptuno de  $13M_{\oplus}$  y  $15M_{\oplus}$ , localizados entre la distribución interna de embriones y los gigantes gaseosos, en 6.82 ua y 7.80 ua, respectivamente, al comienzo de las simulaciones (ver escenario S<sub>1</sub> en la figura 7.1). Los dos planetas tipo Júpiter se mantienen ubicados alrededor de sus posiciones iniciales durante toda la evolución del sistema. Sin embargo, en 9 de las 10 simulaciones, uno de los Neptunos es eyectado del sistema mientras que el otro permanece dentro de las órbitas de los gigantes. La región

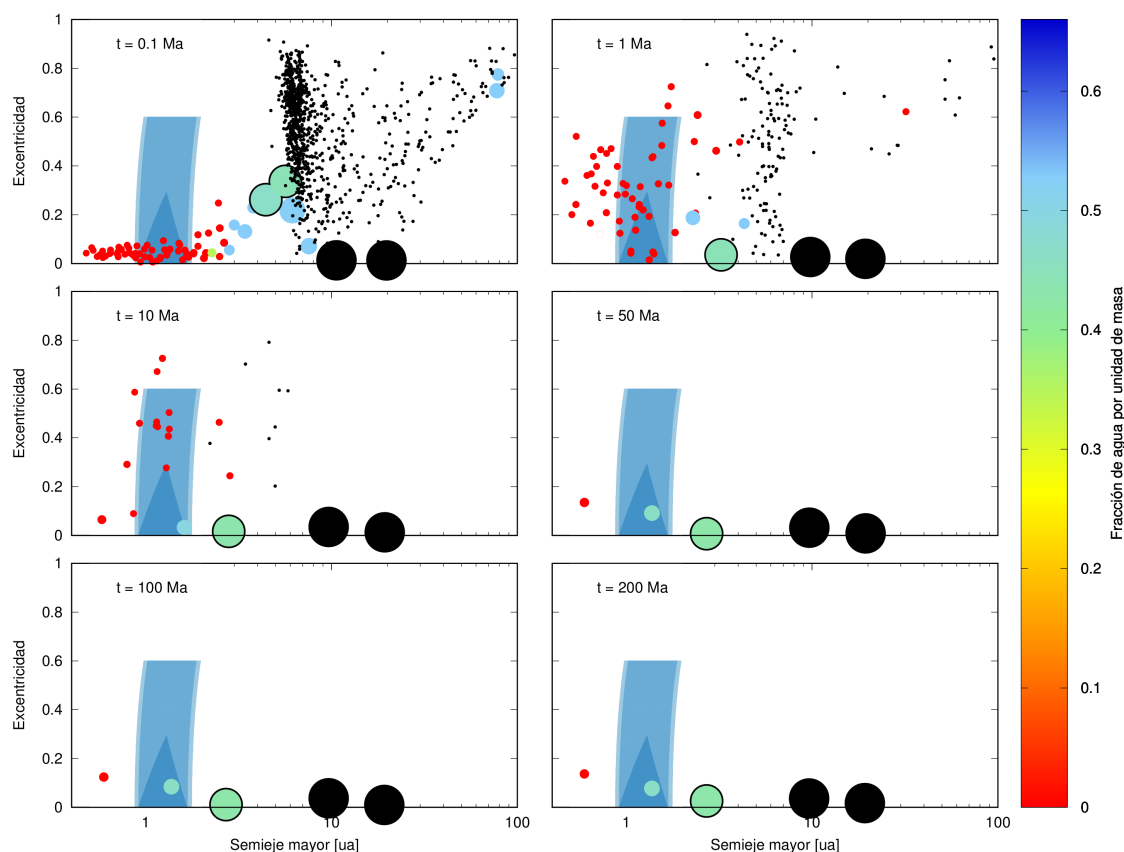
interna del disco presenta entre 2 y 3 planetas, siendo más eficiente la producción de 2 (en 8 de 10 simulaciones encontramos 2 planetas), y en todas las simulaciones uno de estos planetas internos es uno de los Neptunos del sistema. A diferencia del escenario anterior, el planeta análogo a Neptuno nunca alcanza la ZH. Los otros planetas de la zona interna son Tierras, Súper-Tierras o Mega-Tierras con masas en el rango de  $1.02M_{\oplus}$  a  $9.10M_{\oplus}$ . Este escenario forma 6 PPH, 5 de los cuales son Súper-Tierras con altos contenidos de agua por unidad de masa.

A diferencia de los escenarios antes descritos, este no presenta ningún tipo de objeto, ni planetas ni planetesimales, más allá de las órbitas de los gigantes luego de 200 Ma de evolución. Por lo tanto este tipo de sistemas se extienden sólo hasta la posición del gigante gaseoso más externo, a  $\sim 20$  ua. Esta situación es una consecuencia directa de las condiciones iniciales del sistema, que no presenta poblaciones de objetos en las regiones externas desde un comienzo. Además, las fuertes interacciones gravitatorias entre los dos planetas tipo Júpiter y las poblaciones internas de embriones y planetesimales, sólo da lugar a la eyección de estos objetos fuera del sistema planetario, pero no los dispersa hacia las zonas más externas, por detrás de los gigantes gaseosos.

La evolución global de las 10 simulaciones desarrolladas es similar para este escenario, sin embargo, la figura 7.8 muestra la evolución temporal de una de ellas que, a pesar de no ser la más representativa dado que presenta 3 planetas internos en vez de 2, nos resultó la más interesante dada la configuración final que posee. Mostramos entonces en la figura 7.8 la evolución temporal de la simulación 10 (SIM<sub>10</sub>). Las condiciones iniciales se corresponden con el escenario S<sub>1</sub> de la figura 7.1.

A pesar de que en este escenario la población de planetesimales reside en la zona interna del disco, se encuentra ubicada entre 5 ua y 7 ua, justo más allá de los Neptunos. De esta manera, los planetesimales no interactúan directamente con la población de embriones interna, ubicada dentro de la órbita de los Neptunos entre 0.5 ua y 4 ua. Si esto ocurriera, el efecto de la fricción dinámica amortiguaría las excentricidades de dichos embriones. Dado que esto no ocurre, desde el comienzo los embriones internos se excitan muy rápidamente causando que sus órbitas se crucen, y dando lugar a las acreciones por colisiones, eyecciones y colisiones con la estrella central. Estas colisiones, desde el comienzo, ocurren entre embriones secos y ricos en agua, dado que entre estas dos poblaciones no hay ningún planeta gigante que actúe como barrera dinámica.

El destino de los planetas tipo Neptunos es siempre el mismo en este escenario. La tendencia muestra que uno de ellos es eyectado del sistema durante el primer millón de años de evolución, mientras que el otro, que en 6 de 10 casos es el más interno, permanece dentro de las órbitas de los gigantes gaseosos. En la SIM<sub>10</sub> ocurre justo lo opuesto, el planeta Neptuno eyectado es el más interno y el que sobrevive es el más externo, sin embargo, la evolución global de la SIM<sub>10</sub> luego de este evento de dispersión es similar al de las otras simulaciones, con la diferencia de que, en este caso, el planeta Neptuno que sobrevive en el sistema es el que era originalmente más masivo. El Neptuno interno, como puede verse en la figura 7.9 que muestra la evolución temporal de su semieje (panel superior) y de su excentricidad (panel inferior), sufre encuentros cercanos con planetesimales (mayoritariamente al principio de la evolución), con embriones (los puntos en rojo y celeste, aunque principalmente con los celestes que representan embriones ricos en agua), y finalmente con ambos gigantes



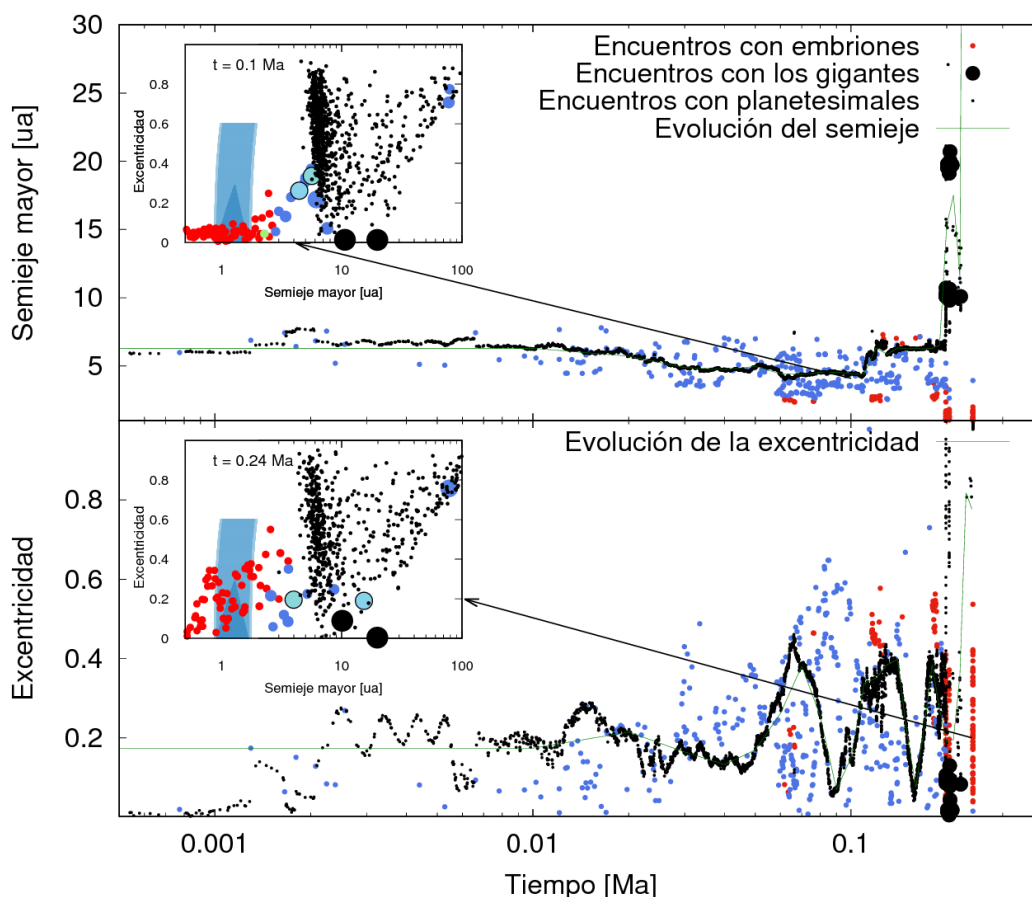
**Figura 7.8.** Planos excentricidad vs. semieje mayor de un sistema planetario formado por planetesimales de 100 m y sin migración, a distintas épocas de su formación. La escala de colores representa la fracción de agua por unidad de masa y en negro están representados los planetas gigantes tipo Júpiter del sistema planetario.

(los puntos grandes negros), lo que termina eyectándolo del sistema en menos de 0.25 Ma. Esta figura es similar a la figura 7.7. Los cuadros indexados en ambos paneles muestran la configuración del sistema a 0.1 Ma cuando el planeta aún se encuentra dentro de la órbita de los gigantes, y a 0.24 Ma cuando está próximo a ser eyectado.

En la figura 7.10, al igual que como mostramos para el Neptuno eyectado, podemos apreciar la evolución temporal del semieje (panel superior) y de la excentricidad (panel inferior) del planeta Neptuno que sobrevive en el sistema, es decir, el más externo de los dos Neptunos iniciales, representada por medio de curvas de color gris. Este planeta como puede apreciarse, no registra encuentros con los planetas gigantes<sup>VI</sup>. Los recuadros en la parte superior de cada panel, señalados con flechas, muestran las configuraciones instantáneas del sistema planetario<sup>VII</sup> a 0.1 Ma (antes de la migración de Neptuno hacia órbitas más chicas) y a 1 Ma, cuando el planeta ya se encuentra ubicado en aproximadamente 2.7 ua. Globalmente,

<sup>VI</sup>Cabe destacar que las simulaciones realizadas registran los encuentros entre objetos cuando éstos se encuentran separados en menos de un radio de Hill, por lo tanto, al decir que el Neptuno sobreviviente no sufre encuentros con los gigantes gaseosos, estamos diciendo que no sufrieron encuentros que hayan sido registrados en menos de esa distancia.

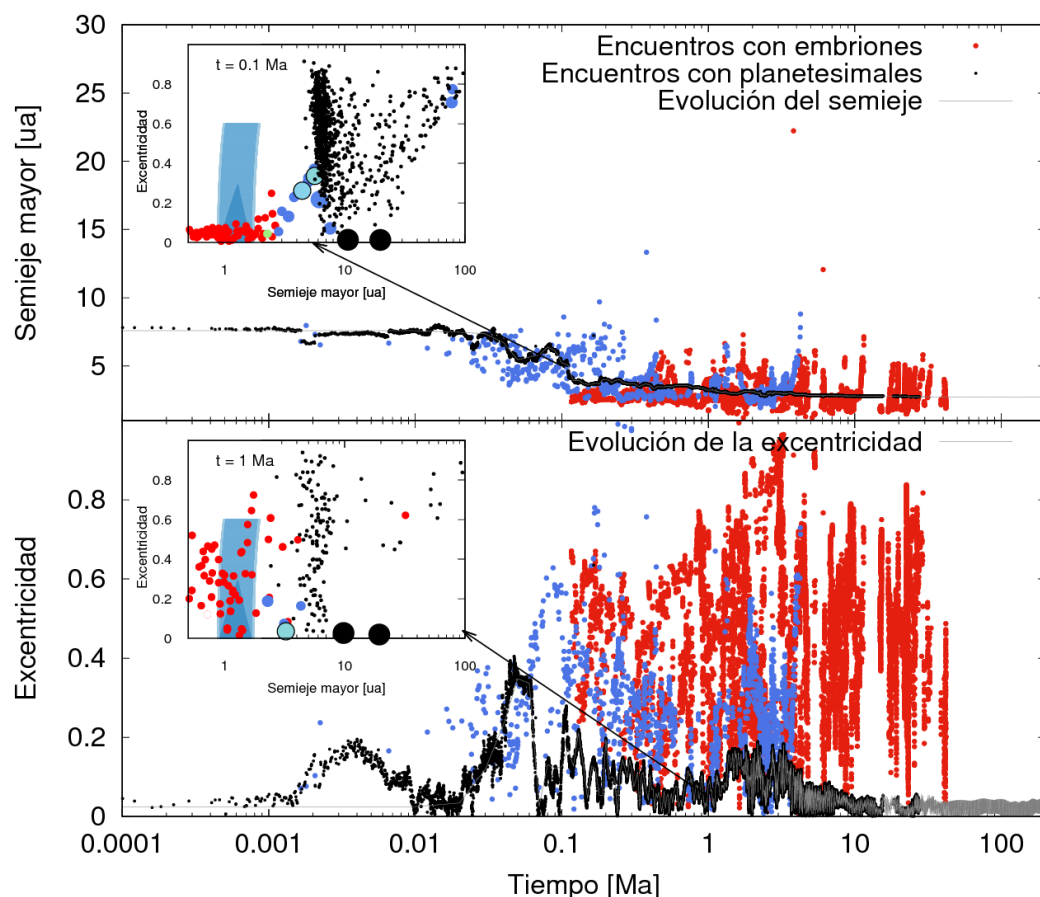
<sup>VII</sup>Estas configuraciones, a 0.1 Ma y 1 Ma, son las mismas que podemos apreciar en la figura 7.8.



**Figura 7.9.** Evolución temporal del semieje (panel superior) y de la excentricidad (panel inferior) del planeta tipo Neptuno de la  $SIM_{10}$  del escenario de 100 m que es eyectado del sistema. Las curvas verdes representan la evolución temporal registrada del semieje y excentricidad, respectivamente, de dicho planeta. Los puntos negros representan encuentros con planetesimales, los rojos y celestes encuentros con embriones secos y ricos en agua, respectivamente, y los negros grandes representan encuentros con ambos planetas tipo Júpiter. Los cuadros señalados con flechas denotan las configuraciones del sistema planetario en esos momentos particulares (en 0.1 Ma y 0.24 Ma).

la población de planetesimales es la primera con la que el gigante helado sufre encuentros, recién a partir de los 10000 años de evolución comienza a tener encuentros con algunos de los embriones más masivos del sistema, que son los ricos en agua. Desde el comienzo de la simulación, el Neptuno análogo es excitado por la interacción con estos embriones alcanzando excentricidades máximas de hasta casi 0.4. A medida que el tiempo avanza, el Neptuno comienza a sufrir una migración inducida por la población de embriones, que además de hacerlo migrar hacia adentro, dado que la cantidad de encuentros con embriones es muy significativa, lo amortiguan, generando un efecto de fricción dinámica entre los embriones y el gigante helado. En este caso la masa de la población de planetesimales es significativamente baja como para que sea la que lo amortigüe.

Los mecanismos de remoción de masa más importantes en este escenario son la eyección de embriones y de planetesimales, y también la acreción de embriones. Un 17% de los embriones colisiona con la estrella central, un 35% es eyectado del sistema y un 42% es acretado por otros embriones. De este 42% de embriones acretados, un 78% permanece en el sistema



**Figura 7.10.** Evolución temporal del semieje (panel superior) y de la excentricidad (panel inferior) del planeta tipo Neptuno de la SIM<sub>10</sub> del escenario de 100 m que sobrevive en el sistema. Las curvas grises representan la evolución temporal registrada del semieje y excentricidad, respectivamente, de dicho planeta. Los puntos negros representan encuentros con planetesimales, los rojos y celestes encuentros con embriones secos y ricos en agua, respectivamente, y los negros grandes representan encuentros con ambos planetas tipo Júpiter. Los cuadros señalados con flechas denotan las configuraciones del sistema planetario a 0.1 Ma y 1 Ma, que también pueden apreciarse en la figura 7.8.

hasta el final de su evolución, dado que es acretado por embriones que sobreviven en el disco. Al final, sólo 2 planetas, aparte del Neptuno y los Júpiter análogos, sobreviven en la zona interna. La población de planetesimales, en cambio, excitada en su mayoría por los gigantes gaseosos, pero también por el planeta Neptuno que queda en el sistema, es eyectada por completo del sistema en tan sólo 20 Ma.

Dado que los planetesimales se encuentran ubicados inicialmente dentro de las órbitas de los gigantes, un importante porcentaje de esta población colisiona con la estrella central (11%) mientras que la gran mayoría es eyectada del sistema (88.6%). Sólo 3 planetesimales en total son acretados por embriones durante toda la evolución, lo que representa sólo un 0.3% de la población original. Por lo tanto, a pesar de que la ubicación de esta población es interna a los gigantes, a diferencia de lo que ocurre con los escenarios previos, la acreción de planetesimales sigue siendo un proceso altamente ineficiente.

Luego de 200 Ma, 3 planetas permanecen en la región interna del disco siendo uno de ellos, uno de los Neptunos análogos. El resultado más común, teniendo en cuenta al total de las



simulaciones desarrolladas, es que el planeta tipo Neptuno que sobrevive en la región interna del disco no sufre colisiones de ningún tipo, ni con embriones ni con planetesimales, por lo que podría conservar su atmósfera primordial durante todo el proceso evolutivo. Sin embargo, el planeta Neptuno de la SIM<sub>10</sub>, que es justamente el caso descrito, sufre 6 impactos de embriones. Entendemos que, si bien ésta es una situación poco común, teniendo en cuenta la tendencia global, es interesante al menos remarcar dado que tantos impactos gigantes con embriones de masas entre  $0.06M_{\oplus}$  y  $0.12M_{\oplus}$  podrían remover la atmósfera original y podrían transformar al planeta Neptuno en una Mega-Tierra.

Los otros dos planetas remanentes en la zona interna son una Tierra y una Súper-Tierra de  $1.02M_{\oplus}$  y  $3.34M_{\oplus}$ , ubicadas a 0.6 ua y 1.37 ua, respectivamente. La Tierra más interna, originalmente situada por dentro de la línea de hielo y que sólo acreció embriones de la misma región, es completamente seca al final de la evolución. La Súper-Tierra, originalmente situada en 4.57 ua más allá de la línea de hielo, acreció algunos embriones secos no significativamente masivos. Por lo tanto, dado que sus contenidos primordiales de agua eran altos por provenir de la zona de más allá de la línea de hielo, sus contenidos finales de agua siguen siendo altos. Particularmente, esta Súper-Tierra rica en agua, finaliza su evolución situada en la ZH, y debido a su ubicación y excentricidad final se la clasifica como un PPH clase A.

En conclusión, el sistema planetario formado por la SIM<sub>10</sub> presenta 3 planetas en la zona interna del disco, de los cuales el más externo es un Neptuno y otro de los cuales es una Súper-Tierra rica en agua con clase de habitabilidad A. Más allá del Neptuno encontramos 2 planetas gigantes tipo Júpiter más allá de las 10 ua. Es importante notar que, en general, los PPH formados en este escenario no sufren gran cantidad de impactos gigantes. Sólo la mitad de ellos fue impactada por embriones internos. Ésto nos da lugar a conjeturar con que sus altos contenidos de agua pudieron haber sido retenidos durante toda la evolución, aunque un análisis más profundo debería hacerse para justificar esta idea.

En general, y teniendo en cuenta al total de las simulaciones desarrolladas, este escenario es el más interesante dado que es el más eficiente en términos de la formación de PPH: encontramos 6 PPH de entre 10 simulaciones. Además es, probablemente el más interesante dado que es el único escenario que logra formar PPH ricos en agua. La tabla 7.5 muestra las principales características de los PPH formados en las 10 simulaciones.

### 7.5.5 Sensibilidad a escenarios con migración tipo I

Las secciones previas se enfocaron en describir los resultados de nuestro grupo de simulaciones de referencia, asociadas a SASS formados en escenarios sin migración tipo I ni tipo II y considerando distintos tamaños de planetesimales. Dado que uno de los resultados más importantes del capítulo anterior fue que los escenarios más favorables para la formación de SASS son sistemas planetarios con bajas o nulas tasas de migración tipo I, también desarrollamos simulaciones de N-cuerpos para aquellos SASS al final de la fase gaseosa que presentaban tasas de migración tipo I reducida al 1% y al 10%, es decir con  $f_{\text{migI}} = 0.01$  y  $f_{\text{migI}} = 0.1$ , respectivamente. El objetivo de esta sección no es describir en detalle, como hicimos en las secciones previas, los resultados particulares de cada una de estas simulaciones. Por el



**Cuadro 7.5.** Propiedades principales de los planetas que sobreviven en la ZH al final de la evolución en escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m y sin migración tipo I. La fila resaltada asociada a la SIM<sub>10</sub> se corresponde con los resultados de la figura 7.8.

SIM	$a_i$ [ua]	$a_f$ [ua]	Masa [ $M_{\oplus}$ ]	W [%]	Clase de Habitabilidad
SIM <sub>1</sub>	4.91	1.26	3.69	46.36	A
SIM <sub>2</sub>	6.82	1.71	7.14	52.28	B
SIM <sub>3</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>4</sub>	5.28	1.54	3.63	52.70	B
SIM <sub>5</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>6</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>7</sub>	—	—	—	—	—
SIM <sub>8</sub>	4.26	1.62	4.39	51.16	B
SIM <sub>9</sub>	4.26	1.66	2.64	52.90	B
<b>SIM<sub>10</sub></b>	<b>4.57</b>	<b>1.38</b>	<b>3.34</b>	<b>46.28</b>	<b>A</b>

contrario, el objetivo es estudiar globalmente cuáles son los efectos que este fenómeno, que se observa durante la fase gaseosa, produce en las configuraciones de los sistemas planetarios al final de la etapa post-gas, y compararlos con los escenarios que no lo presentan.

Desarrollamos una vez más, 10 simulaciones por cada escenario S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>, S<sub>5</sub>, S<sub>7</sub>, S<sub>8</sub> y S<sub>10</sub> de la figura 7.1 que representan sistemas planetarios con tasas de migración tipo I reducida al 1% y al 10%.

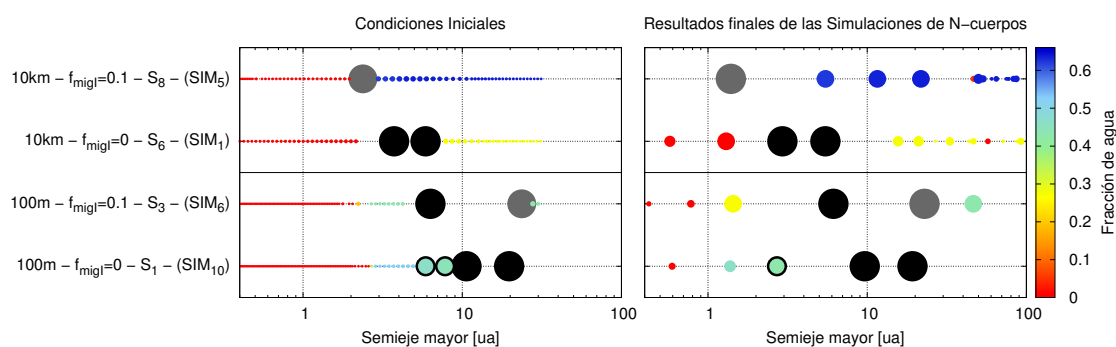
Globalmente, los escenarios que durante la etapa gaseosa presentan tasas de migración tipo I reducida al 1%, no presentan diferencias significativas con respecto a aquellas descritas previamente que no sufren este fenómeno. Por ejemplo, las condiciones iniciales del escenario S<sub>9</sub> (formado por planetesimales de 100 km y sin migración) y S<sub>10</sub> (formado por planetesimales de 100 km y con migración reducida al 1%) son similares, y por lo tanto, las configuraciones finales de ambos sistemas al final de las simulaciones de N-cuerpos son similares también. Ambos escenarios presentan un único planeta gigante tipo Saturno, localizados inicialmente en los alrededores de las 2 ua. Además presentan una población de embriones secos internos y una de embriones ricos en agua externos, y también poseen una población de planetesimales más allá de las  $\sim 3.5$  ua. Si bien es importante destacar que las masas de los gigantes gaseosos tipo Saturnos difieren en un factor  $\sim 3$ , siendo menor la masa del escenario con migración reducida al 1%, y que, globalmente, el sistema sin migración es más masivo que el que presenta migración, el resultado global al final de los 200 Ma de evolución es el mismo. El gigante gaseoso de ambos escenarios se encuentra muy cerca de la ZH o en ella. La zona interna del disco alberga un único planeta sin contenido de agua. Además, una población de planetas secos y ricos en agua convive más allá del gigante simultáneamente con una población remanente de planetesimales, y ninguno de los dos escenarios forma PPH.

De manera similar ocurre entre el escenario S<sub>6</sub> (formado por planetesimales de 10 km sin migración) y el S<sub>7</sub> (formado por planetesimales de 10 km y con migración tipo I reducida al 1%) a pesar de que el escenario S<sub>6</sub> presenta 2 planetas gigantes en vez de uno. Los resultados globales muestra que la zona interna del disco presenta entre 1 a 2 planetas secos, con masas en el rango de Súper a Mega-Tierras, y que algunos de ellos, entre 3 y 5, son

PPH completamente secos. En el mismo sentido, los resultados concernientes a escenarios formados a partir de planetesimales de 1 km con migración tipo I reducida al 1% y sin migración son también similares: ambos forman PPH secos. En cuanto a escenarios con y sin migración formados a partir de planetesimales de 100 m, el resultado destacable es que ambos forman PPH ricos en agua. Sin embargo no encontramos diferencias significativas cuando las tasas de migración son tan bajas.

Los resultados del capítulo anterior mostraron que muy pocos sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 10 km y 100 m fueron capaces de formar SASS al final de la etapa gaseosa con tasas de migración tipo I reducidas al 10%. A pesar entonces de que este resultado es poco común, realizamos simulaciones de N-cuerpos igualmente con el objetivo de ver si tasas más altas generan cambios en los sistemas, respecto de aquellos que no presentan migración. Las condiciones iniciales utilizadas se corresponden entonces a los escenarios S3 y S8 de la figura 7.1, formados por planetesimales de 100 m y 10 km, respectivamente.

Para escenarios formados a partir de planetesimales de 10 km, la migración tipo I durante la fase gaseosa de la evolución, favorece que el planeta gigante termine formado más cerca de la estrella central. En este caso, este efecto es negativo para la formación de PPH. Sin embargo, para escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m parece ser justo al revés.



**Figura 7.11.** Condiciones iniciales (panel izquierdo) y resultados finales de las simulaciones de N-cuerpos (panel derecho) de escenarios formados por planetesimales de 100 m y 10 km, sin migración tipo I ( $f_{\text{migI}} = 0$ ) y con migración tipo I reducida al 10% ( $f_{\text{migI}} = 0.1$ ).

La figura 7.11 muestra las configuraciones iniciales y finales de sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 100 m (abajo) y de 10 km (arriba). El panel izquierdo muestra las condiciones iniciales al comienzo de las simulaciones de N-cuerpos, es decir al final de la etapa gaseosa de formación, y el panel derecho muestra los resultados una vez finalizadas las simulaciones de N-cuerpos. Por un lado, comparando los dos escenarios formados por planetesimales de 10 km<sup>VIII</sup>, con y sin migración, podemos apreciar que la migración tipo I durante la fase gaseosa, deja al planeta gigante ubicado más cerca de la estrella central que lo que lo está el planeta gigante más interno del escenario sin migración.

<sup>VIII</sup>Es importante destacar que estos sistemas, formados por planetesimales del mismo tamaño, no son iguales ni mucho menos, son resultados distintos de un mismo escenario de formación. Presentan principalmente diferente cantidad de planetas gigantes. Sin embargo, la comparación que hacemos no tiene el objetivo de analizar diferencias particulares entre ambos sino globales, evaluando de manera general el efecto que produce la migración tipo I.

Este resultado, que es una consecuencia natural de la migración tipo I, y el hecho de que la posición del planeta gigante pueda igualmente cambiar durante la evolución post-gas debido a migraciones inducidas por la interacción gravitatoria con embriones y planetesimales del sistema, es desfavorable para la formación de PPHs. De hecho, ya describimos que las simulaciones formadas a partir de planetesimales de 10 km y sin migración fueron capaces de formar 5 PPHs en 10 simulaciones desarrolladas. Sin embargo, las 10 simulaciones llevadas a cabo para escenarios de 10 km con migración reducida al 10 % no fueron capaces de formar PPHs en absoluto. Por otro lado, comparando los 2 escenarios de 100 m, con y sin migración, podemos ver que, a pesar de que la migración tipo I logra ubicar a los planetas gigantes mucho más cerca de la estrella central con respecto a la posición del gigante más interno del escenario sin migración, en este caso, este efecto favorece la formación de PPHs. De hecho ya hemos mencionado en la sección 7.5.4, que las simulaciones con planetesimales de 100 m y sin migración fueron capaces de formar 6 PPHs en 10 simulaciones, siendo éste el escenario más eficiente hasta ese momento. Sin embargo, las 10 simulaciones desarrolladas con migración reducida al 10 % fueron capaces de formar 11 PPHs, 9 de los cuales son clasificados como PPHs clase A y 2 son clase B. Las masas finales de estos PPHs están en el rango de  $0.93M_{\oplus}$  a  $3.73M_{\oplus}$ , con contenidos de agua entre 24.3 % y 33.5 %. Parecería entonces que podría existir una ubicación más favorable para los planetas gigantes más internos del sistema en cuanto a la formación de PPHs. Volveremos a este punto en la próxima sección.

Para concluir, escenarios formados con tasas de migración tipo I altamente reducidas no presentan diferencias cualitativamente significativas de aquellos escenarios que no presentan migración. Sin embargo, escenarios con migración reducida ya al 10 % sí presenta diferencias para sistemas planetarios formados a partir de planetesimales grandes y pequeños. Este fenómeno nos sugiere entonces que la formación de PPHs es más favorable en escenarios formados por planetesimales pequeños, pero es definitivamente desfavorable para la formación de PPHs en escenarios formados por planetesimales más grandes.

#### 7.5.6 Sensibilidad a escenarios con migración tipo II

---

Otro fenómeno importante que podría modificar la configuración final de sistemas planetarios, es la migración tipo II. Este fenómeno sólo aparece cuando un planeta gigante es capaz de abrir una brecha en el disco de gas mientras se está formando. El efecto que genera es, como hemos discutido en capítulos anteriores, el de una migración hacia la estrella central, únicamente del planeta gigante, y un aumento en su masa debido a la acreción de otros planetas que se encuentran en su camino. Es importante remarcar, que la ubicación del planeta gigante al final de la fase gaseosa, no es consecuencia pura y exclusivamente de la migración tipo II sino también debido a la acreción de otros planetas. Si recordamos por un momento el capítulo anterior, en particular la sección 6.2.2.3, el semieje resultante de una fusión entre dos planetas viene dada por la ecuación 6.39 de la conservación del momento angular. Por lo tanto, la migración hacia adentro del gigante es el resultado de ambos procesos, el de migración y el de *re-definición* de su semieje a partir de una fusión con otro planeta.

**Cuadro 7.6.** Rango de masas de los planetas gigantes que abrieron y que no abrieron brecha en los escenarios con planetesimales de diferente tamaño. Los rangos están en masas de Júpiter y de Saturno dado que encontramos ambos tipos de planetas en escenarios de 100 m, 1 km, 10 km, y 100 km. Como puede verse en la tabla, las masas de los gigantes gaseosos que abrieron brecha durante la fase gaseosa de formación son mucho más altas que las de los gigantes que no lo lograron.

Escenario	Planetas gigantes que no abrieron brecha	Planetas gigantes que abrieron brecha
100 m	$0.81M_S - 5M_J$	$5.63M_J - 8.92M_J$
1 km	$0.48M_S - 4M_J$	$7.23M_J$
10 km	$1.33M_S - 0.8M_J$	$1.88M_J - 2.10M_J$
100 km	$0.56M_S - 1.90M_S$	$3.23M_J$

La diferencia más importante entre estos planetas gigantes que abrieron brechas en el disco de gas y los que no, es su masa final. Los planetas que abrieron brechas son, generalmente, mucho más masivos que aquellos que no lo lograron. La tabla 7.6 nos muestra los rangos de masas, en escenarios formados a partir de planetesimales de diferentes tamaños, de aquellos gigantes que abrieron y que no abrieron brechas. Es importante destacar que esta tabla fue confeccionada teniendo en cuenta los escenarios de las condiciones iniciales de la figura 7.1 y a partir de otras condiciones iniciales para los distintos tamaños, no presentadas en la figura 7.1 pero con las cuales también hemos desarrollado simulaciones de N-cuerpos, y que presentan al menos un planeta gigante gaseoso que logró abrir una brecha en el disco de gas.

Para poder visualizar si existen diferencias significativas entre los escenarios de referencia previamente descritos y escenarios sin migración tipo I pero con planetas gigantes que abrieron brecha y que por ende, encendieron la migración tipo II durante la fase gaseosa, desarrollamos más simulaciones. Elegimos un escenario por cada tamaño de planetesimal que presente al menos un gigante que abrió brecha. Esto es, elegimos 4 nuevas condiciones iniciales (como las de la figura 7.1) y corrimos 10 simulaciones de N-cuerpos para cada una de ellas, cambiando la semilla como mencionamos previamente para variar al azar los elementos orbitales.

Un resultado global, que encontramos en todas las simulaciones, es que, debido a la alta masa que presentan los gigantes que abrieron brecha, los escenarios que presentan este tipo de planetas no presentan más allá de su órbita una mezcla entre planetas secos y ricos en agua. Lo que ocurre en estos casos es que muchos de los embriones internos secos son directamente eyectados del sistema y no son dispersados hacia las zonas más externas, debido justamente a que las interacciones gravitatorias que tienen lugar son muy fuertes.

La eficiencia en la formación de PPHs continúa siendo nula en escenarios con planetesimales de 100 km. Ninguna de las simulaciones con planetesimales de 100 km, sin migración tipo I y con un gigante que abrió brecha, formaron PPHs. Para escenarios con planetesimales de 10 km, la producción de PPHs fue menor para el escenario con un gigante que abrió brecha respecto del escenario con gigantes que no lo hicieron. Este escenario formó 2 PPHs secos en vez de 4, como lo hizo el escenario descrito en la sección 7.5.2. Continuando con

escenarios de 1 km, en este caso la producción de PPHs fue similar entre ambos escenarios, el que presenta planetas gigantes con y sin apertura de brecha. Ambos formaron 5 PPHs.

Finalmente, escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m y con gigantes que abrieron brecha formaron 9 PPHs, 3 más que en el caso de referencia, que no presenta migración tipo I ni tipo II. Por lo tanto, un análisis global y cualitativo del conjunto de las simulaciones desarrolladas, nos muestra que la migración tipo II junto con el incremento en la masa del gigante debido a la acreción de otros planetas en su camino, parece actuar de una manera similar a como lo hace la migración tipo I.

A pesar de que este es el resultado de nuestras simulaciones, más simulaciones deberían llevarse a cabo para confirmar esta tendencia. Estos efectos entonces, la migración tipo I y tipo II, parecen favorecer la formación de PPHs en escenarios formados a partir de planetesimales pequeños pero parece ser desfavorable para la formación de PPHs en escenarios formados a partir de planetesimales más grandes, de 10 km y 100 km. Entonces surge la siguiente pregunta: ¿existirá, además de una ubicación más favorable, una masa más favorable del planeta gigante más interno del sistema en términos de la eficiencia en la formación de PPHs?.

#### 7.5.7 ¿Masa y ubicación favorable del gigante interno?

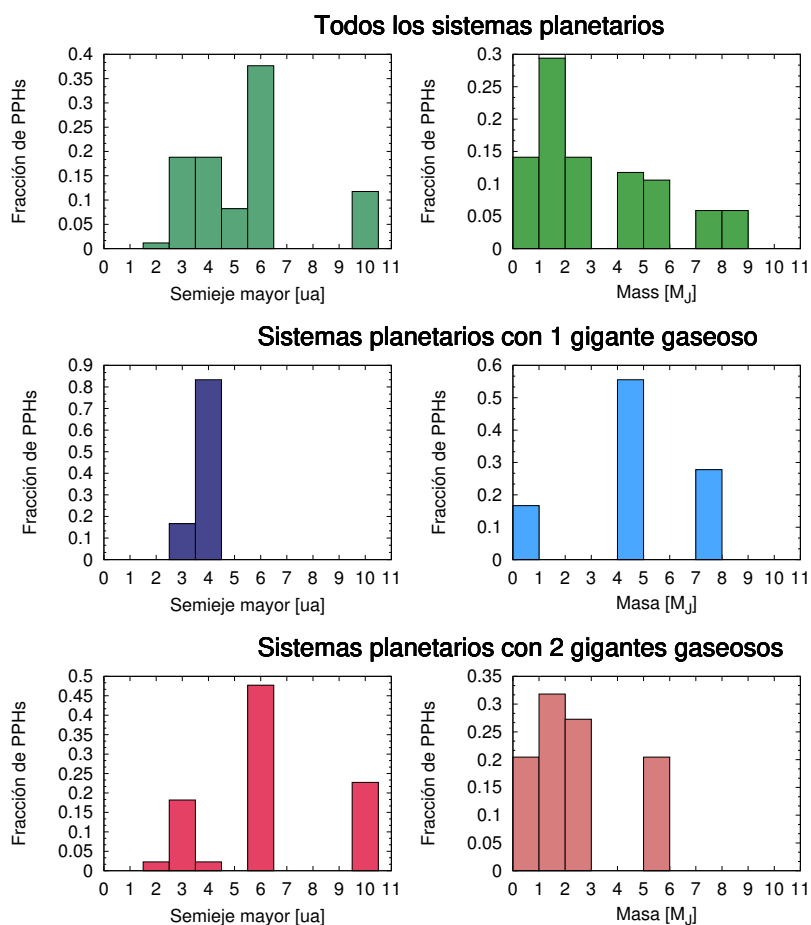
Para ver si existe una relación entre la masa del planeta gigante gaseoso más interno de cada sistema, su ubicación, y la eficiencia en la formación de PPHs, desarrollamos histogramas teniendo en cuenta todos los PPHs formados en todas nuestras simulaciones<sup>IX</sup> sin hacer distinciones entre los tamaños de los planetesimales ni las tasas de migración.

Como mostramos en el panel superior izquierdo de la figura 7.12, más del 35% de los PPHs fueron formados en sistemas planetarios que presentan al planeta gigante más interno localizado alrededor de las  $\sim 6$  ua. Luego, siguiendo el panel superior derecho, parece haber una tendencia a que una masa favorable del gigante interno para la formación de PPHs debe estar en el rango de  $1M_J$  a  $2M_J$ . Estos dos paneles no distinguen entre sistemas planetarios formados por uno, dos o más planetas gigantes gaseosos. Los paneles medio e inferior sí hacen esta distinción y encontramos entre ellos algunas diferencias.

En el caso de sistemas planetarios formados por un único planeta gigante gaseoso, la tendencia mostraría que la posición y masa más favorables para el gigante, para formar PPHs, serían alrededor de las 4 ua y entre  $4M_J$  y  $5M_J$ . Sin embargo, para aquellos sistemas planetarios formados por 2 planetas gigantes, la ubicación y masa preferenciales tenderían a ser alrededor de 6 ua y entre  $1M_J$  a  $2M_J$ .

Ahora bien, es sumamente importante mencionar que estos resultados, estas tendencias, fueron obtenidas exclusivamente con el set de simulaciones desarrollado para esta tesis, que no presenta una muestra detallada de la distribución de semiejes de los planetas gigantes internos que estamos analizando entre 1.5 ua y 10 ua. Por lo tanto, la muestra utilizada para

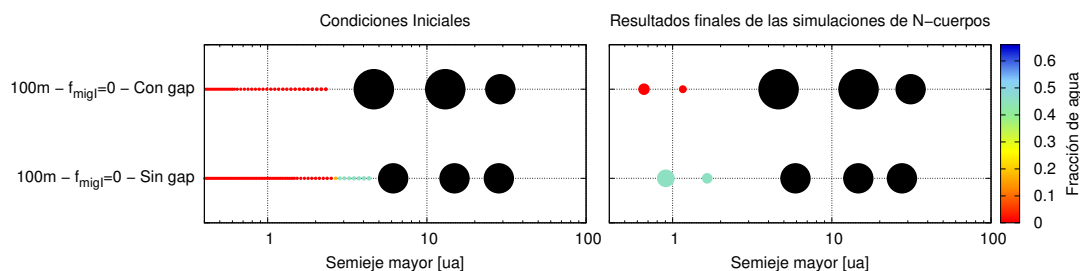
<sup>IX</sup>Esto es incluyendo aquellas simulaciones descriptas con las condiciones iniciales de la figura 7.1 y con aquellas extras desarrolladas para los casos en los que se dió lugar a la migración tipo II



**Figura 7.12.** Histogramas que muestran la fracción de PPHs formados por todas las simulaciones desarrolladas, como función del semieje del planeta gigante gaseoso más interno del sistema (arriba izquierda) y en función de la masa del mismo (arriba derecha). Los paneles del medio y de abajo muestran la misma fracción pero distinguiendo entre sistemas planetarios formados por un sólo gigante gaseoso o por dos.

hacer este estudio es pobre y debiera ser extendida, teniendo en cuenta también una mayor y mejor selección de las condiciones iniciales, si se quiere precisar con confianza si realmente existe o no una tendencia a encontrar una masa y una ubicación óptima para el gigante más interno en términos de la formación de PPHs. Muchas más simulaciones deberían realizarse si además se quiere hacer una distinción seria entre sistemas formados por uno, dos o más gigantes gaseosos. Sin embargo, este análisis que es a priori muy simple, nos da al menos una idea de cuáles podrían ser estas cantidades, al menos con respecto al set de simulaciones realizadas.

Dado que, a partir del trabajo de síntesis poblacional del capítulo previo contamos con un alto número de condiciones iniciales, este tipo de análisis será abordado en un futuro cercano.



**Figura 7.13.** Condiciones iniciales (panel izquierdo) y resultados finales de las simulaciones de N-cuerpos (panel derecho) para escenarios formados por planetesimales de 100 m, sin planetas gigantes que abrieron brecha (abajo) y con planetas gigantes que abrieron brecha (arriba) y que no presentan una población de planetesimales dentro de las 30 ua.

### 7.5.8 Escenarios sin planetesimales

Un tipo particular de sistemas planetarios obtenidos como resultado de la etapa gaseosa durante el trabajo realizado en el capítulo 7, es el de SASS formados a partir de planetesimales de 100 m que no presentan densidad superficial de planetesimales dentro de las 30 ua al final de esta primera etapa de formación.

Teniendo en cuenta el total de los escenarios análogos al Sistema Solar, sólo encontramos esta situación en escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m. En particular, encontramos dos casos diferentes para este escenario: un sistema planetario con 3 planetas gigantes gaseosos tipo Júpiter, ninguno de los cuales logró abrir una brecha en el disco de gas durante la etapa gaseosa, y un sistema planetario también con 3 planetas gigantes gaseosos tipo Júpiter, de los cuales el más interno y el del medio lograron abrir una brecha durante la etapa gaseosa de formación.

Para cada uno de esos casos realizamos 10 simulaciones con el objetivo de analizar la evolución temporal de estos sistemas particulares que lograron remover todos los planetesimales de nuestra región de estudio, entre 0.5 ua y hasta las 30 ua. Además, se quieren estudiar las posibles diferencias entre estos escenarios, teniendo en cuenta que en un caso se dió la apertura de brecha durante la fase gaseosa y en el otro no.

La figura 7.13 muestra las configuraciones iniciales y finales de sistemas planetarios formados a partir de planetesimales de 100 m sin planetesimales en la región de estudio y sin planetas gigantes que abrieran brechas (abajo), y de sistemas planetarios también formados por planetesimales de 100 m pero con planetas gigantes que sí abrieron brechas (arriba). El panel de la izquierda muestra las condiciones iniciales obtenidas por medio de PLANETALP, que son las condiciones iniciales para las simulaciones de N-cuerpos, mientras que el panel de la derecha muestra las configuraciones finales luego del desarrollo de las simulaciones de N-cuerpos, 200 Ma después. Por un lado, comparando ambos escenarios, podemos apreciar que la migración tipo II durante la etapa gaseosa, que afecta al planeta gigante más interno y al del medio, logra ubicar al planeta gigante más interno del sistema mucho más cerca de la estrella central que el planeta gigante más interno del sistema que no abrió brecha. Lo mismo sucede con el gigante del medio. Esta migración tipo II también incrementa sustancialmente,



durante la etapa gaseosa, las masas de los planetas gigantes debido a que estos planetas logran acretar embriones planetarios que se encuentran en su camino de migración.

Particularmente, el planeta más interno que abrió una brecha, acreta todos los embriones que se encuentran inicialmente más allá de la línea de hielo, dejando la zona interna del disco completamente desprovista de embriones ricos en agua. Esta es la diferencia más importante entre ambos escenarios, y afecta a los resultados finales dando lugar a la formación de sólo planetas rocosos y secos en las zonas internas del disco de escenarios con gigantes que abrieron brecha, y de planetas con altos contenidos de agua por unidad de masa en aquellos sistemas en los que los gigantes no abrieron brecha.

Las 10 simulaciones desarrolladas en escenarios sin planetas gigantes que abrieran brechas formaron 11 PPHs ricos en agua, con masas en el rango de  $2.76M_{\oplus}$  a  $8.54M_{\oplus}$  y porcentajes de agua entre 26.47% y 45.67%. En este caso, el planeta gigante más interno, con una masa de  $1.47M_J$ , está ubicado en 6.14 ua. En cambio, las 10 simulaciones desarrolladas en sistemas planetarios con gigantes que abrieron brechas formaron 6 PPHs secos con masas entre  $1.01M_{\oplus}$  y  $5M_{\oplus}$ . En este caso el planeta gigante más interno presenta una masa de  $16M_J$  y se encuentra ubicado en 4.6 ua.

## 7.6 Discusión

En este capítulo llevamos a cabo simulaciones de N-cuerpos con el objetivo de estudiar el proceso de formación tardía en SASS y la formación de planetas potencialmente habitables junto con la acreción de agua. Para poder interpretar los resultados de nuestras simulaciones es importante mencionar algunos puntos concernientes a la evolución de nuestros sistemas durante la etapa gaseosa de formación como también una vez que el gas se ha disipado.

Como mencionamos en la sección 7.2, seleccionamos 10 escenarios de trabajo para desarrollar nuestro análisis. La evolución de esos sistemas durante la etapa gaseosa fue obtenida como resultado de las simulaciones del capítulo 6. Es importante recordar, que como expusimos en la sección 6.5, PLANETALP no incluye el efecto de las interacciones gravitatorias entre los cuerpos del sistema, por lo que los procesos de capturas en resonancia no son tenidos en cuenta.

También es importante remarcar que estos 10 escenarios elegidos muestran diferencias respecto al número y las propiedades físicas y orbitales de los gigantes que alojan. Por un lado, 5 de los 10 escenarios comienzan la etapa post-gas con un único planeta gigante, cuyas masas varían de  $0.45M_S$  a  $4M_J$ . Por otro lado, los otros 5 escenarios presentan 2 planetas gigantes al comienzo de la etapa post-gas, la mayoría de los cuales presentan masas similares a la de Júpiter. En los 5 escenarios que albergan 2 gigantes, las separaciones orbitales iniciales entre ellos varían entre 4.1 y 11.7 radios de Hill mutuos. Es importante notar que ninguna de las simulaciones de N-cuerpos desarrolladas producen encuentros cercanos entre los planetas gigantes del sistema, lo que es consistente con los trabajos de Gladman (1993), Chambers et al. (1996) y Marzari (2014). Obviamente, un análisis concerniente a la estabilidad de sistemas con 2 gigantes es mucho más complejo dado que estos gigantes se encuentran inmersos en



una población de embriones y planetesimales en estos estudios. Sin embargo, esta simple consideración de las separaciones orbitales nos permite entender el motivo de la ausencia de encuentros cercanos entre los gigantes.

A partir de esto, es importante remarcar que los SASS formados en nuestras simulaciones no experimentaron procesos de capturas en resonancia durante la fase gaseosa de formación por lo que no experimentaron tampoco eventos de inestabilidades gravitatorias fuertes que involucren a los gigantes. Por lo tanto, la analogía propuesta entre los SASS simulados y el Sistema Solar debe ser interpretada de manera cuidadosa si escenarios de formación como el modelo de Grand Tack (Walsh et al., 2011) y el modelo de Niza (Tsiganis et al., 2005) son aceptados.

Por otro lado también es interesante notar que nuestros planetas rocosos crecen fundamentalmente gracias a los impactos gigantes que sufren una vez que se disipó el gas un proceso que dura aproximadamente unos  $\sim 100$  Ma. Etapas de formación tardías, como el *late veneer* o el *late heavy bombardment*<sup>x</sup> en la Tierra son procesos que no forman parte de nuestras simulaciones. Si el Sistema Solar experimentó 3 etapas de formación dadas por: 1) la etapa de los impactos gigantes, 2) la etapa del late-veneer y 3) el bombardeo intenso tardío (ver Raymond et al., 2004, y otras referencias), los planetas de nuestras simulaciones sufren sólo la primera etapa de formación, no siendo afectados por etapas más tardías en las que remanentes de planetesimales los remodelan.

Con respecto a las características de los planetas de la zona habitable, las simulaciones desarrolladas fueron capaces de formar diferentes tipos de PPHs: secos y ricos en agua (esto es, planetas que provienen originalmente de regiones externas a la línea de hielo o que han acretado al menos un embrión de esta región). Teniendo en cuenta los 4 escenarios de referencia descritos en las secciones 7.5.1, 7.5.2, 7.5.3 y 7.5.4, el tipo más común de PPHs parece ser el de los secos, dado que nuestras simulaciones son capaces de formarlos en 3 de 4 escenarios. Sin embargo, considerando el número final de PPHs formados en todas las simulaciones, y considerando que del capítulo anterior el resultado más común fue el de formar SASS en escenarios con planetesimales de 100 m, parece que los PPHs más comunes son en realidad los ricos en agua en vez de los secos, dado que un 65% del total de los PPHs está formada por planetas ricos en agua.

Por último, y con respecto a los contenidos de agua, una limitación importante de nuestro modelo, es que deben ser considerados como límites superiores debido al hecho de que no consideramos pérdida de masa durante los impactos. Sin embargo también hay que destacar que la gran mayoría de los planetas ricos en agua formados no sufren un número significativo de impactos gigantes. Por lo que sus contenidos primordiales de agua pudieron haber sobrevivido durante toda la evolución. Más aún, Dvorak et al. (2015) mostró que el agua retenida en fragmentos luego de una colisión permanece en el objeto blanco para velocidades de impacto menores a  $1.3v_{\text{esc}}$ , mientras que más del 80% del agua permanece también en escenarios de impactos fuertes, del tipo *hit-and-run*.

---

<sup>x</sup>Recordemos que la acreción tardía (*late veneer*) y el bombardeo intenso tardío son conceptos introducidos por diferentes comunidades científicas para abordar la última etapa de la formación de la Tierra cuando el planeta adquirió la parte final de su masa, después del final del proceso de diferenciación entre el núcleo y el manto, y/o el impacto gigante que dio origen a la Luna. Sin embargo, son procesos diferentes.

## 7.7 Conclusiones generales del capítulo

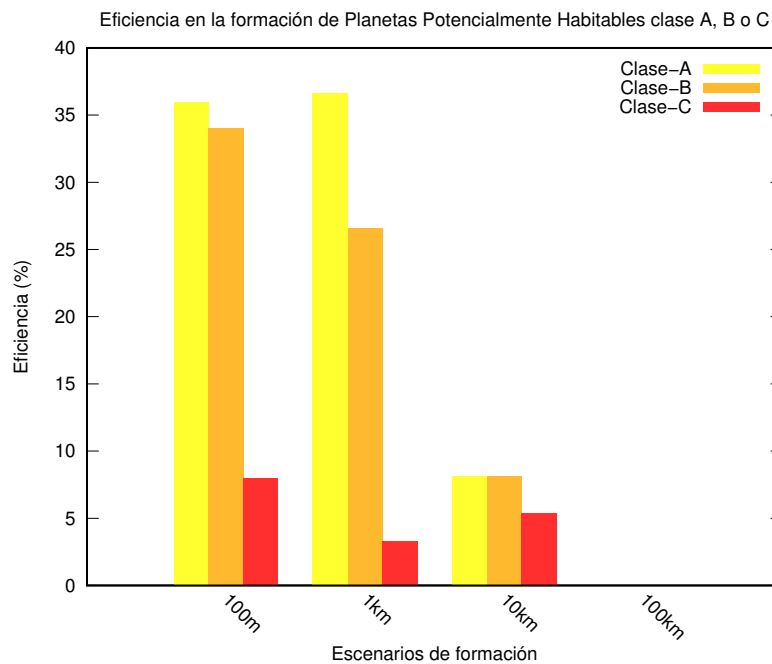
Durante este capítulo se han desarrollado más de 200 simulaciones de N-cuerpos de alta resolución con el objetivo de estudiar la formación post-gas de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar, enfocándonos particularmente en la formación de planetas rocosos y sus contenidos finales de agua en la zona interna del disco, entre 0.5 ua y la posición del primer planeta gigante gaseoso, principalmente en la zona de habitabilidad. Las condiciones iniciales fueron obtenidas en el capítulo anterior gracias al uso del código PLANETALP que analiza la evolución de un sistema planetario durante la etapa gaseosa.

Los resultados más importantes de las simulaciones desarrolladas, principalmente analizados para las simulaciones de referencia que son las que modelan escenarios formados a partir de planetesimales de 100 m, 1 km, 10 km y 100 km sin migración tipo I muestran que:

- La eficiencia en la formación de PPHs depende fuertemente del tamaño del planetesimal con que se forma el sistema.
- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar formados a partir de planetesimales pequeños son los más eficientes en la formación de PPHs.
- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar formados a partir de planetesimales grandes son completamente ineficientes en la formación de PPHs.
- La población de PPHs está formada por planetas de clase A, B y C, siendo las clases A y B las mayoritarias, como podemos apreciar en la figura 7.14, en la que se tuvieron en cuenta los PPHs formados en todas las simulaciones, sin hacer distinciones respecto a las tasas de migración.

Por otro lado también analizamos la sensibilidad de los resultados a escenarios con tasas de migración tipo I reducida al 1 % y al 10 %, y también estudiamos la sensibilidad a escenarios sin migración tipo I pero con migración tipo II. De los análisis realizados cabe destacar que:

- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar que experimentaron durante su fase gaseosa tasas de migración tipo I reducida al 1 % no presentan diferencias significativas comparadas con aquellos escenarios que no presentaron dicho fenómeno.
- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar que experimentaron tasas de migración tipo I reducida al 10 % favorecen la formación de PPHs en sistemas formados a partir de planetesimales de pequeño tamaño, mientras que sugieren ir en detrimento de la formación de estos objetos en sistemas formados a partir de planetesimales grandes.
- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar con planetas gigantes gaseosos que experimentaron la apertura de una brecha en el disco de gas durante la etapa gaseosa de formación (y en sistemas sin migración tipo I), suelen comportarse de manera similar a aquellos sistemas que presentan migración tipo I pero que no tienen gigantes que abrieron brechas. Es decir, el efecto producido por la migración tipo II juega el mismo



**Figura 7.14.** Histogramas que muestran, para cada tamaño de planetesimales, la eficiencia de cada escenario en la formación de PPHs. Los escenarios formados por planetesimales de 100 m son los más eficientes, logrando una eficiencia del 78.5 % en la formación de PPHs. Los escenarios formados por planetesimales de 1 km tienen una eficiencia del 66.5 %, los de 10 km una eficiencia del 21.62 % y los de 100 km una eficiencia nula ya que no forman ningún PPH.

rol que el efecto que produce la migración tipo I aplicada a todos los planetas, en la formación de PPHs.

- Sistemas planetarios análogos al Sistema Solar con planetas gigantes que abrieron brecha parecen ser favorables para la formación de PPHs en escenarios de planetesimales pequeños pero desfavorables en escenarios de planetesimales grandes.
- Un análisis global de las simulaciones sugiere la existencia de una posición y una masa para el planeta gigante más interno que podría favorecer la formación de PPHs, sin embargo concluir valores en esta etapa no sería correcto dada la falta de simulaciones que permitan hacer un estudio más serio de dicha predicción.
- Los escenarios formados por planetesimales de 100 m son los más eficientes, logrando una eficiencia del 78.5 % en la formación de PPHs. Los escenarios formados por planetesimales de 1 km tienen una eficiencia del 66.5 %, los de 10 km una eficiencia del 21.62 % y los de 100 km una eficiencia nula ya que no forman ningún PPH.

Finalmente, la formación de planetas potencialmente habitables, tanto secos como ricos en agua, es un proceso eficiente en la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar, independientemente del tamaño de planetesimales considerados para su desarrollo.

# 8

## CONTRASTANDO SISTEMAS ANÁLOGOS AL SISTEMA SOLAR CON LAS OBSERVACIONES

---



*“Para mí, ser un modelo fue ... importante,  
sólo para mostrar que hay mujeres haciendo ciencia,  
disfrutándola y siendo buenas en ello...”*

Jocelyn Bell

### Índice

---

8.1. Motivación . . . . .	196
8.2. Población de Planetas Potencialmente Habitables . . . . .	198
8.3. Población de planetas gigantes gaseosos . . . . .	201
8.4. ¿Habitabilidad en Mundos de Agua? . . . . .	203
8.5. ¿Súper-Tierras potencialmente habitables? . . . . .	204

---

En este capítulo intentaremos contrastar los resultados encontrados en el capítulo 7, concernientes a la formación de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar y a la población particular de exoplanetas potencialmente habitables, con la población observada de exoplanetas hasta la actualidad. Discutiremos también las implicancias de las características finales de nuestros planetas en la potencial habitabilidad.

## 8.1 Motivación

---

En general, los trabajos teóricos y numéricos sobre formación planetaria tienen como objetivo final el poder comparar y contrastar sus resultados con las observaciones. De esta manera, el poder reproducir las observaciones nos sugiere que los modelos y las leyes físicas que se están utilizando para describir dicha situación o fenómeno van por buen camino, aunque no sean necesariamente válidos siempre. Dada la complejidad que tiene la representación de la realidad mediante modelos físicos, es que siempre es necesario hacer simplificaciones, elecciones de parámetros arbitrariamente, modelados muy simples de fenómenos aún no muy conocidos, etc. Estas simplificaciones potencialmente incorrectas en nuestros modelos pueden dar lugar a resultados que pueden ser mal interpretados. Por este motivo, las comparaciones con la realidad tienen que hacerse con mucha cautela.

Como hemos comentado en capítulos anteriores, uno de los objetivos principales de los trabajos de síntesis poblacionales es el de tratar de reproducir las observaciones de exoplanetas, en particular, tratar de reproducir el diagrama masa vs semieje mayor de la población observada hasta la fecha. A diferencia de dichos trabajos, el objetivo de nuestra síntesis poblacional no fue el de reproducir las observaciones sino el de generar un gran número de sistemas planetarios, al final de la etapa gaseosa, para poder ver cuáles y qué tipo de sistemas predominaba, cómo y porqué. Además, es importante aclarar que no hubiera sido formalmente correcto comparar los resultados de nuestra síntesis poblacional, aún si hubiésemos querido hacerlo, con la población actual de exoplanetas (a pesar de que es lo que hacen todos los trabajos de síntesis poblacional), dado que hubiésemos comparado sistemas planetarios en etapas completamente diferentes. Los sistemas planetarios que observamos hoy son sistemas ya formados, con millones de años de evolución y son sistemas que dejaron la etapa gaseosa hace 200 Ma.

En tal sentido, y dado que nuestro trabajo consistió en modelar, no sólo la formación durante la etapa gaseosa sino también durante la etapa post-gas, es que recién finalizada dicha etapa podemos decir que estamos en *condiciones* de hacer contrastes o comparaciones con lo que vemos en la actualidad, y no con el objetivo de reproducir lo que vemos sino por el contrario, con el objetivo de ver si, con los modelos utilizados durante ambas etapas, encontramos similitudes o diferencias entre nuestras simulaciones y las observaciones.

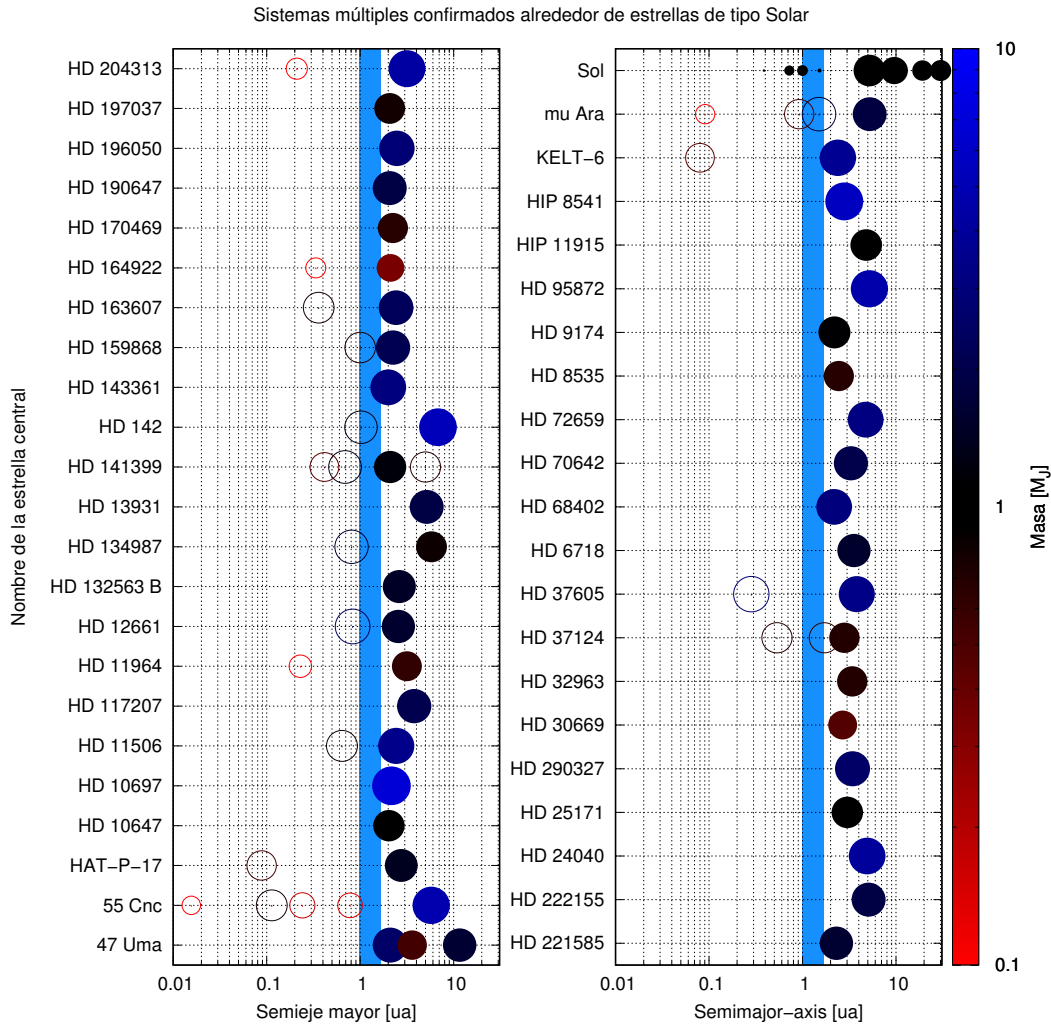
En consecuencia, luego de haber realizado un gran número de simulaciones numéricas, lo ideal sería poder comparar sistemas planetarios simulados con sistemas planetarios observados, sin embargo, no hemos sido capaces aún de detectar sistemas planetarios como el nuestro. Esto es, no hemos sido capaces de detectar hasta el momento sistemas planetarios orbitando estrellas similares a nuestro Sol, que presenten planetas rocosos en la zona interna del disco y al menos un planeta gigante gaseoso más allá de 1.5 ua o 2 ua.

La figura 8.1 muestra, a modo de referencia, algunos de los sistemas planetarios, simples o múltiples hasta ahora detectados alrededor de estrellas de tipo solar<sup>1</sup>, que presentan al

---

<sup>1</sup>Para poder hacer estas comparaciones hemos considerado estrellas con masas similares a la masa del Sol, entre  $0.8M_{\odot}$  y  $1.2M_{\odot}$

menos un planeta gigante tipo Júpiter o Saturno<sup>II</sup> más allá de 1.5 ua.



**Figura 8.1.** Sistemas planetarios observados y confirmados alrededor de estrellas de tipo solar, con masas entre  $0.8M_{\odot}$  y  $1.2M_{\odot}$ , y con al menos un planeta gigante tipo Júpiter o Saturno por detrás de 1.5 ua, representados por círculos completos. Los círculos no rellenos representan planetas que no alcanzan la masa de Saturno o que se encuentran dentro de 1.5 ua. Algunos de ellos son sistemas múltiples como 55 Cnc, Mu Ara, o el propio Sistema Solar (representado en negro). La franja celeste representa la zona clásica de habitabilidad. La escala de colores (en escala logarítmica) representa la masa de los planetas en masas de Júpiter. Los tamaños de los planetas también están representados en escala logarítmica según la masa de cada uno.

A pesar de ello, sí se han detectado hasta la fecha sistemas planetarios formados por planetas rocosos, y sistemas planetarios formados por planetas gigantes gaseosos. Es posible, que muchos de los sistemas planetarios formados por planetas rocosos en la zona interna del disco, alberguen algún planeta gigante en las zonas externas, aún no detectado, y también es posible que existan planetas rocosos no detectados en las zonas internas de aquellos sistemas en los que hemos podido observar planetas gigantes gaseosos. En este sentido es que, por el momento no podemos contrastar nuestros SASS directamente con observaciones, pero sí podemos contrastar, por separado, la población de PPHs con la actual población de planetas

<sup>II</sup>Para confeccionar la figura 8.1 consideramos aquellos sistemas planetarios con planetas gigantes con masas superiores a la masa de Saturno, es decir, mayor a las  $\sim 95M_{\oplus}$ . La fuente para realizar éste y los próximos gráficos es <http://exoplanets.eu/>.

potencialmente habitables detectada, y podemos también comparar la población de planetas gigantes de nuestras simulaciones con la observada hasta la actualidad. En este sentido, tendremos en cuenta aquellos planetas observados orbitando estrellas de tipo solar, es decir con masas en un rango de  $0.8M_{\odot}$  a  $1.2M_{\odot}$ , que se encuentren en la zona de habitabilidad siendo rocosos, o que se encuentren más allá de 1.5 ua siendo gigantes gaseosos.

## 8.2 Población de Planetas Potencialmente Habitables

Desde que las misiones COROT (Barge et al., 2008) y *Kepler* (Borucki et al., 2010) comenzaron a trabajar, nuestra concepción sobre la existencia de otros mundos cambió radicalmente. Durante sus años de trabajo, estas misiones fueron capaces de encontrar mediante el método de tránsitos un muy alto número de exoplanetas rocosos con tamaños del orden del de la Tierra como nunca antes, dando real importancia por primera vez a la exploración de este tipo particular de exomundos.

Durante los últimos años, ambas misiones han dejado de funcionar. Sin embargo hay otras nuevas en camino que nos ayudarán a continuar el estudio, detección y sobre todo caracterización de planetas rocosos, como ser TESS (Ricker et al., 2010) y CHEOPS (Broeg et al., 2013), ya mencionadas en el capítulo 2.

Hasta la fecha el total de exoplanetas descubiertos y confirmados asciende a 3728. Sólo la misión *Kepler* ha descubierto 2341 planetas confirmados del total de confirmados, y 30 de estos confirmados son planetas pequeños orbitando en la zona de habitabilidad de sus estrellas anfitrionas, mientras que la misión K2, que aún continúa vigente, ha descubierto 622 nuevos candidatos, de los cuales 197 ya han sido confirmados ([https://www.nasa.gov/mission\\_pages/kepler/](https://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/)).

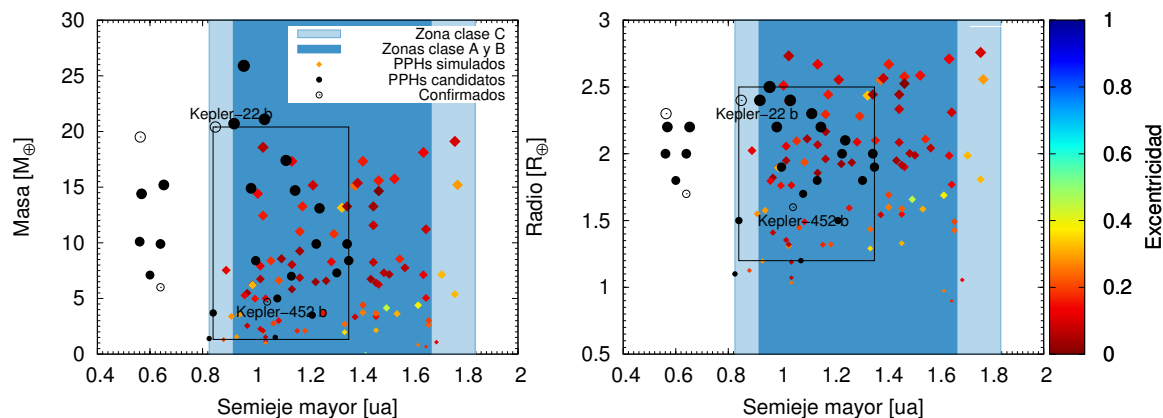
Para poder contrastar nuestra población de planetas simulados potencialmente habitables con la población observada de planetas potencialmente habitables, sólo consideramos aquellos PPHs provistos por <http://phl.upr.edu> que orbitan estrellas de tipo solar con masas en el rango de  $0.8M_{\odot}$  a  $1.2M_{\odot}$  (ver tabla 8.1). Como se puede apreciar en la tabla 8.1, son sólo unos pocos los planetas confirmados (los que no tienen asterisco) con estas características, la gran mayoría son aún planetas a la espera de confirmación y por lo tanto también hay que ser prudentes en este sentido con la comparación que hagamos.

La figura 8.2 muestra, en el panel de la izquierda, un diagrama masa vs. semieje mayor, y en el de la derecha un diagrama radio vs. semieje mayor de las poblaciones simulada y observada de planetas potencialmente habitables orbitando únicamente estrellas de tipo solar. La mayoría de las masas de los exoplanetas candidatos observados no conocidas fueron estimadas considerando una composición rocosa para dichos planetas. En el caso de los planetas simulados, para poder graficarlos en ambos diagramas consideramos densidades físicas de  $5 \text{ g cm}^{-3}$ . Las regiones coloreadas con azul y celeste en las figuras representan las zonas de habitabilidad clases A y B, y C, respectivamente, según la definición de ZH utilizada en el capítulo anterior. Como podemos apreciar en ambos diagramas, hay solapamientos de ambas poblaciones. Los rectángulos negros delimitan estas regiones de solapamiento entre

**Cuadro 8.1.** Lista de los planetas potencialmente habitables alrededor de estrellas de tipo solar provistas por <http://ph1.upr.edu>. Los planetas marcados con asterisco son candidatos aún no confirmados. Los datos de masa y/o radio con \* son datos estimados a partir de considerar una composición rocosa. La determinación de que estos planetas se encuentran en la ZH de sus estrellas anfitrionas es un hecho que consideramos verdadero a partir de extraer la información de la página antes mencionada.

Nombre	Masa [ $M_{\oplus}$ ]	Radio [ $R_{\oplus}$ ]	Tipo Espectral
Kepler-452 b	4.7*	1.6	G
Kepler-22 b	20.4*	2.4	G
Kepler-69 c	6.0*	1.7	G
Kepler-439 b	19.5*	2.3	G
tauCet-e*	> 4.3	1.6*	G
HD-40307 g*	> 7.1	1.8*	K
KOI 7235.01*	1.4*	1.1	G
KOI 6425.01*	3.5*	1.5	G
KOI 7223.01*	3.7*	1.5	G
KOI 7179.01*	1.5*	1.2	G
KOI 4450.01*	9.9*	2.0	G
KOI 4054.01*	10.1*	2.0	G
KOI 7587.01*	14.9*	2.2	G
KOI 6734.01*	13.1*	2.1	G
KOI 7136.01*	17.4*	2.3	G
KOI 6676.01*	7.0*	1.8	F
KOI 5475.01*	5.0*	1.7	F
KOI 7554.01*	9.9*	2.0	F
KOI 5236.01*	9.9*	2.0	F
KOI 4103.01*	14.4*	2.2	K
KOI 5202.01*	7.3*	1.8	F
KOI 6343.01*	8.4*	1.9	F
KOI 7470.01*	8.4*	1.9	K
KOI 5276.01*	15.2*	2.2	K
KOI 7345.01*	21.1*	2.4	F
KOI 4458.01*	25.9*	2.5	F
KOI 3946.01*	20.7*	2.4	F
KOI 7040.01*	14.7*	2.2	F





**Figura 8.2.** Diagramas masa vs. semieje mayor (izquierda) y radio vs. semieje mayor (derecha) de la población de planetas potencialmente habitables simulada (en puntos coloreados) y de la población de planetas potencialmente habitables observada (los puntos negros son planetas a confirmar y los puntos vacíos representan planetas confirmados). Las zonas celestes y azules representan las ZHO y ZHC respectivamente (Kopparapu et al., 2013a,b). Los recuadros en negro delimitan las zonas de solapamiento, en las que podemos encontrar tanto planetas observados como planetas simulados. Los tamaños de los puntos están en escala logarítmica y representan el tamaño de los planetas.

0.849 ua y 1.356 ua, y entre  $1.32M_{\oplus}$  y  $20.4M_{\oplus}$  en el panel izquierdo, y entre 0.84 ua y 1.356 ua, y entre  $1.2R_{\oplus}$  y  $2.5R_{\oplus}$  en el panel derecho, donde podemos encontrar planetas tanto observados como simulados. Particularmente, los únicos exoplanetas confirmados que permanecen dentro de estas regiones de solapamiento son Kepler-452b y Kepler-22 b, los demás son aún candidatos esperando por confirmación. Kepler-452 b presenta un radio de  $1.63^{+0.23}_{-0.20}R_{\oplus}$  y es, hasta ahora, el primer exoplaneta con el mayor período orbital detectado para un planeta pequeño. Kepler-452 b orbita una estrella de  $1.037^{+0.054}_{-0.047}M_{\odot}$  en  $1.046^{+0.019}_{-0.015}$  ua (Jenkins et al., 2015). Kepler-22 b es el único planeta que orbita a una estrella de tipo solar de  $0.970^{+0.06}_{-0.06}M_{\odot}$  en el borde interno de su zona de habitabilidad a  $0.849^{+0.018}_{-0.018}$  ua, con un radio de  $2.38^{+0.13}_{-0.13}R_{\oplus}$ , y una masa estimada menor a las  $36M_{\oplus}$  (Borucki et al., 2010).

A pesar de que debemos ser muy cuidadosos al realizar una comparación entre estas observaciones y nuestros planetas simulados dado que ninguno de los observados forma parte de un sistema planetario análogo al Sistema Solar, es decir, ninguno de estos planetas tiene un compañero gigante gaseoso como Júpiter o Saturno por detrás de 1.5 ua, podemos resaltar que somos capaces de formar PPH en una región del diagrama masa vs. semieje mayor, y del diagrama radio vs. semieje mayor que ya ha sido explorada por las misiones de detección. La ausencia de PPH en órbitas más extendidas, es decir hasta 2 ua, es un efecto de selección y se debe a que las zonas de habitabilidad asociadas a estrellas de secuencia principal de tipo espectral G presentan períodos orbitales más largos, lo que significa que se requieren más datos y observaciones, en comparación con estrellas más frías de tipos espectrales K o M, para poder ser detectados con exactitud (Batalha, 2014). Es entonces esperable que los avances en futuras misiones de detección nos ayuden a encontrar un mayor número de objetos en estas regiones.

### 8.3 Población de planetas gigantes gaseosos

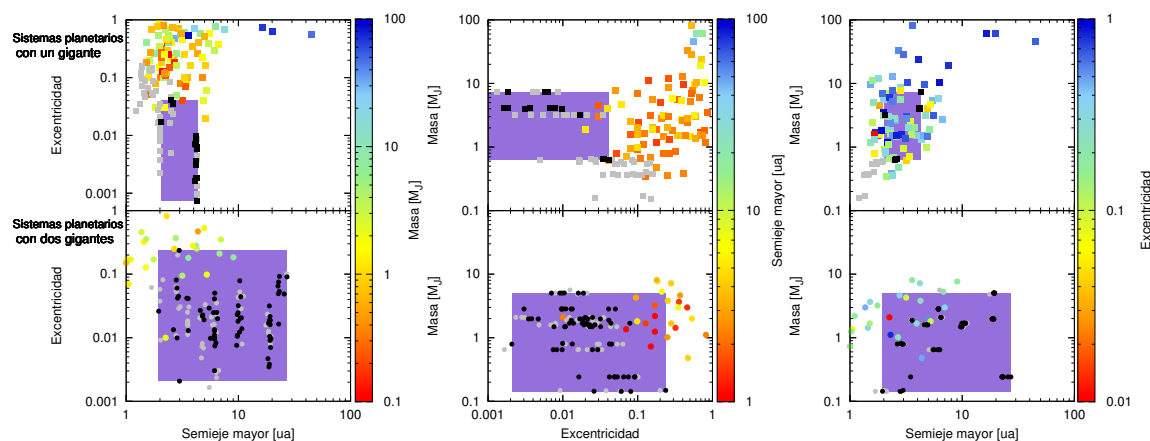
La población de planetas gigantes, en particular la de planetas tipo Júpiteres calientes, que fue la primera población de exoplanetas más abundante y fácil de detectar tanto por el método de tránsitos como por el método de velocidades radiales, es hoy, frente a la enorme cantidad de exoplanetas tipo terrestres descubiertos por la misión *Kepler*, una población rara (Batalha, 2014).

Se cree entonces que la tasa de ocurrencia de planetas gigantes es mayor más allá de 2 ua y particularmente cerca de la ubicación de la línea de hielo (ver Fischer et al., 2014, y más referencias en el mismo). Sin embargo, aún no es tan fácil de detectar planetas gigantes gaseosos en órbitas circulares y extendidas dado que Barnes (2007) mostró que planetas con órbitas excéntricas son más propicios a transitar que si tuvieran el mismo semieje pero con órbitas circulares, por un factor de  $(1 - e^2)^{-1}$ , donde  $e$  es la excentricidad del planeta

Hasta la fecha, existen aproximadamente 500 planetas gigantes gaseosos confirmados más masivos que Saturno, orbitando a estrellas de tipo solar con masas en el rango de  $\sim 0.8M_{\odot}$  a  $1.2M_{\odot}$ . De esta cantidad, sólo  $\sim 142$  orbitan a la estrella central en regiones del disco externas a 1.5 ua. Sin embargo, ninguno de estos planetas gigantes ha sido detectado en el mismo sistema planetario que albergue a alguno de los PPH analizados en la sección anterior. Esto no significa estrictamente que estos planetas gigantes no tengan planetas rocosos pequeños en las zonas más internas del disco. Es posible que estos planetas gigantes estén disimulando las señales de los planetas rocosos internos y que por tal motivo se dificulte mucho más detectarlos. Por lo tanto, nuevamente debemos ser cuidadosos a la hora de contrastar nuestros sistemas planetarios simulados con la población de planetas gigantes confirmados debido al hecho de que podríamos estar contrastando sistemas planetarios de distinta clase.

Aún así y teniendo lo antes mencionado bien presente, para contrastar nuestra población de planetas gigantes gaseosos con la población de planetas gigantes gaseosos observada, sólo tendremos en cuenta a aquellos sistemas planetarios simples o múltiples con gigantes gaseosos (uno o más) con masas superiores a  $0.3M_J$  (lo que equivale aproximadamente a la masa de Saturno) más allá de 1.5 ua. Dado que existen algunos sistemas planetarios observados con más de un planeta gigante, donde el más interno está dentro de 1.5 ua, pero por detrás de 1 ua, a estos casos también vamos a considerarlos para hacer nuestra comparación. Uno de ellos es el sistema HD 108874 que presenta 2 exoplanetas, HD 108874 b con una masa de  $\sim 1.25M_J$  y ubicado a  $\sim 1.05$  ua, y HD 108874 c con  $\sim 1.09M_J$  y localizado en  $\sim 1.05$  ua.

La figura 8.3 muestra diagramas de excentricidad vs semieje mayor vs masa para sistemas planetarios con un sólo gigante gaseoso (paneles superiores) y con dos gigantes gaseosos (paneles inferiores). Los datos utilizados para realizar esta figura fueron extraídos del catálogo Exoplanet.eu (<http://exoplanet.eu/>, Schneider et al. (2011)). Cada diagrama muestra la población confirmada de exoplanetas gigantes gaseosos con masas mayores a las de Saturno en cuadrados coloreados (para sistemas planetarios con un único gigante) o en puntos coloreados (para sistemas planetarios con 2 planetas gigantes) junto con la población de planetas gigantes



**Figura 8.3.** Contraste entre la población de planetas gigantes simulados y observados. Esta figura muestra diagramas excentricidad vs. semieje mayor, masa vs. excentricidad y masa vs. semieje mayor para sistemas planetarios con un sólo planeta gigante gaseoso (paneles superiores) y para sistemas planetarios con dos planetas gigantes (paneles inferiores). Los rectángulos y círculos coloreados representan a los planetas gigantes gaseosos confirmados con masas iguales o superiores a la de Saturno en sistemas con uno o dos gigantes, respectivamente, que se encuentran más allá de 1 ua o 1.5 ua. Los rectángulos y círculos negros representan a los planetas gigantes gaseosos simulados en sistemas con uno o dos gigantes que lograron formar PPHs, respectivamente, que se encuentran más allá de 1 ua o 1.5 ua. Las áreas coloreadas en violeta representan la zona en la cual encontramos planetas gigantes que fueron capaces de formar PPHs.

gaseosos que formamos en nuestras simulaciones. Aquellos gigantes gaseosos en sistemas planetarios que lograron formar PPHs están representados por cuadrados negros (para sistemas planetarios con un único gigante) y por puntos negros (para sistemas planetarios con 2 planetas gigantes), mientras que los planetas gigantes formados en sistemas planetarios que no lograron formar PPHs están representados en color gris.

En sistemas planetarios con un sólo gigante (paneles superiores) se puede ver que, en general, el rango de semiejes y masas de la población simulada de gigantes está bastante bien representado por la población de exoplanetas confirmados. Sin embargo, esto no ocurre para el caso de la excentricidad. El planeta gigante confirmado menos excéntrico, presenta un valor de excentricidad de 0.02 mientras que en nuestras simulaciones formamos planetas gigantes con excentricidades de hasta un orden de magnitud menor. Esta población de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar con gigantes muy poco excéntricos sugiere ser una población aún no detectada, y en particular es la que es capaz de formar PPHs.

Es interesante remarcar también, que en nuestras simulaciones formamos una población de sistemas planetarios con un sólo planeta gigante gaseoso con excentricidades superiores a 0.2, semiejes superiores a  $\sim 1.5$  ua y masas superiores a las  $0.2M_J$  que se solapa con la población de exoplanetas gigantes confirmada, y que es justamente, la población que encontramos no eficiente en la formación de PPHs (cuadrados grises). Algo similar parece ocurrir en sistemas planetarios con 2 planetas gigantes (paneles inferiores). Sin embargo, en este tipo de sistemas planetarios, a pesar de que el rango de masas de los gigantes está bien representado por la población confirmada de planetas gigantes, el rango de semiejes y excentricidades no lo está. Durante nuestras simulaciones fuimos capaces de formar una población de sistemas

planetarios con gigantes gaseosos de muy bajas excentricidades y en órbitas muy extendidas, hasta las  $\sim 30$  ua que parece no ser aún detectada. Y nuevamente, esta población es la que fue capaz de formar PPHs.

Nos preguntamos entonces si de hecho, esta población de sistemas planetarios con gigantes gaseosos de bajas excentricidades y órbitas extendidas es un resultado natural del proceso evolutivo de nuestras simulaciones y por lo tanto es una población aún no detectada, o si, por el contrario, es una consecuencia directa de las condiciones iniciales impuestas por nuestro modelo de formación y modelo de N-cuerpos, en los cuales al comienzo de la etapa post-gas los gigantes se encuentran en órbitas casi circulares y coplanares.

Haciendo un estudio detallado de la evolución de los semiejes y excentricidades de nuestros gigantes simulados, podemos ver que las interacciones gravitatorias entre estos cuerpos y el resto de los planetas del sistema, da lugar a cambios significativos en sus excentricidades a pesar de que estos cambios no alcanzan a generar eventos de scattering entre los gigantes. Para sistemas planetarios con un solo gigante, los cambios registrados en las excentricidades de los gigantes alcanzan valores mayores a un orden de magnitud de las excentricidades iniciales que, recordemos, se elegían al azar entre 0 y 0.02. Sin embargo, los cambios registrados en sistemas planetarios con 2 planetas gigantes es aún mayor y las excentricidades crecen mucho más, alcanzando diferencias de varios órdenes de magnitud con las originales. Por este motivo consideramos que las poblaciones de gigantes simulados no son más que el resultado de la evolución orbital del sistema planetario en el cual se encuentran inmersos y que es una población aún no detectada. Mejoras en las técnicas de detección de exoplanetas en un futuro no muy lejano nos permitirán encontrar este tipo de poblaciones y con ellas, podremos profundizar en la búsqueda de PPHs.

## 8.4 ¿Habitabilidad en Mundos de Agua?

En las secciones previas pudimos comparar la población de PPHs simulados con los observados hasta la fecha, y vimos que comparten las mismas regiones del diagrama radio y masa vs. semieje mayor. Pero muchos de los PPHs simulados, como mencionamos en el capítulo anterior, son mundos de agua. Si, estos planetas fueran capaces de retener estas cantidades de agua durante su evolución, nos preguntamos: ¿qué efectos tendrían tales cantidades de agua en la habitabilidad?

Algunos autores argumentan que grandes cantidades de agua podrían en realidad ir en detrimento de la potencial habitabilidad (Alibert, 2014; Kitzmann et al., 2015). Estos autores proclaman que una capa de agua muy grande o extensa puede dar lugar a la existencia de una capa de hielo a muy alta presión en el fondo del océano, lo que impediría que el ciclo del carbono-silicio se desarrolle con normalidad. Esto podría ser una complicación para el desarrollo de la vida, dado que el ciclo del carbono-silicio es un mecanismo fundamental para mantener la temperatura en la superficie del planeta por largos períodos de tiempo (Alibert, 2014). Además, podría ser particularmente problemático para estrellas como la nuestra, que sufre variaciones en su flujo en escalas de tiempo relativamente cortas. Más aún,

Kitzmann et al. (2015) mostraron que un ciclo de  $\text{CO}_2$  inestable podría limitar la extensión de la ZH para planetas oceánicos debido fundamentalmente al fuerte efecto invernadero que sufrirían. Otros estudios, como el desarrollado por Abbot et al. (2012), determinaron que el desarrollo del ciclo del carbono no sería sensible a la fracción de tierra en aquellos planetas cubiertos por océanos, siempre y cuando la fracción de tierra (superficie sin agua) sea mayor a 0.01. Este resultado sugiere que los planetas que se encuentran parcialmente cubiertos de agua podrían tener una ZH similar a la de un planeta que no. Por otra parte, aunque estos autores indican que a pesar de que los mundos de agua podrían tener ZH más estrechas, podrían también ser capaces de contrarrestar el efecto invernadero, y volverse planetas con una superficie parcialmente cubierta por océanos.

Más recientemente, Noack et al. (2016) concluyeron que los planetas ricos en agua pueden ser habitables y podrían permitir el desarrollo de la vida tal cual la conocemos, si estos planetas presentan océanos poco profundos, masas planetarias bajas o una alta temperatura en sus superficies<sup>III</sup>. Estos autores encuentran que los planetas poco masivos, con menos de  $1M_{\oplus}$  pueden ser habitables incluso para cantidades sustanciales de agua. Sin embargo, planetas tipo Súper-Tierras cubiertas por océanos sólo pueden considerarse habitables si contienen porcentajes bajos de agua por unidad de masa.

El tema de la potencial habitabilidad es un tema aún en debate, y aunque es claro y sabido, que así como el planeta no es necesariamente habitable por encontrarse dentro de la ZH ni tampoco lo es por contener agua, parecen ser muy comunes en el Universo (Raymond et al., 2004; Simpson, 2017). Particularmente durante esta Tesis los hemos encontrado tanto en sistemas planetarios sin gigantes gaseosos (capítulo 5) como en sistemas planetarios análogos al Solar (capítulo 7).

---

## 8.5 ¿Súper-Tierras potencialmente habitables?

---

Finalmente, otro tópico importante que puede afectar la potencial habitabilidad de un planeta, es, como hemos mencionado en el capítulo 3, la masa final. La masa final puede ser la responsable de que el planeta sea o no capaz de desarrollar tectónica de placas. La mayoría de los PPHs que encontramos en nuestras simulaciones son Súper-Tierras (59%), y en menor medida Mega-Tierras (31%). Valencia et al. (2007) mostraron que la tectónica de placas, cuya existencia es una condición necesaria para el desarrollo de vida, puede también encontrarse en Súper-Tierras. Estos autores determinaron que, a medida que la masa del planeta se incrementa, el proceso de subducción, y por ende el de placas tectónicas, se desarrolla más fácilmente. Por lo tanto, las Súper-Tierras masivas son propensas a exhibir placas tectónicas y por lo tanto, a promover la vida. Por otro lado, Morard et al. (2011) mostraron que, para masas mayores a las  $2M_{\oplus}$ , los núcleos de las Súper-Tierras podrían ser completamente sólidos. Esto trae consecuencias directas en la existencia de un campo magnético, dado que para poder encontrarlos es necesario que los núcleos sean metálicos y

---

<sup>III</sup>La ciencia ficción nos ha mostrado que esto no sería posible, recordando al planeta de Miller en la película *Interstellar*. Aunque hay que tener en cuenta que existe una particularidad, y es que dicho planeta orbitaba a Gargantúa, un agujero negro. En ese caso las cosas pueden ser muy diferentes.

líquidos. La falta de campos magnéticos va en detrimento de la potencial habitabilidad dado que son ellos los que protegen la atmósfera para que ésta perdure por largos períodos de tiempo.

Para concluir, queremos destacar que durante nuestras simulaciones hemos sido capaces de formar planetas potencialmente habitables, siempre desde una perspectiva dinámica, y de determinar en qué escenarios y bajo qué circunstancias se forman. La posibilidad de incorporar en un futuro modelos que describan la física de estos planetas nos dará un entendimiento más completo sobre los mismos. Aún así somos capaces de encontrar planetas en regiones del espacio masa vs. semieje mayor que ya han sido exploradas y en las que ya se han encontrado análogos observados.



# Parte III

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS





# 9

## CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS A FUTURO

---



*“El software finalmente y necesariamente  
ganó el mismo respeto que cualquier otra disciplina.”*

Margaret Hamilton

### Índice

---

9.1. Conclusiones generales . . . . .	210
9.2. Perspectivas a futuro . . . . .	211

---

En este último capítulo describiremos las conclusiones generales de todo el trabajo desarrollado junto con las perspectivas de trabajos futuros.

## 9.1 Conclusiones generales

El objetivo principal de esta Tesis Doctoral es el estudio de la formación post-gas de sistemas planetarios mediante el desarrollo de simulaciones de N-cuerpos. Para ello hicimos uso de un código libre de N-cuerpos ampliamente utilizado por la comunidad científica en trabajos similares. Si bien el estudio de la formación de sistemas planetarios mediante esta metodología no es novedoso, la particularidad de nuestros análisis, y lo que los diferencia de la gran mayoría, es el hecho de utilizar condiciones iniciales más realistas para poder obtener resultados más confiables una vez finalizado el proceso de formación. La gran mayoría de los trabajos que se dedican a investigar la evolución a largo plazo de sistemas planetarios comienzan sus estudios a partir de condiciones iniciales arbitrarias, no provenientes de resultados de etapas previas a la disipación del gas en el disco protoplanetario.

Para poder llevar a cabo nuestro objetivo hemos realizado estudios sobre la formación de sistemas planetarios considerando tanto condiciones iniciales arbitrarias como condiciones iniciales más realistas, obtenidas a partir de un modelo semianalítico que estudia la evolución de un sistema planetario durante la etapa gaseosa, de modo de poder comparar ambos casos. Para estos primeros estudios hemos focalizado en la formación de planetas de tipo terrestre en sistemas planetarios sin gigantes gaseosos y en discos de baja masa.

Luego, hemos actualizado y mejorado dicho modelo semianalítico de formación planetaria con el objetivo de obtener resultados más confiables sobre cualquier tipo de sistema planetario al final de la etapa gaseosa. Nuestro modelo de formación, al que denominamos PLANETALP, además de incluir varios fenómenos importantes para la etapa gaseosa no tenidos en cuenta previamente, como ser la fotoevaporación del disco de gas, las tasas de migración tipo I y tipo II, y la acreción de agua tanto en embriones como en planetesimales, es el primero de su clase en incorporar el tratamiento de las fusiones entre embriones y planetas incluyendo las envolturas. Con este nuevo código hemos desarrollado un trabajo de síntesis poblacional para la formación de sistemas planetarios en órbitas extendidas hasta las 30 ua, e incluyendo, además de una población numerosa de embriones, una población de planetesimales cuyos perfiles de excentricidad e inclinación se estudian de manera muy detallada. El principal logro del análisis de la síntesis poblacional es la determinación de los escenarios y parámetros del disco capaces de formar sistemas planetarios análogos al Sistema Solar una vez disipado el gas. Estos resultados son luego utilizados como condiciones iniciales más realistas para estudiar la evolución a largo plazo de dichos sistemas.

Finalmente, hemos desarrollado un significativo número de simulaciones de N-cuerpos de alta resolución que nos han permitido estudiar de manera pormenorizada la evolución post-gas de sistemas planetarios análogos al Sistema Solar por 200 millones de años. Estas simulaciones son de gran importancia porque sus resultados, que provienen de un mejor modelado de las etapas de formación, nos permiten analizar las posibles configuraciones finales de sistemas planetarios similares al nuestro. Además, nos permiten determinar cómo son y qué características podrían tener aquellos sistemas que presentan planetas de particular interés, como ser los planetas de tipo terrestre que terminan alojándose en la zona de habitabilidad. De esta manera, nuestros resultados pueden servir como aporte a la comunidad

observacional a la hora de determinar cuáles son los potenciales blancos de interés para ser explorados.

En base a las simulaciones realizadas durante toda la Tesis Doctoral y en base a los análisis y estudios realizados a partir de ellas, podemos mencionar las conclusiones más importantes. Por un lado, si bien los resultados de simulaciones de N-cuerpos utilizando condiciones iniciales arbitrarias o más realistas son cualitativamente similares, las diferencias particulares en las historias de acreción de los planetas resultantes hacen que, a la hora de hacer estudios más detallados sobre la formación, no puedan ser descartadas. Es necesario mejorar aún más dichas condiciones pues son las que finalmente determinarán las características de los sistemas y/o planetas formados que son realmente de interés. Por otro lado es importante destacar lo habitual que resulta encontrar planetas potencialmente habitables en diferentes escenarios de formación, aún siendo diametralmente opuestos, como lo son los sistemas planetarios sin gigantes gaseosos respecto a los sistemas planetarios análogos al Sistema Solar. Sin embargo, la eficiencia en la formación de estos planetas está directamente relacionada con el tamaño de los planetesimales a partir de los cuales se forman. Cuanto menor es el tamaño de los planetesimales, mayor es la eficiencia en la formación de planetas potencialmente habitables. También encontramos que la formación de planetas potencialmente habitables no sólo es un proceso común, sino que también es común encontrar que estos planetas presenten masas del orden o superior a la masa de la Tierra, y que presenten cantidades significativas de agua, lo que, a pesar de ser un tópico aún en discusión, es sumamente interesante desde un punto de vista astrobiológico.

## 9.2 Perspectivas a futuro

---

El objetivo más ambicioso a futuro es el de poder incorporar el cálculo de la interacción gravitatoria entre los planetas en formación al código de formación planetaria, PLANETALP, que hemos actualizado y mejorado durante el capítulo 6, para poder mejorar y continuar con nuestros estudios de formación y evolución de sistemas planetarios. Es importante destacar que la incorporación de las interacciones gravitatorias entre los planetas, fenómeno relevante y necesario en este tipo de estudios, representa el camino y la continuación natural de este trabajo de Tesis Doctoral. La importancia de las interacciones gravitatorias radica en que juegan un papel central en la dinámica de los sistemas planetarios y que es un fenómeno relevante cuando se estudia la formación simultánea de más de un planeta.

Una vez lograda dicha incorporación, nos proponemos estudiar la formación de sistemas planetarios con diferentes particularidades. Por un lado, nos proponemos estudiar la formación y estabilidad dinámica de sistemas planetarios compactos en donde la migración planetaria y la captura en resonancia de varios planetas se estima que juegan un rol de gran importancia. Esto podrá ser realizado mediante el desarrollo de un análisis de síntesis poblacional, similar al desarrollado en el capítulo 6, y su posterior comparación con los datos observacionales. Por otro lado, intentaremos estudiar cómo las interacciones gravitatorias afectan a la formación de sistemas planetarios con planetas gigantes en órbitas extendidas, y analizaremos si aún con la incorporación de este fenómeno es posible reproducir la formación de estos objetos

en órbitas cuasi-circulares y coplanares, como predicen las observaciones de tales sistemas (Marois et al., 2008). También nos proponemos aplicar nuestro modelo a la formación del Sistema Solar. Particularmente, estamos interesados en estudiar bajo qué condiciones se podrían alcanzar las configuraciones iniciales propuestas por los “Modelos de Niza” y “Grand Tack” (Tsiganis et al., 2005; Brasser et al., 2009; Walsh et al., 2011; Nesvorný & Morbidelli, 2012) para la formación del Sistema Solar y su posterior evolución dinámica una vez disipada la nebulosa solar primitiva.

Por último consideramos que es importante mencionar que los estudios desarrollados durante esta Tesis de Doctorado, junto con los trabajos que se desarrollen a futuro en la misma línea, fortalecen el entendimiento sobre la formación de sistemas planetarios de diversos tipos y en distintos escenarios.

# BIBLIOGRAFÍA

---

- Abbot D. S., Cowan N. B., Ciesla F. J., 2012, *ApJ*, 756, 178
- Abe Y., Ohtani E., Okuchi T., Righter K., Drake M., 2000, *Water in the Early Earth*. pp 413–433
- Adachi I., Hayashi C., Nakazawa K., 1976, *Progress of Theoretical Physics*, 56, 1756
- Adams F. C., Laughlin G., Bloch A. M., 2008, *ApJ*, 683, 1117
- Alexander R. D., Clarke C. J., Pringle J. E., 2006, *MNRAS*, 369, 229
- Alexander C. M. O. ., Bowden R., Fogel M. L., Howard K. T., Herd C. D. K., Nittler L. R., 2012, *Science*, 337, 721
- Alibert Y., 2014, *A&A*, 561, A41
- Alibert Y., Mordasini C., Benz W., Winisdoerffer C., 2005, *A&A*, 434, 343
- Alibert Y., Carron F., Fortier A., Pfyffer S., Benz W., Mordasini C., Swoboda D., 2013, *A&A*, 558, A109
- Altwegg K., et al., 2015, *Science*, 347, 1261952
- Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi C., Dullemond C. P., 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi C., Dullemond C. P., 2010, *ApJ*, 723, 1241
- Andrews S. M., Rosenfeld K. A., Kraus A. L., Wilner D. J., 2013, *ApJ*, 771, 129
- Arakawa S., Nakamoto T., 2016, *ApJL*, 832, L19
- Armitage P. J., 2007, *ApJ*, 665, 1381
- Armitage P. J., 2010, *Astrophysics of Planet Formation*
- Asaduzzaman A., Muralidharan K., Ganguly J., 2015, *Meteoritics and Planetary Science*, 50, 578
- Bai X.-N., Stone J. M., 2010, *ApJS*, 190, 297
- Baker V. R., 2007, *Elements*
- Bakos G. Á., et al., 2007, *ApJ*, 656, 552
- Barge P., et al., 2008, *A&A*, 482, L17
- Barnes J. W., 2007, *PASP*, 119, 986
- Barnes R., Raymond S. N., Jackson B., Greenberg R., 2008, *Astrobiology*, 8, 557
- Batalha N. M., 2014, *Proceedings of the National Academy of Science*, 111, 12647
- Batista V., et al., 2011, *A&A*, 529, A102
- Beckwith S., Sargent A. I., Scoville N. Z., Masson C. R., Zuckerman B., Phillips T. G., 1986, *ApJ*, 309, 755
- Beckwith S. V. W., Sargent A. I., Chini R. S., Guesten R., 1990, *AJ*, 99, 924
- Bell C. P. M., Naylor T., Mayne N. J., Jeffries R. D., Littlefair S. P., 2013, *MNRAS*, 434, 806
- Benítez-Llambay P., Masset F., Koenigsberger G., Szulágyi J., 2015, *Nature*, 520, 63
- Birnstiel T., Fang M., Johansen A., 2016, *Space Science Review*, 205, 41
- Bitsch B., Johansen A., Lambrechts M., Morbidelli A., 2015, *A&A*, 575, A28
- Blum J., Wurm G., 2008, *ARA&A*, 46, 21
- Bockelée-Morvan D., et al., 2012, *A&A*, 544, L15
- Bolmont E., Libert A.-S., Leconte J., Selsis F., 2016, *A&A*, 591, A106

- Bond I. A., et al., 2004, *ApJL*, 606, L155
- Bonsor A., Leinhardt Z. M., Carter P. J., Elliott T., Walter M. J., Stewart S. T., 2015, *Icarus*, 247, 291
- Borucki W. J., et al., 2010, *Science*, 327, 977
- Boss A. P., 2000, *ApJL*, 536, L101
- Boss A. P., 2006, *ApJ*, 643, 501
- Brasser R., Morbidelli A., Gomes R., Tsiganis K., Levison H. F., 2009, *A&A*, 507, 1053
- Breuer D., Spohn T., 2003, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108, 5072
- Broeg C. H., Benz W., 2012, *A&A*, 538, A90
- Broeg C., et al., 2013, in *European Physical Journal Web of Conferences*. p. 03005 ([arXiv:1305.2270](https://arxiv.org/abs/1305.2270)), doi:10.1051/epjconf/20134703005
- Brunini A., Benvenuto O. G., 2008, *Icarus*, 194, 800
- Burbine T. H., McCoy T. J., Meibom A., Gladman B., Keil K., 2002, *Meteoritic Parent Bodies: Their Number and Identification*. pp 653–667
- Butler R. P., Marcy G. W., Fischer D. A., Brown T. M., Contos A. R., Korzennik S. G., Nisenson P., Noyes R. W., 1999, *ApJ*, 526, 916
- Campbell B., Walker G. A. H., Yang S., 1988, *ApJ*, 331, 902
- Chambers J. E., 1999, *MNRAS*, 304, 793
- Chambers J. E., 2001, *Icarus*, 152, 205
- Chambers J., 2006, *Icarus*, 180, 496
- Chambers J., 2008, *Icarus*, 198, 256
- Chambers J. E., 2009, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37, 321
- Chambers J. E., 2013, *Icarus*, 224, 43
- Chambers J. E., 2014, *Icarus*, 233, 83
- Chambers J. E., Wetherill G. W., 2001, *Meteoritics and Planetary Science*, 36, 381
- Chambers J. E., Wetherill G. W., Boss A. P., 1996, *Icarus*, 119, 261
- Charbonneau D., Brown T. M., Latham D. W., Mayor M., 2000, *ApJL*, 529, L45
- Chiang E., Laughlin G., 2013, *MNRAS*, 431, 3444
- Chyba C. F., 1987, *Nature*, 330, 632
- Clarke C. J., Gendrin A., Sotomayor M., 2001, *MNRAS*, 328, 485
- Cockell C. S., et al., 2016, *Astrobiology*, 16, 89
- Coleman G. A. L., Nelson R. P., 2014, *MNRAS*, 445, 479
- Coleman G. A. L., Nelson R. P., 2016, *MNRAS*, 460, 2779
- Collier Cameron A., et al., 2007, *MNRAS*, 375, 951
- Crida A., Morbidelli A., Masset F., 2006, *Icarus*, 181, 587
- Cumming A., Butler R. P., Marcy G. W., Vogt S. S., Wright J. T., Fischer D. A., 2008, *PASP*, 120, 531
- Cuzzi J. N., Hogan R. C., Shariff K., 2008, *ApJ*, 687, 1432
- D'Angelo G., Lubow S. H., 2008, *ApJ*, 685, 560

- D'Angelo G., Marzari F., 2012, *ApJ*, 757, 50
- D'Angelo G., Kley W., Henning T., 2003, *ApJ*, 586, 540
- Dauphas N., Pourmand A., 2011, *Nature*, 473, 489
- Dauphas N., Robert F., Marty B., 2000, *Icarus*, 148, 508
- Davis S. S., 2005, *ApJL*, 627, L153
- de Elía G. C., Guilera O. M., Brunini A., 2013, *A&A*, 557, A42
- Delsemme A. H., 1992, *Advances in Space Research*, 12, 5
- Delsemme A., 1997, in Thomas P. J., Chyba C. F., McKay C. P., eds, *Comets and the Origin and Evolution of Life*. pp 29–67
- Delsemme A. H., 1998, *Planetary and Space Science*, 47, 125
- Desch S. J., 2007, *ApJ*, 671, 878
- Dittkrist K.-M., Mordasini C., Klahr H., Alibert Y., Henning T., 2014, *A&A*, 567, A121
- Dodson-Robinson S. E., Veras D., Ford E. B., Beichman C. A., 2009, *ApJ*, 707, 79
- Dominik C., Tielens A. G. G. M., 1997, *ApJ*, 480, 647
- Donahue T. M., Hoffman J. H., Hodges R. R., Watson A. J., 1982, *Science*, 216, 630
- Drake M. J., Richter K., 2002, *Nature*, 416, 39
- Drażkowska J., Windmark F., Dullemond C. P., 2013, *A&A*, 556, A37
- Dreibus G., Waenke H., 1989, *Supply and loss of volatile constituents during the accretion of terrestrial planets*. pp 268–288
- Dressing C. D., Charbonneau D., 2013, *ApJ*, 767, 95
- Dressing C. D., Spiegel D. S., Scharf C. A., Menou K., Raymond S. N., 2010, *ApJ*, 721, 1295
- Dugaro A., de Elía G. C., Brunini A., Guilera O. M., 2016, *A&A*, 596, A54
- Dullemond C. P., Hollenbach D., Kamp I., D'Alessio P., 2007, *Protostars and Planets V*, pp 555–572
- Duncan M. J., Levison H. F., Lee M. H., 1998, *AJ*, 116, 2067
- Dvorak R., Maindl T. I., Burger C., Schäfer C., Speith R., 2015, *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*, Vol.18, No.3, pp. 310-325, 18, 310
- Edgar R. G., 2007, *ApJ*, 663, 1325
- Ercolano B., Rosotti G. P., Picogna G., Testi L., 2017, *MNRAS*, 464, L95
- Feldman W. C., et al., 2004, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109, E09006
- Fernandez J. A., Ip W.-H., 1981, *Icarus*, 47, 470
- Fernández J. A., Gallardo T., Brunini A., 2002, *Icarus*, 159, 358
- Fischer D. A., Valenti J., 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Fischer D. A., Howard A. W., Laughlin G. P., Macintosh B., Mahadevan S., Sahlmann J., Yee J. C., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 715–737
- Fogg M. J., Nelson R. P., 2009, *A&A*, 498, 575
- Fortier A., Benvenuto O. G., Brunini A., 2009, *A&A*, 500, 1249
- Fortier A., Alibert Y., Carron F., Benz W., Dittkrist K.-M., 2013, *A&A*, 549, A44



- Ganguly J., Asaduzzaman A., Muralidharan K., 2016, in 79th Annual Meeting of the Meteoritical Society. p. 6055
- Garaud P., Lin D. N. C., 2007, *ApJ*, 654, 606
- Garaud P., Meru F., Galvagni M., Olczak C., 2013, *ApJ*, 764, 146
- Genda H., Ikoma M., 2008, *Icarus*, 194, 42
- Gladman B., 1993, *Icarus*, 106, 247
- Gomes R., Levison H. F., Tsiganis K., Morbidelli A., 2005, *Nature*, 435, 466
- Gould A., et al., 2010, *ApJ*, 720, 1073
- Gray D. F., 1997, *Nature*, 385, 795
- Grieffmeier J.-M., et al., 2004, *A&A*, 425, 753
- Guilera O. M., 2016, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 58, 316
- Guilera O. M., Ronco M. P., 2017, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. pp 73–73
- Guilera O. M., Sándor Z., 2017, *A&A*, 604, A10
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, *A&A*, 521, A50
- Guilera O. M., Fortier A., Brunini A., Benvenuto O. G., 2011, *A&A*, 532, A142
- Guilera O. M., de Elía G. C., Brunini A., Santamaría P. J., 2014, *A&A*, 565, A96
- Guilera O. M., Miller Bertolami M. M., Ronco M. P., 2017, *MNRAS*, 471, L16
- Gulet J., Baruteau C., Papaloizou J. C. B., 2013, *MNRAS*, 430, 1764
- Güttler C., Blum J., Zsom A., Ormel C. W., Dullemond C. P., 2010, *A&A*, 513, A56
- Haisch Jr. K. E., Lada E. A., Lada C. J., 2001, *ApJl*, 553, L153
- Hallis L. J., Huss G. R., Nagashima K., Taylor G. J., Halldórsson S. A., Hilton D. R., Mottl M. J., Meech K. J., 2015, *Science*, 350, 795
- Hartmann L., Calvet N., Gullbring E., D'Alessio P., 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hartogh P., et al., 2011, *Nature*, 478, 218
- Hasegawa M., Nakazawa K., 1990, *A&A*, 227, 619
- Hatzes A. P., Cochran W. D., Johns-Krull C. M., 1997, *ApJ*, 478, 374
- Hayashi C., 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
- Henry G. W., Fekel F. C., Henry S. M., Hall D. S., 2000, *ApJS*, 130, 201
- Hernández J., et al., 2007, *ApJ*, 662, 1067
- Higuchi A., Kokubo E., Kinoshita H., Mukai T., 2007, *AJ*, 134, 1693
- Howard A. W., 2013, *Science*, 340, 572
- Hueso R., Guillot T., 2005, *A&A*, 442, 703
- Hughes A. M., Wilner D. J., Qi C., Hogerheijde M. R., 2008, *ApJ*, 678, 1119
- Ida S., Lin D. N. C., 2004a, *ApJ*, 604, 388
- Ida S., Lin D. N. C., 2004b, *ApJ*, 616, 567
- Ida S., Lin D. N. C., 2005, *ApJ*, 626, 1045

- Ida S., Lin D. N. C., 2008a, *ApJ*, 673, 487
- Ida S., Lin D. N. C., 2008b, *ApJ*, 685, 584
- Ida S., Makino J., 1993, *Icarus*, 106, 210
- Ida S., Lin D. N. C., Nagasawa M., 2013, *ApJ*, 775, 42
- Ikoma M., Genda H., 2006, *ApJ*, 648, 696
- Inaba S., Tanaka H., Nakazawa K., Wetherill G. W., Kokubo E., 2001, *Icarus*, 149, 235
- Inaba S., Wetherill G. W., Ikoma M., 2003, *Icarus*, 166, 46
- Inamdar N. K., Schlichting H. E., 2015, *MNRAS*, 448, 1751
- Isella A., Testi L., Natta A., Neri R., Wilner D., Qi C., 2007, *A&A*, 469, 213
- Jacobson S. A., Morbidelli A., Raymond S. N., O'Brien D. P., Walsh K. J., Rubie D. C., 2014, *Nature*, 508, 84
- Jenkins J. M., et al., 2015, *AJ*, 150, 56
- Johansen A., Youdin A., 2007, *ApJ*, 662, 627
- Johansen A., Oishi J. S., Mac Low M.-M., Klahr H., Henning T., Youdin A., 2007, *Nature*, 448, 1022
- Johansen A., Klahr H., Henning T., 2011, *A&A*, 529, A62
- Johansen A., Youdin A. N., Lithwick Y., 2012, *A&A*, 537, A125
- Johansen A., Blum J., Tanaka H., Ormel C., Bizzarro M., Rickman H., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 547–570
- Kalas P., et al., 2008, *Science*, 322, 1345
- Kasting J. F., Catling D., 2003, *ARA&A*, 41, 429
- Kasting J. F., Whitmire D. P., Reynolds R. T., 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kataoka A., Tanaka H., Okuzumi S., Wada K., 2013, *A&A*, 557, L4
- Kato M. T., Fujimoto M., Ida S., 2012, *ApJ*, 747, 11
- King H. E., Stimpfl M., Deymier P., Drake M. J., Catlow C. R. A., Putnis A., de Leeuw N. H., 2010, *Earth and Planetary Science Letters*, 300, 11
- Kita N. T., Huss G. R., Tachibana S., Amelin Y., Nyquist L. E., Hutcheon I. D., 2005, in Krot A. N., Scott E. R. D., Reipurth B., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 341, Chondrites and the Protoplanetary Disk*. p. 558
- Kitzmann D., Patzer A. B. C., von Paris P., Godolt M., Rauer H., 2011a, *A&A*, 531, A62
- Kitzmann D., Patzer A. B. C., von Paris P., Godolt M., Rauer H., 2011b, *A&A*, 534, A63
- Kitzmann D., et al., 2015, *ArXiv e-prints* 1507.01727,
- Kobayashi H., Tanaka H., Okuzumi S., 2016, *ApJ*, 817, 105
- Kokubo E., Ida S., 1998, *Icarus*, 131, 171
- Kokubo E., Kominami J., Ida S., 2006, *ApJ*, 642, 1131
- Kopparapu R. K., et al., 2013a, *ApJ*, 765, 131
- Kopparapu R. K., et al., 2013b, *ApJ*, 770, 82
- Kopparapu R. K., Ramirez R. M., SchottelKotte J., Kasting J. F., Domagal-Goldman S., Eymet V., 2014, *ApJL*, 787, L29
- Kretke K. A., Lin D. N. C., Garaud P., Turner N. J., 2009, *ApJ*, 690, 407

- Kuchner M. J., 2004, *ApJ*, 612, 1147
- Laakso T., Rantala J., Kaasalainen M., 2006, *A&A*, 456, 373
- Lambrechts M., Johansen A., 2014, *A&A*, 572, A107
- Lammer H., Khodachenko M., eds, 2015, *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments Astrophysics and Space Science Library Vol. 411*, doi:10.1007/978-3-319-09749-7.
- Lammer H., Kasting J. F., Chassefière E., Johnson R. E., Kulikov Y. N., Tian F., 2008, *Space Science Review*, 139, 399
- Lammer H., et al., 2009, *A&AR*, 17, 181
- Laskar J., Joutel F., Robutel P., 1993, *Nature*, 361, 615
- Latham D. W., Stefanik R. P., Mazeh T., Mayor M., Burki G., 1989, *Nature*, 339, 38
- Levison H. F., Duncan M. J., 1994, *Icarus*, 108, 18
- Levison H. F., Morbidelli A., Tsiganis K., Nesvorný D., Gomes R., 2011, *AJ*, 142, 152
- Lis D. C., et al., 2013, *ApJL*, 774, L3
- Lissauer J. J., Barnes J. W., Chambers J. E., 2012, *Icarus*, 217, 77
- Lodders K., 2003, *ApJ*, 591, 1220
- Lodders K., Palme H., Gail H.-P., 2009, *Landolt Börnstein*,
- Lynden-Bell D., Pringle J. E., 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Lyra W., Johansen A., Klahr H., Piskunov N., 2008, *A&A*, 491, L41
- Lécuyer C., Gillet P. and Robert F., 1998, *Chem. Geol.*, 145, 249–261
- Mamajek E. E., 2009, in Usuda T., Tamura M., Ishii M., eds, *American Institute of Physics Conference Series Vol. 1158*, American Institute of Physics Conference Series. pp 3–10 ([arXiv:0906.5011](https://arxiv.org/abs/0906.5011)), doi:10.1063/1.3215910
- Mandell A. M., Raymond S. N., Sigurdsson S., 2007, *ApJ*, 660, 823
- Marcus R. A., Sasselov D., Stewart S. T., Hernquist L., 2010, *ApJL*, 719, L45
- Marcy G., Butler R. P., Fischer D., Vogt S., Wright J. T., Tinney C. G., Jones H. R. A., 2005, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 158, 24
- Marois C., Macintosh B., Barman T., Zuckerman B., Song I., Patience J., Lafrenière D., Doyon R., 2008, *Science*, 322, 1348
- Marty B., 2012, *Earth and Planetary Science Letters*, 313, 56
- Marzari F., 2014, *MNRAS*, 442, 1110
- Masset F. S., Papaloizou J. C. B., 2003, *ApJ*, 588, 494
- Masset F., Snellgrove M., 2001, *MNRAS*, 320, L55
- Masset F. S., D'Angelo G., Kley W., 2006, *ApJ*, 652, 730
- Matsumura S., Ida S., Nagasawa M., 2013, *ApJ*, 767, 129
- Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor M., Queloz D., 2012, *New Astronomy Reviews*, 56, 19
- Mayor M., et al., 2011, preprint, ([arXiv:1109.2497](https://arxiv.org/abs/1109.2497))
- Meech K. J., 2007, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #210*. p. 178

- Miguel Y., Guilera O. M., Brunini A., 2011, *MNRAS*, 417, 314
- Morard G., Bouchet J., Valencia D., Mazevet S., Guyot F., 2011, *High Energy Density Physics*, 7, 141
- Morbidelli A., Crida A., 2007, *Icarus*, 191, 158
- Morbidelli A., Chambers J., Lunine J. I., Petit J. M., Robert F., Valsecchi G. B., Cyr K. E., 2000, *Meteoritics and Planetary Science*, 35, 1309
- Morbidelli A., Levison H. F., Tsiganis K., Gomes R., 2005, *Nature*, 435, 462
- Morbidelli A., Tsiganis K., Crida A., Levison H. F., Gomes R., 2007, *AJ*, 134, 1790
- Morbidelli A., Bottke W. F., Nesvorný D., Levison H. F., 2009, *Icarus*, 204, 558
- Morbidelli A., Lunine J. I., O'Brien D. P., Raymond S. N., Walsh K. J., 2012, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 40, 251
- Morbidelli A., et al., 2016, *Icarus*, 267, 368
- Mordasini C., Alibert Y., Benz W., Naef D., 2009, *A&A*, 501, 1161
- Morishima R., Stadel J., Moore B., 2010, *Icarus*, 207, 517
- Moro-Martín A., Wyatt M. C., Malhotra R., Trilling D. E., 2008, *Extrasolar Kuiper Belt Dust Disks*
- Muralidharan K., Deymier P., Stimpfl M., de Leeuw N. H., Drake M. J., 2008, *Icarus*, 198, 400
- Nesvorný D., Morbidelli A., 2012, *AJ*, 144, 117
- Nielsen E. L., Close L. M., 2010, *ApJ*, 717, 878
- Noack L., Breuer D., 2014, *Planetary and Space Science*, 98, 41
- Noack L., et al., 2016, *Icarus*, 277, 215
- O'Brien D. P., Morbidelli A., Levison H. F., 2006, *Icarus*, 184, 39
- O'Brien D. P., Walsh K. J., Morbidelli A., Raymond S. N., Mandell A. M., 2014, *Icarus*, 239, 74
- O'Brien D. P., Izidoro A., Jacobson S. A., Raymond S. N., Rubie D. C., 2018, preprint, ([arXiv:1801.05456](https://arxiv.org/abs/1801.05456))
- O'Neill C., Lenardic A., 2007, *Geophysical Research Letters*, 34, L19204
- Ohtsuki K., Stewart G. R., Ida S., 2002, *Icarus*, 155, 436
- Okuzumi S., Tanaka H., Kobayashi H., Wada K., 2012, *ApJ*, 752, 106
- Ormel C. W., Cuzzi J. N., 2007, *A&A*, 466, 413
- Ormel C. W., Kobayashi H., 2012, *ApJ*, 747, 115
- Owen J. E., 2016, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 33, e005
- Owen T., Bar-Nun A., 1995, *Icarus*, 116, 215
- Owen J. E., Clarke C. J., Ercolano B., 2012, *MNRAS*, 422, 1880
- Paardekooper S.-J., 2014, *MNRAS*, 444, 2031
- Paardekooper S.-J., Baruteau C., Crida A., Kley W., 2010, *MNRAS*, 401, 1950
- Paardekooper S.-J., Baruteau C., Kley W., 2011, *MNRAS*, 410, 293
- Papaloizou J. C. B., Nelson R. P., Kley W., Masset F. S., Artymowicz P., 2007, *Protostars and Planets V*, pp 655–668
- Petigura E. A., Marcy G. W., Howard A. W., 2013, *ApJ*, 770, 69
- Petit J.-M., Morbidelli A., Chambers J., 2001, *Icarus*, 153, 338

- Pfalzner S., Steinhausen M., Menten K., 2014, *ApJ*, 793, L34
- Pfytter S., Alibert Y., Benz W., Swoboda D., 2015, *A&A*, 579, A37
- Pinilla P., Birnstiel T., Ricci L., Dullemond C. P., Uribe A. L., Testi L., Natta A., 2012, *A&A*, 538, A114
- Pringle J. E., 1981, *ARAA*, 19, 137
- Rafikov R. R., 2004, *AJ*, 128, 1348
- Raymond S. N., Cossou C., 2014, *MNRAS*, 440, L11
- Raymond S. N., Izidoro A., 2017, *Icarus*, 297, 134
- Raymond S. N., Quinn T., Lunine J. I., 2004, *Icarus*, 168, 1
- Raymond S. N., Quinn T., Lunine J. I., 2005, *ApJ*, 632, 670
- Raymond S. N., Quinn T., Lunine J. I., 2006, *Icarus*, 183, 265
- Raymond S. N., Quinn T., Lunine J. I., 2007a, *Astrobiology*, 7, 66
- Raymond S. N., Scalzo J., Meadows V. S., 2007b, *ApJ*, 669, 606
- Raymond S. N., O'Brien D. P., Morbidelli A., Kaib N. A., 2009, *Icarus*, 203, 644
- Ribas I., Guinan E. F., Güdel M., Audard M., 2005, *ApJ*, 622, 680
- Ricker G. R., et al., 2010, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #215*. p. 459
- Richter K., Drake M. J., 1999, *Earth and Planetary Science Letters*, 171, 383
- Robert F., 2006, *Solar System Deuterium/Hydrogen Ratio*. pp 341–351
- Ronco M. P., de Elía G. C., 2014, *A&A*, 567, A54
- Ronco M. P., de Elía G. C., Guilera O. M., 2015, *A&A*, 584, A47
- Ronco M. P., Guilera O. M., de Elía G. C., 2016, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 58, 319
- Ronco M. P., Guilera O. M., de Elía G. C., 2017, *MNRAS*, 471, 2753
- Ros K., Johansen A., 2013, *A&A*, 552, A137
- Rubie D. C., et al., 2011, *Earth and Planetary Science Letters*, 301, 31
- Safronov V. S., Zvjagina E. V., 1969, *Icarus*, 10, 109
- Salvador Zain P., de Elía G. C., Ronco M. P., Guilera O. M., 2017, preprint, ([arXiv:1710.04617](https://arxiv.org/abs/1710.04617))
- Sasaki T., Ebisuzaki T., 2017, *Geoscience Frontiers*, 8, 215
- Schäfer U., Yang C.-C., Johansen A., 2017, *A&A*, 597, A69
- Schneider J., Dedieu C., Le Sidaner P., Savalle R., Zolotukhin I., 2011, *A&A*, 532, A79
- Selsis F., Kasting J. F., Levrard B., Paillet J., Ribas I., Delfosse X., 2007, *A&A*, 476, 1373
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu F. H., Adams F. C., Lizano S., 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Simon J. B., Armitage P. J., Li R., Youdin A. N., 2016, *ApJ*, 822, 55
- Simpson F., 2017, *MNRAS*, 468, 2803
- Solomon S. C., Head J. W., 1991, *Science*, 252, 252
- Spiegel D. S., Menou K., Scharf C. A., 2009, *ApJ*, 691, 596
- Stein C., Finnenkötter A., Lowman J. P., Hansen U., 2011, *Geophysical Research Letters*, 38, L21201

- Stimpfl M., Walker A. M., Drake M. J., de Leeuw N. H., Deymier P., 2006, *Journal of Crystal Growth*, 294, 83
- Tackley P. J., Ammann M., Brodholt J. P., Dobson D. P., Valencia D., 2013, *Icarus*, 225, 50
- Tanaka H., Takeuchi T., Ward W. R., 2002, *ApJ*, 565, 1257
- Tanigawa T., Ikoma M., 2007, *ApJ*, 667, 557
- Tazzari M., et al., 2017, *A&A*, 606, A88
- Terquem C., 2017, *MNRAS*, 464, 924
- Testi L., et al., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 339–361
- Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F., 2003, *Icarus*, 161, 431
- Thommes E. W., Matsumura S., Rasio F. A., 2008, *Science*, 321, 814
- Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Touboul M., Kleine T., Bourdon B., Palme H., Wieler R., 2007, *Nature*, 450, 1206
- Trotta F., Testi L., Natta A., Isella A., Ricci L., 2013, *A&A*, 558, A64
- Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H. F., 2005, *Nature*, 435, 459
- Udalski A., et al., 2005, *ApJL*, 628, L109
- Udry S., Mayor M., Santos N. C., 2003, *A&A*, 407, 369
- Valencia D., O’Connell R. J., Sasselov D. D., 2007, *ApJL*, 670, L45
- van Heck H. J., Tackley P. J., 2011, *Earth and Planetary Science Letters*, 310, 252
- van der Marel N., et al., 2013, *Science*, 340, 1199
- Veras D., Armitage P. J., 2004, *MNRAS*, 347, 613
- Veras D., Evans N. W., 2013, *MNRAS*, 430, 403
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T., 2009, *ApJ*, 702, 1490
- Walsh K. J., Morbidelli A., Raymond S. N., O’Brien D. P., Mandell A. M., 2011, *Nature*, 475, 206
- Wang J., Fischer D. A., Horch E. P., Huang X., 2015, *ApJ*, 799, 229
- Ward W. R., 1997, *Icarus*, 126, 261
- Weidenschilling S. J., 1977, *Ap&SS*, 51, 153
- Weidenschilling S. J., 2011, *Icarus*, 214, 671
- Wetherill G. W., 1980, *ARAA*, 18, 77
- Wetherill G. W., Stewart G. R., 1993, *Icarus*, 106, 190
- Williams J. P., Cieza L. A., 2011, *ARA&A*, 49, 67
- Williams D. M., Pollard D., 2002, in Montesinos B., Gimenez A., Guinan E. F., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 269, The Evolving Sun and its Influence on Planetary Environments*. p. 201
- Williams D. M., Kasting J. F., Wade R. A., 1997, *Nature*, 385, 234
- Wood B. J., Wade J., Kilburn M. R., 2008, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 72, 1415
- Wright J. T., Marcy G. W., Howard A. W., Johnson J. A., Morton T. D., Fischer D. A., 2012, *ApJ*, 753, 160
- Wurm G., Paraskov G., Krauss O., 2005, *Icarus*, 178, 253
- Xiao L., Jin L., 2015, *ApJ*, 802, 79

Youdin A. N., Goodman J., 2005, ApJ, 620, 459

Zanardi M., de Elía G. C., Di Sisto R. P., Naoz S., Li G., Guilera O. M., Brunini A., 2017, A&A, 605, A64

Zsom A., Ormel C. W., Güttler C., Blum J., Dullemond C. P., 2010, A&A, 513, A57