



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de Doctor en
Astronomía

Un Modelo Determinista Para la Formación de Sistemas Planetarios

Lic. Yamila Miguel
Director: Dr. Adrián Brunini

Febrero de 2011

Agradecimientos

A lo largo de estos últimos cuatro años, hubo mucha gente que me acompañó y a quienes agradezco profundamente por haber estado conmigo, haciendo posible que finalice con éxito esta tesis doctoral. Muchos de ellos fueron un soporte muy importante en todo momento y dieron su granito de arena para que pueda hacer mi sueño posible.

Primero que nada me gustaría agradecer a mi director Adrián Brunini, porque a su lado aprendí a querer a las ciencias planetarias. Gracias por enseñarme, por todo el ánimo, la paciencia y sobre todo gracias por confiar y creer en mi.

Quiero agradecer hoy y siempre a mi toda mi familia. A Gabriel, Celeste y Gastón, que si bien no son mis hermanos de sangre, son mis hermanos del alma y su ánimo, apoyo y alegría me dan la fortaleza para seguir adelante. A mis tíos, primos y abuelos, que siempre están cuando los necesito, que me contienen y que me dan el cariño en el que me apoyo en todo momento.

A mi familia platense, primero que nada a Mariana Lugones, que no hace falta que diga lo importante que es para mi, fue y es un pilar fundamental y un soporte imprescindible. A Julieta Paz Sanchez Arias, Victoria Reynaldi y Yael Aidelman, que son como mis hermanas y estuvieron conmigo siempre, compartiendo muchos momentos tanto alegres como tristes. Gracias por ser mis amigas, por escucharme, en fin, por darme cariño y amistad desde el día en que las conocí.

Quiero agradecer a mis amigos y compañeros de carrera, Paula Ronco, Nicolás Salerno, Ignacio Ranea Sandoval, Diego Bagú, Martín Mestre, Carlos Argüelles, Fernando Hauscarriaga, Juan Pablo Castrillo y Lorena Panizzi, gracias por haberme brindado una gran amistad, que es muy importante para mi.

Un agradecimiento especial a Andrea Fortier, que en este tiempo que llevamos siendo amigas me demostró ser una gran persona, con la que sé que podré contar siempre.

Agradezco a todo el grupo de ciencias planetarias de La Plata: principalmente a Octavio Guilera, que primero que nada es mi amigo y fue muy importante para mi, sobre todo en este último tiempo; a Romina Di Sisto, que me contiene, asegurándose de que no me falte nada y estando siempre para brindarme su apoyo; a Gonzalo de Elía, gracias por su amistad y contención; a Pablo Santamaría, gracias por estar siempre que necesité ayuda y a Lorena Dirani le agradezco por el apoyo brindado.

Gracias a Eduardo Fernandez Lajús, por su paciencia y amistad.

A mis amigos de extesión, sobre todo a Verónica Firpo que es una gran amiga. Igualmente agradezco a Federico Pisoni, Andrés Cesanelli, Cecilia Valenti, Florencia Teppa Pannia, Ayelén Volk, Cecilia Scalia y Daniela Pérez, por todos los momentos que compartimos y sobre todo por darme su amistad y cariño. También agradezco a Roberto Venero, por ser una gran persona y confiar en mi.

Agradezco a quien fue durante mucho tiempo mi compañero de oficina, Daniel Carpintero, por haber sido un compañero paciente y comprensivo, y por los consejos brindados.

También quiero agradecer a Juan Ignacio Sabbione, por el aguante y la confianza en este último año.

Esta tesis doctoral pudo realizarse gracias al apoyo de toda la gente que trabaja en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, desde los profesores, personal administrativo, de mantenimiento y autoridades de la facultad, así que gracias a todos ellos.

Finalmente, quiero dar el agradecimiento más importante a mis padres Amalia y Gabriel, para quienes no tengo más que palabras de amor y sin cuyo esfuerzo y contención, no hubiera podido realizar mi sueño. Gracias por estar siempre conmigo en cada paso que doy y gracias por su apoyo incondicional.

Y sobre todo gracias al amor de mi vida, Juan Francisco Cobo, por ser mi compañero del alma, por haber rendido conmigo cada examen, por estar presente en cada momento y por comprenderme y darme amor desde siempre.

A mi mamá, mi papá y mi amor Juan

Resumen

Hasta la actualidad fueron descubiertos más de 500 planetas extrasolares. Cada vez son más los equipos dedicados a su búsqueda, ya sea desde tierra, o desde el espacio. Hasta el año 1995, el único sistema planetario conocido era el nuestro, con lo cual, las teorías de formación se basaban en un único objeto de estudio. Ahora que la muestra observacional se va haciendo más grande, tenemos la oportunidad de comenzar a hacer estudios estadísticos, ver algunas características comunes a los sistemas planetarios y establecer mejores restricciones a las teorías de formación.

Con esta motivación, nuestro objetivo en esta tesis doctoral es desarrollar un modelo semi analítico para representar la formación de sistemas planetarios, que nos permita generar una gran cantidad con poco costo computacional, analizar estadísticamente esta población de “exoplanetas artificiales” y compararlos con los planetas extrasolares reales que son observados, de forma tal de establecer criterios y cotas a las teorías de formación planetaria y poder hacer predicciones acerca de las principales características que deberíamos esperar de los planetas extrasolares.

Basados en el escenario de formación planetaria más aceptado actualmente por la comunidad científica, desarrollamos un modelo para computar la génesis de sistemas planetarios, en donde los planetas gigantes crecen de acuerdo con la teoría de acreción del núcleo y empleamos el régimen oligárquico para el crecimiento de los núcleos sólidos. En este modelo, formamos varios planetas de forma simultánea en el disco, hecho que tiene importantes consecuencias especialmente en la dinámica de los planetesimales y el crecimiento de los núcleos, ya que consideramos la colisión entre ellos como una potencial fuente de crecimiento. Los embriones planetarios crecen embebidos en el disco de gas y polvo, y la interacción entre el embrión y el disco causa un intercambio de momento angular que lleva a la migración de los embriones. En esta tesis consideramos dos regímenes de migración planetaria: migración de tipo I y de tipo II, así como también consideramos la migración de los planetesimales en el disco en algunas de nuestras simulaciones.

Con el fin de explicar las principales características de la población observada de los planetas extrasolares y los planetas del Sistema Solar, es necesario obtener una clara comprensión de cuáles fueron las condiciones iniciales que permitieron su formación. En nuestras simulaciones, consideramos diferentes condiciones iniciales basados en las

últimas observaciones de discos protoplanetarios y para cada condición inicial dejamos evolucionar el sistema durante 20 millones de años. Con este modelo realizamos un gran número de simulaciones, en cada una de las cuales generamos 1000 sistemas planetarios diferentes y de sus resultados derivamos las propiedades estadísticas de los planetas y sistemas planetarios formados.

Esta tesis está dividida en cinco etapas, cada una de las cuales constituye diferentes mejoras al modelo, diferentes estudios realizados y en las que nos centramos en diferentes aspectos del proceso de formación planetaria. A continuación detallamos cada uno de estos enfoques.

En un principio, exploramos la distribución de masas de los planetas extrasolares, analizando las consecuencias de tomar diferentes tasas de acreción de gas y sólidos en la distribución de masas y semiejes, la que encontramos fuertemente dependiente de estos valores, principalmente del modelo adoptado para la acreción gaseosa. Para la determinación de las tasas de acreción, nos basamos en los resultados del modelo auto-consistente de formación de planetas gigantes desarrollado a lo largo de la tesis doctoral de Andrea Fortier, en donde se encuentran tasas de crecimiento realistas para los planetas de nuestro Sistema Solar y que por lo tanto es prometedor para extrapolar hacia otros sistemas planetarios.

Al considerar simultáneamente el escenario de acreción del núcleo para la formación de planetas gigantes gaseosos y la evolución orbital de los mismos, nos enfrentamos a un grave problema. Para los modelos de disco estándar, la migración de tipo I hace que los planetas se muevan hacia la estrella central en escalas de tiempo que son uno o hasta dos órdenes de magnitud más cortas que la vida útil del disco (que es de entre uno a diez millones de años), lo que significa que los núcleos se caerán a la estrella central antes de que puedan desarrollar cualquier envoltura gaseosa sustancial. Por lo tanto, con el fin de evitar que todos los planetas sean acretados por la estrella, la migración del planeta debe ser frenada de alguna manera. Se han propuesto una serie de escenarios distintos para resolver este problema de la migración, aunque ninguno resuelve el problema totalmente. Es por este motivo que en la segunda parte de nuestro trabajo, nos concentramos en analizar diferentes tasas de migración, investigando las consecuencias que tienen tanto en el número final y tipos de planetas que formamos por sistema planetario, como en la distribución de masas y semiejes de los mismos. En este diagrama, los planetas se distribuyen en zonas determinadas, mostrando ciertas características comunes que son el reflejo de su proceso de formación, en este sentido puede considerarse un diagrama equivalente al de Hertzsprung-Russell para la evolución estelar, que no ha sido explorado en profundidad y sus principales características no fueron explicadas todavía. En esta parte del trabajo también analizamos la generación de planetas en la zona habitable, región en la cual un planeta del tipo terrestre puede mantener agua en estado líquido en su superficie. Un resultado particularmente interesante es que se genera una mayor población de planetas habitables cuando la tasa de acreción de gas y la migración de tipo I son más lentos.

La tercera parte de nuestro trabajo esta enfocada hacia los planetas terrestres. Cuando varios embriones planetarios se están formando en el disco, las perturbaciones entre ellos pueden ocasionar un cambio en sus elementos orbitales y como consecuencia de esto, los embriones pueden sufrir fuertes impactos gigantes que serán los responsables de las características finales de los planetas resultantes. Las colisiones son una parte fundamental de su crecimiento y es por eso que las estudiamos en esta parte de la tesis, concentrándonos en particular, en los parámetros de espín: oblicuidad y período de rotación, resultantes luego de los primeros 20 millones de años de vida. Aunque en menor medida, también la acreción de planetesimales aporta momento angular a los embriones planetarios, este efecto también es estudiado en esta parte de nuestro trabajo. De acuerdo con nuestros resultados, la distribución de oblicuidades resulta ser isotrópica, lo que significa que los planetas pueden girar en sentido directo o indirecto, independientemente de su masa. Por otro lado, encontramos que los períodos de rotación primordiales dependen de la región donde se formó y evolucionó el embrión y que toman valores entre 10 y 10000 *horas*. También hallamos una gran población de planetas con oblicuidades y períodos de rotación análogos a los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar.

La cuarta parte de esta tesis doctoral esta enfocada hacia el modelo de la nebulosa primordial. El hecho de que los sistemas planetarios se forman a partir de un disco primordial fue reconocido hace siglos, pero aún hoy nuestra comprensión de estos procesos sigue siendo incierta. Nuestro objetivo es encontrar cual es el modelo de nebulosa que nos permite formar sistemas planetarios cuyos planetas reproduzcan la población de planetas extrasolares observados. Para esto, adoptamos un modelo de nebulosa con un perfil de densidad superficial caracterizado por una ley de potencias en la parte interior del disco y un decaimiento exponencial en la parte externa, este modelo es una alternativa razonable porque es simple, aproxima muy bien a las observaciones de discos protoplanetarios y predice un borde exterior de la nebulosa sin introducir un corte arbitrario en el disco. Hay varios parámetros libres en este modelo de nebulosa que tenemos que ajustar con el objetivo de explicar la distribución de exoplanetas observados y los planetas gigantes en nuestro Sistema Solar, tales como el exponente de la ley de potencias en la parte interior del disco, en donde encontramos que diferentes valores traerán un impacto significativo en la formación de planetas gigantes. Nuestros resultados muestran que la población de los exoplanetas observados y los planetas gigantes del Sistema Solar están bien representados cuando se considera un perfil de densidad superficial con una ley de potencias en la parte interna caracterizada por un exponente de -1 , lo que representa un perfil más suave que el usado por la mayoría de modelos actuales de formación planetaria.

Finalmente, la última parte de esta tesis esta dedicada al estudio de los sistemas planetarios, donde nos enfocamos en investigar la diversidad de arquitecturas observadas y su relación con el medio ambiente de formación. Con este objetivo, exploramos la importancia de diversos factores que definen las condiciones iniciales de nacimiento de los sistemas planetarios, como la masa y el tamaño del disco, la metalicidad, la masa de

la estrella central y la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso, analizando su influencia en la arquitectura del sistema planetario resultante. También exploramos la influencia de algunos parámetros clave de nuestro modelo, que ya habíamos explorado en etapas anteriores, como asumir distintos perfiles de disco inicial y tasas de migración planetarias, a fin de encontrar qué factores reproducen mejor la muestra diversa de sistemas planetarios observados. Para hacer el análisis, introducimos una nueva clasificación para los sistemas planetarios, basándonos en las observaciones y en un análisis teórico del proceso de formación. Con nuestros resultados, podemos predecir cuales son los sistemas planetarios más comunes en el Universo y averiguar si nuestro Sistema Solar es una rareza o esperamos que se encuentren más sistemas planetarios análogos al nuestro en un futuro próximo. Conociendo la importancia del estudio de los planetas terrestres potencialmente habitables, en esta etapa de la tesis también analizamos cual es el hábitat más favorable para su formación. Nuestros resultados muestran que los sistemas planetarios más comunes son los rocosos, que son aquellos que albergan planetas terrestres únicamente. La exploración de las condiciones más favorables para la formación de estos sistemas nos muestra que son los únicos que se forman en un ambiente de formación con abundancia de metales mucho menor que la solar. Estos sistemas también representan el mejor ambiente para el desarrollo de planetas potencialmente habitables. En cuanto al estudio de sistemas planetarios como el nuestro, encontramos que estos sistemas solares no son raros en el Universo, viéndose favorecida su formación en discos masivos donde no hay una gran acumulación de sólidos en la región interior. Finalmente, mirando a los sistemas planetarios que albergan planetas Júpiter-caliente, encontramos que estos sistemas nacen en discos muy masivos y ricos en metales. También se necesita que la tasa de migración sea rápida y lleve a los planetas bien cerca de la estrella central. De acuerdo con nuestros resultados, la mayoría de los sistemas Júpiter-caliente están compuestos por un solo planeta gigante, lo que también es una tendencia de los datos observacionales actuales.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Perspectiva histórica de la formación del Sistema Solar	2
1.2. Sistemas planetarios extrasolares	5
1.3. Modelos de población artificial de exoplanetas	6
2. ¿Qué nos dicen las observaciones?	9
2.1. Características del primer sistema planetario descubierto: nuestro Sistema Solar	9
2.1.1. Algunas definiciones...	11
2.1.2. Planetas terrestres	12
2.1.3. Planetas gigantes	14
2.2. Más allá de nuestro Sistema Solar	16
2.2.1. Discos protoplanetarios	17
2.2.2. Planetas extrasolares	22
2.2.3. La diversidad de los sistemas planetarios extrasolares de múltiples planetas	36
3. Crónica de la formación de un sistema planetario	39
3.1. Nubes frías y oscuras: las condiciones iniciales para la formación estelar .	40
3.2. Los discos alrededor de estrellas nuevas	41
3.3. Emergencia de los primeros planetesimales	43
3.4. De los planetesimales a los protoplanetas	45
3.4.1. Crecimiento fuera de control o “runaway”	46
3.4.2. Crecimiento “oligárquico”	46
3.4.3. Impactos gigantes	47
3.5. Planetas gigantes y dos teorías para explicar su formación	47
3.5.1. Teoría de inestabilidad gravitatoria	48
3.5.2. Teoría de inestabilidad nucleada	48
3.6. Evolución orbital de los protoplanetas	49
3.6.1. Interacción con el disco gaseoso	50
3.6.2. Interacción con el disco de planetesimales	54

3.6.3.	Interacción planeta-planeta	55
4.	Nuestro modelo para formar sistemas planetarios	57
4.1.	Parte I: formación de un planeta por disco. Análisis del desierto planetario	58
4.1.1.	Estructura del disco protoplanetario	58
4.1.2.	Acreción de sólidos	62
4.1.3.	Crecimiento de la masa de gas	65
4.1.4.	Resultados	67
4.2.	Parte II: formación de un sistema planetario de múltiples planetas	70
4.2.1.	Descripción de las mejoras realizadas al modelo	71
4.2.2.	Resultados	78
4.2.3.	Distribución de masas y semiejes mayores	79
4.3.	Parte III: ¿cómo rotan los planetas?	89
4.3.1.	Modelo y ecuaciones básicas para el estudio del espín	91
4.3.2.	Resultados	95
4.4.	Parte IV: estructura del disco protoplanetario inicial	108
4.4.1.	Estructura de la nebulosa protoplanetaria	109
4.4.2.	Resultados	116
4.5.	Parte V: Análisis de la arquitectura de los sistemas planetarios y estudio de la habitabilidad	132
4.5.1.	Sistemas planetarios reales y simulados	133
4.5.2.	Una clasificación para los sistemas planetarios	134
4.5.3.	Caracterizando a las distintas clases de sistemas planetarios	137
4.5.4.	Planetas habitables	153
4.5.5.	Mapeando el sistema planetario con su disco de origen	155
5.	Resumen y conclusiones	163
A.	Programa	171

Índice de figuras

2.1.	Histograma que muestra el número de exoplanetas descubiertos por año.	10
2.2.	Distribución de masas y semiejes de exoplanetas observados.	17
2.3.	Histograma de los radios característicos de los discos protoplanetarios observados.	19
2.4.	Histograma de las masas de los discos protoplanetarios observados. . . .	20
2.5.	Edad de la muestra de estrellas vs. fracción de estrellas con discos primordiales en diferentes cúmulos jóvenes observados.	21
2.6.	Histograma de las masas de las estrellas en las que se detectaron planetas	31
2.7.	Histograma de las metalicidades de las estrellas en las que se detectaron planetas	32
2.8.	Histograma que muestra las masas de los planetas extrasolares detectados	33
2.9.	Histograma de los semiejes de los planetas extrasolares detectados.	34
2.10.	Gráfico de las excentricidades vs. los semiejes de los exoplanetas detectados.	35
3.1.	Evolución temporal de la órbita de un embrión planetario que migra debido a la migración de tipo II.	53
4.1.	Densidad superficial de sólidos como función del semieje mayor, para diferentes valores del factor de escala del disco.	60
4.2.	Comparación del crecimiento de la masa de sólidos obtenida por Fortier et al. (2007) y lo encontrado con nuestro modelo con diferentes factores de corrección.	64
4.3.	Histogramas que muestran la distribución final de masas obtenidas cuando usamos las tasas de acreción adoptadas en el modelo de Ida y Lin y con nuestro modelo.	68
4.4.	Comparación del crecimiento de la masa de un planeta, formado con dos modelos diferentes.	69
4.5.	Distribución de masas y semiejes mayores obtenidas con diferentes tasas de migración de tipo I y diferentes escenarios adoptados como resultado de una colisión entre dos embriones planetarios.	80
4.6.	Distribución de masas y semiejes mayores obtenida con nuestro modelo. .	83

4.7. Distribución de masas y semiejes obtenida con una tasa de acreción de gas más rápida. 84

4.8. Histogramas que muestran el número final de planetas por sistema planetario para simulaciones realizadas con diferentes tasas de migración de tipo I. 85

4.9. Número final de planetas por sistema planetario vs. el factor de masa del disco de sólidos, para diferentes tasas de migración de tipo I. 86

4.10. Histograma que muestra el número de planetas de distintas clases encontrado en cada sistema planetario. 88

4.11. Ilustración que muestra la definición de la oblicuidad planetaria. 94

4.12. Histograma que muestra el número de colisiones sufridas por cada embrión al final de la simulación. 96

4.13. Distribución de oblicuidades primordiales. 97

4.14. Oblicuidad de los planetas sobrevivientes en función de su masa. 98

4.15. Distribución de períodos de rotación de todos los planetas sobrevivientes encontrados en nuestras simulaciones. 99

4.16. Masa vs. momento angular de los planetas sobrevivientes. 100

4.17. Período de rotación en función de la masa de los embriones en diferentes tiempos de evolución. 102

4.18. La figura muestra el período de rotación y semieje mayor de todos los embriones sobrevivientes al final de la simulación. 103

4.19. Evolución del diagrama de masas y semiejes en diferentes tiempos de simulación. 105

4.20. Distribución de masas y semiejes encontrada cuando no consideramos el efecto de la fragmentación por rotación rápida. 106

4.21. Masa y período de rotación de los embriones fragmentados. 107

4.22. Densidad superficial de sólidos para tres discos con la misma masa total, el mismo radio característico y metalicidad, pero diferentes valores de γ . . 111

4.23. Masa y radio característico de todos los discos generados para distintos perfiles de densidad. 114

4.24. Número inicial de embriones por sistema planetario como función de la masa del disco, para diferentes perfiles de disco. 117

4.25. Masa y semieje mayor de todos los planetas generados en 1000 sistemas planetarios, donde la migración planetaria no se considera. 119

4.26. Distribución de masas y semiejes para todos los planetas formados cuando si se considera la migración planetaria, pero el régimen de migración de tipo I se frena 100 veces. 120

4.27. Diagrama de masas y semiejes de todos los planetas generados cuando se considera la migración planetaria, pero la migración de tipo I se frena 10 veces y se adoptan distintos perfiles para representar la densidad del disco. 122

4.28. Distribución de masas y semiejes encontrados cuando no frenamos la migración de tipo I y consideramos diferentes perfiles de disco. 124

4.29. Distribución de masas y semiejes encontrada en nuestras simulaciones sin migración planetaria, más la distribución de exoplanetas observada y los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. 126

4.30. Distribución de masas y semiejes de los planetas hallados en nuestras simulaciones con migración planetaria frenada 100 veces, a los que superpusimos la población de exoplanetas observados y los planetas gigantes del Sistema Solar. 127

4.31. Masas y semiejes mayores de los planetas gigantes en el Sistema Solar, distribución de exoplanetas observados y los resultados de nuestras simulaciones realizadas considerando la migración planetaria y retrasando la migración de tipo I 10 veces. 129

4.32. Distribución de masas y semiejes de los planetas extrasolares, los planetas gigantes del Sistema Solar y los resultados de nuestras simulaciones cuando no se frena la migración de tipo I. 130

4.33. Algunos ejemplos de sistemas Júpiter-calientes con un sólo planeta observados, comparados con sistemas análogos, hallados en nuestras simulaciones. 138

4.34. Histogramas que muestran el porcentaje de sistemas Júpiter-calientes que albergan uno, dos o tres planetas gigantes. 140

4.35. Una pequeña muestra de sistemas solares observados, comparados con algunos de los sistemas generados en nuestras simulaciones. 142

4.36. La figura muestra una comparación entre nuestro Sistema Solar y un sistema solar generado en nuestras simulaciones. 144

4.37. La figura muestra los histogramas generados a partir de los resultados de nuestras simulaciones, en donde se indica el porcentaje de sistemas solares que albergan uno, dos o tres planetas gigantes. 145

4.38. Ejemplos de sistemas combinados observados, comparados con aquellos generados en nuestras simulaciones. 147

4.39. Histogramas que muestran el número de planetas por sistema planetario rocoso, donde la migración no es considerada y se asumen diferentes perfiles de disco. 150

4.40. La figura muestra histogramas que representan el número de planetas albergados por sistema planetario cuando se considera la migración planetaria. 152

4.41. Masas y radios característicos de los discos que generan las distintas clases de sistemas planetarios, para todos los casos considerados. 157

4.42. Masa del disco vs. metalicidad, que originan los distintos sistemas planetarios, en todos los casos considerados. 159

4.43. Escala de tiempo de disipación del disco gaseoso vs. la masa total del disco para todos los sistemas planetarios formados en las distintas simulaciones realizadas. 162

Índice de cuadros

2.1.	Características de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar	13
2.2.	Principales características de los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar.	15
2.3.	Exoplanetas observados con los distintos métodos de detección	24
2.4.	Probabilidad de tránsitos, duración y profundidades de los mismos, para los planetas de nuestro Sistema Solar como vistos por un observador lejano.	25
2.5.	Exoplanetas detectados con la técnica de microlentes gravitacionales.	28
2.6.	Características de los exoplanetas detectados orbitando el pulsar PSR1257+12	29
2.7.	Exoplanetas detectados con imagen directa.	30
2.8.	Porcentaje de los diferentes sistemas planetarios detectados	38
4.1.	Tabla mostrando el porcentaje de planetas habitables encontrado con nuestro modelo y con una tasa de acreción más rápida, para diferentes tasas de migración de tipo I.	90
4.2.	Porcentaje de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 0,5$ y diferentes tasas de migración de tipo I.	136
4.3.	Porcentaje de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 1$ y diferentes tasas de migración de tipo I.	136
4.4.	Porcentaje de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 1,5$ y diferentes tasas de migración de tipo I.	137
4.5.	Porcentaje de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 0,5$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.	154
4.6.	Porcentaje de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 1$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.	154
4.7.	Porcentaje de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 1,5$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.	155

Capítulo 1

Introducción

Desde el momento en que nos dimos cuenta de que nuestro Sol es una estrella más entre miles de millones de estrellas, nos planteamos interrogantes acerca de la existencia de otros mundos. Preguntas como, ¿nuestro Sistema Solar es único?, ¿qué condiciones llevan a la formación de los Sistemas Planetarios?, son interrogantes que nos planteamos desde siempre para obtener una mejor comprensión de nuestro lugar en el Universo.

Durante mucho tiempo estas preguntas eran únicamente motivo de discusión filosófica, ya que no se tenía evidencia alguna acerca de la existencia de planetas orbitando otras estrellas. Pero nosotros vivimos en una época privilegiada. Somos la primera generación que ha obtenido una respuesta afirmativa a algunas de estas preguntas, somos los primeros en observar planetas fuera de nuestro Sistema Solar y somos los primeros también capaces de desarrollar las herramientas necesarias para poder, en un futuro próximo, detectar planetas similares a la Tierra y responder al gran interrogante de todos los tiempos: ¿existe vida en otros planetas?.

El primer intento de observación de un planeta fuera del Sistema Solar, o *planeta extrasolar* fue realizado por Huygens, hacia fines del siglo XVII, quien rápidamente se dió cuenta que esta observación excedía la capacidad de su telescopio. Las enormes dificultades observacionales para detectarlos hicieron que tuviera que esperarse mucho tiempo para detectar a los primeros planetas extrasolares.

Recién a fines del siglo XX, más precisamente en el año 1995, Mayor y Queloz anunciaron el descubrimiento del primer planeta extrasolar orbitando una estrella del tipo solar, 51 Pegasi. El planeta recibió el nombre de 51 Peg b.

A partir de ese momento y hasta la actualidad, se ha confirmado que además de nuestro Sol, cerca de 450 estrellas albergan uno o más planetas. Esta muestra es suficiente como para comenzar a ver algunas características comunes a los sistemas planetarios, y a establecer mejores restricciones a las teorías de formación.

Las primeras teorías de formación de sistemas planetarios surgieron como explicación a la formación de nuestro propio Sistema Solar y luego comenzaron a generalizarse hacia otros sistemas planetarios. Por este motivo veremos primero que es lo que conocemos

de nuestro propio Sistema Solar para luego, en base a las observaciones, ver cómo estos conocimientos pueden extrapolarse hacia otros sistemas planetarios.

1.1. Perspectiva histórica de la formación del Sistema Solar

El principal problema que aborda la cosmogonía es explicar cómo se formó el Sistema Solar y cómo este evolucionó desde su formación. Las primeras explicaciones fueron mitos, leyendas o argumentos religiosos que encontraron sus propias explicaciones para la génesis de los cuerpos del Sistema Solar. Por otro lado, fue sólo hace algunos siglos atrás que científicos y filósofos comenzaron a desarrollar teorías para explicar su origen.

Si bien hay diversas ideas en este campo, todas concuerdan en que el Sistema Solar se formó hace 4.500 millones de años y que, desde entonces, ha sufrido muchos cambios *irreversibles*. Entonces, si no podemos ir hacia atrás para descubrir cómo fueron los comienzos de nuestro Sistema Solar, ¿qué podemos hacer? La respuesta es formular modelos físicamente posibles, analizarlos numéricamente y de esta manera encontrar aquella explicación que reproduzca un sistema planetario como el Sistema Solar tal cual lo observamos hoy en día. Veamos un pequeño repaso de todos los modelos desarrollados hasta llegar al escenario más aceptado hoy en día.

Una de las primeras personas en formular una teoría reconocida de formación del Sistema Solar fue el filósofo y matemático francés René Descartes, que en 1644 formuló la teoría del vortex. Descartes formuló su teoría antes de que Newton introdujera el concepto de gravedad y por lo tanto basó su teoría en sus creencias personales. Él creía que la materia no se movía a su antojo, sino que tenía alguna influencia divina. En su libro hay una extensa discusión acerca de la formación de la Tierra, los planetas y satélites (conocidos hasta ese momento) que, según sus ideas, habrían comenzado como un sistema de vórtices que rodeaban al Sol primitivo en todas las direcciones. Este modelo era cualitativo y una de las principales objeciones que se le hicieron fue que no explicaba la formación del plano de la eclíptica. El modelo fue abandonado luego de la presentación de las leyes de Newton, aunque los conceptos de fricción y turbulencia introducidos por Descartes, fueron reconsiderados por algunos autores como Von Weizsacker, ter Haar, Kuiper, Whipple o McCrea, durante el siglo XX.

A partir de esta primer teoría, hubo muchos científicos a lo largo de la historia que se preguntaron cual sería el origen de nuestro Sistema Solar, en 1745 el conde de Buffon sugirió que un gran cometa habría pasado cerca del Sol, dejando un gran arco de material solar en el espacio como consecuencia del encuentro, lo que más tarde habría originado a los planetas.

Pero el que sentó las bases de la teoría aceptada hoy en día fue Kant en el año 1755. Él planteó que el Sol y los planetas se habrían formado a partir de la condensación

de un gran disco de gas y polvo, nacido a partir del colapso de una nube de material interestelar que también habría dado origen a otras estrellas. De esta forma, Kant plantea por primera vez la idea de que el Sistema Solar habría surgido a partir de un disco a diferencia de Descartes, en donde las concentraciones de material rodeaban al Sol en todas las direcciones.

Casi 50 años después, Laplace continuó con esta idea refinándola y sentando las bases de lo que hoy conocemos como la “hipótesis nebular” para explicar la formación del Sistema Solar, idea que presentó en su libro *Exposition du Système du monde* y que más tarde sería extrapolada para explicar la formación de otros sistemas planetarios. El modelo de Laplace tenía la particularidad de poder explicar todas las características observables del movimiento de los planetas conocidas en el siglo XVIII, motivo por el cual se mantuvo vigente durante un largo período. La mayor crítica que recibió este modelo fue acerca del momento angular. Sabemos que la mayoría del momento angular en el Sistema Solar reside en los planetas, especialmente en Júpiter y Saturno. Mientras que, de acuerdo con la hipótesis nebular, la mayor cantidad de momento angular estaría concentrada en el Sol, el cual debería rotar a una velocidad mucho mayor que la que tiene en realidad.

Estas críticas hicieron que las teorías catastróficas, como la presentada por el conde de Buffon, fueran re-examinadas. De esta manera, surgieron teorías como las de Bickerton en 1880, Chamberlain en 1901 y Moulton en 1905, que reemplazaban el cometa de Bufon por una estrella, y explicaban la formación de los planetas a partir de la condensación del material perdido por el Sol durante un encuentro estelar. Más tarde, autores como Jeans y Jeffreys analizaron numéricamente los efectos de una interacción entre dos estrellas, desarrollando la teoría de mareas. Otros autores objetaron que la condensación de un filamento de material solar en planetas sería muy difícil de explicar, lo que ayudó a revalidar la hipótesis nebular.

Durante el siglo XX, hubo muchos autores que modificaron la teoría de Laplace en la búsqueda de la solución al problema del momento angular. Berlage consideró el rol de la viscosidad; Hoyle exploró la importancia del campo magnético y Schatzmann la relevancia de los vientos solares. Una estrella que rota, pierde masa a través del flujo de partículas a lo largo de las líneas de fuerza asociadas a su actividad magnética. Este transporte de materia lleva a una gran pérdida de momento angular, que puede explicar el período de rotación actual del Sol. También el transporte de materia por vientos solares contribuye a esta causa. En conclusión, esta explicación magnetohidrodinámica remueve la objeción acerca del momento angular en nuestro Sistema Solar. La teoría actual de origen de nuestro Sistema, se desarrolló a partir de estas ideas.

De acuerdo con nuestra teoría actual de formación del Sistema Solar, éste habría nacido a partir de una gran nube de gas y polvo que se encontraba orbitando el centro de la Galaxia. En esta nube molecular gigante, aproximadamente el 73 % habría sido constituido por Hidrógeno (H), mientras que el resto habría sido en su gran mayoría Helio (He), aunque también había un muy bajo porcentaje de elementos químicos más

pesados o como solemos decir en astronomía, metales. Allí no se habría originado nuestro Sol únicamente, sino que esta nube se habría fragmentado formando otras estrellas.

Se cree que el Sol se habría formado en una asociación OB, que es una región en donde también se forman estrellas muy masivas, de tipo espectral O y B. Las evidencias que respaldan esta idea, son estudios realizados en meteoritos, los cuales muestran una clara evidencia de que isótopos de corta vida ($t < 10^5$ años) habrían estado presentes en la nebulosa solar primitiva, lo que indica que una supernova cercana los habría inyectado en nuestro Sistema Solar antes de que el polvo se coagule formando agregados de mayor tamaño (Cameron & Truran, 1977; Tachibana et al., 2006). Además, algunos trabajos sugieren que el cinturón de trasneptunianos podría haber sido truncado como consecuencia de un pasaje estelar (Kobayashi, Ida & Tanaka, 2005). Estos trabajos muestran que nuestro Sol podría haber nacido en un medio ambiente de alta densidad de estrellas, lo que habría modificado las condiciones iniciales de nuestro Sistema.

La formación del Sol originó también un disco nebular a su alrededor. Hay diferentes versiones acerca de la evolución de este disco. Por un lado, tenemos el modelo de la nebulosa masiva, propuesto por Cameron, de acuerdo con el cual se considera un disco viscoso de cerca de $1 M_{\odot}$. Cerca del 85% de este disco, habría escapado debido a los vientos solares en algunos cientos de miles de años, mientras que la gran mayoría del material restante habría sido acretado por el Sol. De acuerdo con este modelo, los planetas se forman directamente a partir de inestabilidades gravitatorias en la nebulosa. Por otro lado, se encuentra el modelo de la nebulosa de baja masa, propuesto por Safronov. Este modelo, indica que la masa del disco luego del colapso de la estrella habría sido del orden de $0,01 M_{\odot}$. Más tarde, el disco se habría enfriado y el polvo se habría acumulado en la parte central del disco, formando agregados de mayor tamaño, que más tarde se combinarían formando los planetas. Esta última es la teoría más aceptada hoy en día y en la cual nos basamos para el desarrollo de esta tesis doctoral.

Algunos millones de años después de que esta nube comenzó a colapsar habría comenzado la formación del resto del Sistema Solar, habiéndose formado primero los planetas gigantes gaseosos, luego Urano y Neptuno, y finalmente los planetas terrestres, quienes habrían sufrido una evolución dinámica muy violenta debido a la influencia de los planetas gigantes y a la presencia de otros embriones planetarios con quienes habrían sufrido grandes impactos hasta que quedaron los sobrevivientes y futuros planetas terrestres del Sistema Solar.

Esta teoría, si bien tiene la aceptación de los astrónomos, aún tiene problemas y se la debe seguir refinando. Uno de los problemas es que si bien esta teoría es capaz de explicar la mayoría de las propiedades de nuestro Sistema Solar, es incapaz de explicar muchas de las características observadas en otros sistemas planetarios. Por este motivo, es importante el estudio y la observación de planetas que orbiten alrededor de otras estrellas para poder mejorar y refinar esta teoría, con el objetivo de conocer como nació y evolucionó nuestro Sistema Solar hasta llegar a ser lo que observamos hoy en día.

1.2. Sistemas planetarios extrasolares

Hasta la fecha se conocen más de 500 planetas orbitando estrellas cercanas ¹ y cada uno de estos descubrimientos nos ha planteado un nuevo interrogante por revelar. Estos interrogantes comienzan desde el primer planeta extrasolar descubierto, el cual fue detectado de una manera completamente inesperada, orbitando un objeto muy diferente a nuestro Sol: un pulsar. Estos objetos son remanentes de estrellas, que quedaron después de que esta agotó su combustible y explotó como una supernova. Estos objetos, emiten una radiación periódica tan estable, que podría pasar como el más exacto de los relojes y una variación en este pulso, permite inferir la presencia de un planeta orbitando a su alrededor. De esta manera se detectó el primer planeta extrasolar (Wolszczan & Frail, 1992), mostrando que existen planetas orbitando objetos que pasaron por eventos muy violentos, de los más violentos que conocemos en el Universo.

El primer planeta extrasolar orbitando una estrella de tipo solar fue hallado por Mayor y Queloz en 1995, este planeta, 51 Peg b, es un planeta gigante ($0,468M_{Jupiter}$), ubicado a $0,052 UA$ de la estrella central. Esta nueva población de planetas denominados “Hot-Jupiters” (o Júpiter-calientes) que comenzaron a detectarse, nos hizo pensar nuevas teorías para explicar cómo es que esos planetas llegaron ahí, que eventos podrían haber ocurrido para que estos Júpiteres se encontraran a distancias de la estrella similares o menores que Mercurio de nuestro Sol, y por qué este mecanismo no actuó de la misma manera en nuestro Sistema Solar.

Desde el año 2008 que somos capaces de observar exoplanetas por imagen directa, algo que hace algunos años nos parecía impensable. Estos nuevos descubrimientos realizados en las estrellas Fomalhaut (Kalas et al. 2008) y en HR8799 (Marois et al., 2008; Marois et al., 2010) nos revelaron la existencia de planetas gigantes ubicados muy lejos de la estrella central, ¡a distancias de 70 y casi 120 UA !. Esto nos plantea el desafío de explicar la formación y evolución de estos planetas.

En cuanto a los sistemas planetarios de múltiples planetas, podemos observar desde sistemas que albergan varios planetas gigantes muy cerquita de la estrella central, como es el caso del sistema de 4 planetas a menos de $1 UA$ de la estrella GJ 876 (Delfosse et al., 1998; Marcy et al., 1998; Marcy et al., 2001; Rivera et al., 2005; Rivera et al., 2010), hasta sistemas con planetas que orbitan su estrella central a distancias mucho mayores, como el sistema que orbita la estrella *HR 8799* con planetas ubicados a distancias entre 14 y 70 UA (Marois et al., 2008; Marois et al., 2010). Como vemos esta muestra es muy diversa y nos plantea el desafío de explicar los escenarios de formación de objetos de características diferentes.

Algunos de los exoplanetas o sistemas planetarios descubiertos, son lo suficientemente interesantes por sí mismos para justificar investigaciones teóricas de un único objeto de estudio. Tal es el caso del sistema planetario con tres planetas orbitando alrededor de la

¹<http://exoplanet.eu>

estrella HD69830 (Lovis et al., 2006; Alibert et al., 2006), o el planeta GJ 436b (Butler et al., 2004; Nettelmann et al., 2010) y el que orbita el pulsar *PSR* 1257 + 12 (Tavani & Brookshaw, 1992), sin olvidarnos de los planetas de nuestro Sistema Solar, quienes han dado lugar a un enorme número de trabajos para explicar su origen (ver por ejemplo, Solomon, 1976; Thommes et al., 1999; Hansen, 2009; Benvenuto et al., 2009).

Pero el hecho de que un modelo pueda explicar las propiedades de un solo objeto no es una condición suficiente para validar la teoría. De hecho, en general el número de parámetros del modelo es muy grande, mientras que el volumen de información que se deriva de un solo sistema, si bien es un aporte importante, es muy poco y no es lo suficientemente fuerte como para imponer restricciones a las teorías de formación.

Sin embargo, gracias al rápido crecimiento del número de planetas extrasolares conocidos, la situación ha cambiado radicalmente: en lugar de tener un único planeta o sistema planetario para el estudio, ahora podemos ser capaces de describir toda una población. Si bien esta población sigue siendo más chica de lo que nos gustaría que fuera, ya permite obtener una gran información de forma estadística (Udry y Santos, 2007) que nos ayuda a imponer cotas a los modelos de formación y supera lo que un único objeto de estudio puede aportar.

Paralelamente al descubrimiento de más y más productos finales del proceso de formación planetaria, grandes proyectos de búsqueda observacional han comenzado a caracterizar las condiciones iniciales de este proceso, es decir, los discos protoplanetarios (Andrews et al., 2009, 2010; Isella et al., 2009). Gracias a estas observaciones, empezamos a ser capaces de determinar la probabilidad de ocurrencia de las condiciones iniciales para la formación de sistemas planetarios, como ser la metalicidad del disco, su masa, tamaño o escala de tiempo de disipación.

1.3. Modelos de población artificial de exoplanetas

Estos dos conjuntos de datos observacionales hacen posible una nueva e interesante clase de estudios teóricos de formación de planetas: la síntesis de poblaciones planetarias generadas usando el método de Monte Carlo. Esta nueva clase de modelo teórico sirve de enlace entre los dos grupos de observaciones, tomando las distribuciones observadas de las propiedades del disco y utilizándolas como condiciones iniciales para modelar el proceso de formación planetaria.

Estos modelos semi-analíticos, permiten formar una gran cantidad de planetas con poco costo computacional, analizar estadísticamente esta muestra de “exoplanetas artificiales” y compararlos con los exoplanetas reales que son observados, de forma tal de establecer criterios y cotas a las teorías de formación planetaria. Esto puede responder a la pregunta de si la diversidad observada en los planetas extrasolares es simplemente consecuencia de la diversidad de las propiedades del disco. Como veremos, estos estudios han demostrado ser muy fructíferos, ya que no sólo permiten reproducir las

observaciones, sino también mostrar los vínculos y las correlaciones entre las diferentes condiciones iniciales y las características de los planetas resultantes, haciendo grandes aportes al mecanismo de formación. Por último, pero no menos importante, este enfoque permite optimizar las búsquedas en el futuro y el desarrollo y mejoras en la instrumentación cuando se combina con el sesgo en la detección para un método de observación en particular.

Los pioneros en este tipo de estudios fueron Ida y Lin, quienes muestran en una serie de trabajos (2004a, 2004b, 2005, 2008a, 2008b) el desarrollo de un modelo de formación de un planeta por disco protoplanetario. Su trabajo es simple pero conserva gran parte de la física relevante en el proceso de formación planetaria. Ellos se basaron en trabajos previos realizados por Mizuno (1980), Bodenheimer & Pollack (1986) y Pollack et al. (1996) para la formación de los planetas gigantes. Con este modelo llevaron a cabo un gran número de simulaciones numéricas con condiciones iniciales tomadas al azar, pero respetando lo observado en discos protoplanetarios hasta ese momento, formando una enorme población de planetas artificiales, que utilizan para imponer cotas a las teorías de formación a través del análisis estadístico de la población artificial encontrada.

Aunque hubo otros trabajos de similares características en donde se crea una población artificial de planetas (ver por ejemplo, Mordasini, Alibert & Benz, 2009 y Mordasini et al., 2009), en ninguno de estos modelos se forman sistemas planetarios de múltiples planetas, sino únicamente un planeta por disco protoplanetario. Si bien estos trabajos muestran resultados prometedores para explicar algunas de las propiedades observadas, estos resultados no fueron obtenidos en un marco realista de formación, dado que los planetas no se originan de forma aislada y el hecho de considerar la formación simultánea de varios embriones por disco puede cambiar de forma sustancial los resultados obtenidos, como puede verse por ejemplo en el trabajo de Guilera et al. (2010), quienes muestran que la formación simultánea de Júpiter y Saturno inhibe el crecimiento de este último, haciendo mayores las escalas de tiempo de formación.

El hecho de considerar la formación simultánea de varios planetas en un mismo disco, orbitando la misma estrella central, acota la cantidad de sólidos y gas disponible para el crecimiento de los mismos, como pasa en la realidad. Por otra parte al haber varios planetas creciendo muy cerca el uno del otro, pueden ocurrir encuentros cercanos o incluso violentas colisiones entre ellos, hecho que es una potencial fuente de crecimiento para los planetas y que es de vital importancia a la hora de determinar las características finales de los planetas como ser su masa, parámetros orbitales y de rotación. Sumado a esto, el formar varios planetas en simultáneo nos posibilita a analizar la arquitectura de los sistemas planetarios resultantes y determinar cual es la estructura de sistemas planetarios que esperamos encontrar en el Universo, explorando diferentes escenarios posibles y las probabilidades de encontrar planetas como el nuestro en cada uno de ellos, por ejemplo.

*Con esta motivación, es el objetivo de esta tesis desarrollar un modelo semi-analítico para formar **sistemas planetarios de múltiples planetas** que nos permita formar*

una gran población de sistemas planetarios artificiales, analizarlos estadísticamente, compararlos con las observaciones y de esta forma explicar algunas características de la muestra observada, que aún no fueron interpretadas, estableciendo cotas y nuevos criterios a tener en cuenta para los modelos de formación planetaria y que nos permita hacer predicciones acerca de la naturaleza de los sistemas planetarios que serán encontrados en los próximos años.

Capítulo 2

¿Qué nos dicen las observaciones?

“No habrá nada que impida una infinidad de mundos”

Epicuro

Hasta el año 1995, el único sistema planetario conocido era el nuestro, con lo cual, las teorías de formación se basaban en un único objeto de estudio. Nuestro Sistema Solar fue el único sistema planetario conocido durante miles de años, lo que trajo como consecuencia que sea el sistema del que más información tenemos, pero también el que más interrogantes nos trae.

En la década del 90 se encontró el primer objeto de características planetarias y a partir de ese momento, la tasa de descubrimientos se disparó de forma exponencial, como podemos observar en la figura 2.1, que muestra la tasa de descubrimiento de planetas extrasolares.

A lo largo de este capítulo presentaremos las características principales de los planetas conocidos hasta ahora, incluyendo tanto a nuestros vecinos del Sistema Solar, como a los planetas extrasolares, tratando de hacer énfasis en la diversidad de problemas que quedan por resolver, contextualizando a esta tesis doctoral.

2.1. Características del primer sistema planetario descubierto: nuestro Sistema Solar

Nuestro Sistema Solar está compuesto por el Sol, los planetas, sus satélites y demás objetos menores. Durante mucho tiempo se usó un modelo de Sistema Solar en donde la Tierra estaba en el centro mientras que el Sol, la Luna y los otros planetas (en ese momento se conocían 5) orbitaban a su alrededor. Éste era el modelo que el egipcio Ptolomeo propuso en el siglo II antes de Cristo y se mantuvo vigente hasta que en el

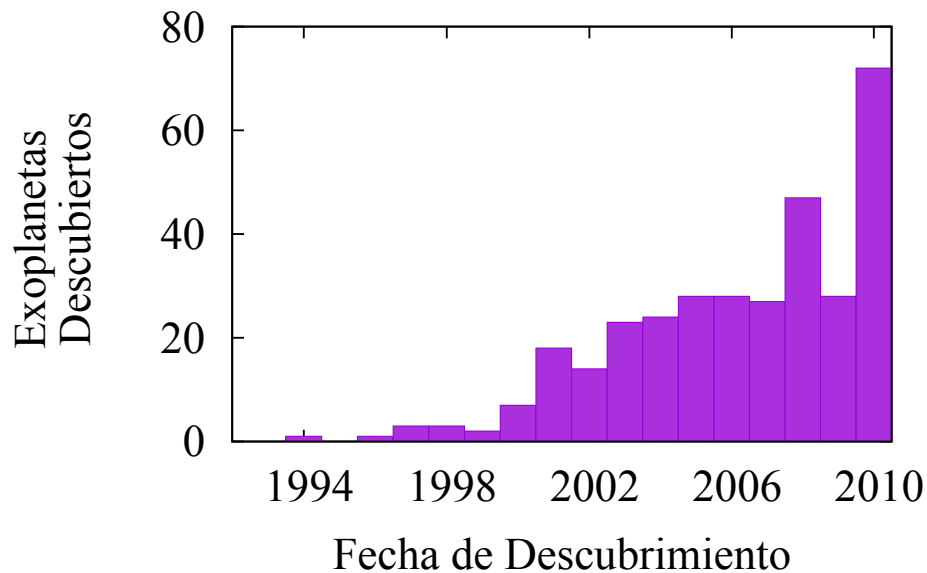


Figura 2.1: Histograma que muestra el número de exoplanetas descubiertos por año, desde que se encontró el primer planeta extrasolar, hasta fines del año 2010. Fuente: <http://exoplanets.org/>

siglo XVI fue reemplazado por el modelo que el osado Copérnico propuso, en donde sacó a la Tierra del centro del Sistema Solar para ubicar al Sol, hecho que le valió una fuerte oposición de la iglesia. De todas formas este modelo tampoco era perfecto y fue reemplazado por el que utilizamos hoy en día, en donde el Sol está en el centro y los planetas se mueven en órbitas excéntricas a su alrededor, cambio que fue introducido por el astrónomo alemán Johannes Kepler algunas décadas más tarde.

Nuestro conocimiento del Sistema Solar se ha disparado en las últimas décadas debido principalmente a la exploración interplanetaria. Las misiones enviadas nos han proporcionado mucha información de los planetas, así como de una diversa colección de satélites, y demás cuerpos del Sistema Solar. Por su parte, las observaciones desde Tierra también han seguido produciendo nuevos e interesantes descubrimientos y sumado a esto, los telescopios que se encuentran orbitando nuestro planeta, han proporcionado información en longitudes de onda no accesibles desde la superficie de la Tierra. De esta manera, tenemos una gran cantidad de información sobre los planetas, sus satélites, planetas enanos y acerca de los numerosos cuerpos menores, que nos han enseñado que cada objeto es el resultado de una combinación diferente de características físicas, químicas y procesos dinámicos, que hicieron que sea único.

Por otro lado, hay grandes tendencias sistemáticas y similitudes que son claves para la historia colectiva del Sistema Solar. Tal como lo observamos hoy en día, nuestro Sistema

parecería ser globalmente ordenado, en el sentido en que todos los cuerpos se mueven en la misma dirección y están casi en el mismo plano. También podemos observar que los planetas terrestres se ubican en la parte interna, más cerca del Sol y luego se ubican los planetas gigantes. Todas estas características globales nos dan mucha información que constituyó la base para la teoría de formación del Sistema Solar.

Aunque no pudimos observar los eventos que llevaron a su formación y posterior evolución, mucha información puede obtenerse estudiando su estructura actual y es por este motivo que consideramos el conocimiento de las principales características de los planetas de nuestro Sistema Solar como fundamental para comprender su historia y posibilitar el planteo de una teoría de génesis de nuestro sistema planetario.

2.1.1. Algunas definiciones...

Primero que nada mencionemos que es lo que diferencia un planeta de una estrella. Los objetos subestelares (entre los cuales se encuentran los planetas), son cuerpos celestes cuya masa es menor a la mínima masa necesaria para que la fusión de hidrógeno se produzca o sea sostenida durante escalas de tiempo significativamente largas. Esta masa mínima es de aproximadamente $0,08M_{\odot}$, pero puede variar un poco, dependiendo de la composición química de la estrella. Entre los objetos subestelares encontramos a las enanas marrones, planetas, satélites, planetas enanos y demás cuerpos menores como son los cometas y asteroides. En esta tesis nos concentraremos en los planetas y es por eso que daremos su definición.

Por supuesto que dar una definición de planeta no es tarea fácil. Antiguamente la palabra “planeta” era usada para definir a aquellos astros que brillaban pero tenían un movimiento diferente del de las estrellas. Planeta, tiene su raíz en la palabra griega *πλανητης* y se cree que fue usada científicamente por primera vez en la teoría heliocéntrica de Copérnico, pero de acuerdo con este escrito, planeta era todo cuerpo que, como la Tierra, giraba alrededor del Sol.

Este concepto prevaleció durante mucho tiempo, incluso cuando se descubrió Ceres en el año 1801, se pensó en un principio que era un planeta, hasta que debido a su tamaño (era muy pequeño como para verse como un disco por un telescopio) y al hecho de que se descubrieron otros objetos también pequeños en la misma región, hicieron que se pensara en una nueva clase de objetos que, si bien giraban alrededor del Sol, no tenían el tamaño suficiente como para ser un planeta y les dieron el nombre de asteroide.

Hace 80 años, cuando Clyde Tombaugh descubrió a Plutón, se pensó incorrectamente que éste era el planeta responsable de las irregularidades en el movimiento de Neptuno y fue colocado inmediatamente en la lista de planetas, a pesar de que no se conocía su masa. Plutón permaneció con esta clasificación aún luego de que se supiera que era un objeto muy pequeño, mucho menor que todos los planetas conocidos hasta ese momento. Pero en el año 1992, Jewitt & Luu descubrieron el primero de miles de objetos que orbitan más allá de la órbita de Neptuno, en lo que fue denominada la región transneptuniana.

Entre estos ~ 2000 objetos, se descubrió 2003 UB313 (Brown & Trujillo, 2003), que tiene una masa similar a la de Plutón. Este objeto, fue más tarde denominado Eris, quien es el Dios de la discordia y que es un nombre muy apropiado dado que fue éste uno de los astros que trajo de nuevo la discusión acerca de la necesidad de dar una definición de planeta. La Unión Astronómica Internacional (IAU por sus siglas en inglés), es la responsable de nombrar a los cuerpos planetarios y sus satélites desde principio del siglo XX y era entonces la responsable dar una definición de planeta.

En la asamblea general de la IAU llevada a cabo en Praga en el año 2006, se resolvió¹ que planeta es todo cuerpo del Sistema Solar que no es un satélite y cumple:

- (a) que está en órbita alrededor del Sol,
- (b) que tiene suficiente masa como para que su propia gravedad contrarreste las fuerzas de cuerpo rígido y adquiera una forma cuasi esférica, correspondiente al equilibrio hidrostático y,
- (c) que ha vaciado la vecindad de su órbita.

En el último punto lo que se quiere decir es que no debe haber ningún cuerpo de tamaño similar o mayor al planeta en las cercanías de la órbita del mismo, a excepción de sus satélites y de los Troyanos, si los tuviera. De esta manera nuestro Sistema Solar está compuesto por 8 planetas: Mercurio, Venus, Tierra, Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno. Veamos las principales características de estos planetas.

2.1.2. Planetas terrestres

A los planetas terrestres también se los llama planetas interiores o rocosos y ordenados de acuerdo a su distancia al Sol son: Mercurio, Venus, la Tierra y Marte. Estos planetas tienen un porcentaje muy bajo de la masa total de nuestro sistema planetario, sin embargo, su importancia radica en que uno de ellos es el único planeta conocido que alberga vida.

Los planetas terrestres se caracterizan por tener una superficie sólida y una pequeña atmósfera, formada a partir de la liberación de gases debido a impactos durante su formación. En todos estos planetas los impactos con otros embriones durante su formación jugaron un papel fundamental en determinar sus características físicas y propiedades dinámicas. En la tabla 4.1 podemos ver algunas de las principales características de estos planetas.

Como podemos observar en la tabla, nuestro planeta es el planeta terrestre con mayor masa, seguido por Venus, Marte y finalmente Mercurio, el planeta más pequeño del Sistema Solar. Pero el hecho de ser el planeta menos masivo no lo hace menos

¹resolución b5 de la Asamblea General de la IAU

Cuadro 2.1: Principales características de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar. En la tabla la inclinación se toma respecto del plano medio de la órbita de la Tierra alrededor del Sol.

Nombre	Masa [gr]	Semieje Mayor [UA]	Excentricidad	Inclinación	Oblicuidad
Mercurio	$3,3 \times 10^{26}$	0,387	0,206	7°	0,1°
Venus	$4,9 \times 10^{27}$	0,723	0,007	3,4°	177,4°
Tierra	6×10^{27}	1	0,017	0°	23,5°
Marte	$6,4 \times 10^{26}$	1,524	0,093	1,8°	25,2°

importante. Por el contrario, Mercurio es una parte fundamental del rompecabezas de nuestro Sistema Solar, aunque sabemos menos de este planeta que lo que sabemos de cualquier otro. Si miramos las excentricidades, vemos que a excepción de Mercurio, todos tienen bajas excentricidades, siendo sus órbitas casi circulares y cuando miramos las inclinaciones de las órbitas respecto de la órbita media de la Tierra, encontramos que Mercurio es el planeta cuya órbita tiene la mayor inclinación. Además, Mercurio es el planeta más cercano al Sol y las fuertes mareas hicieron que sea el único planeta terrestre en estar en una resonancia spin-órbita 3:2, lo que indica que por cada tres rotaciones, completa dos órbitas alrededor de nuestra estrella central. Como también puede verse en la tabla 4.1, Mercurio es el planeta terrestre que actualmente tiene la oblicuidad más chica, aunque su evolución es un tema de estudio que no está resuelto (Rambaux & Bois, 2004; Yseboodt & Margot, 2006; Correia & Laskar, 2010). Agregado a esto, la estructura interna de Mercurio es única en el Sistema Solar e impone algunos interrogantes acerca del origen de éste planeta (Siegfried & Solomon, 1947; Benz et al., 1988; Wetherill, 1994; Malavergne et al., 2010), que afecta también a la formación y evolución de todos los planetas terrestres.

Pero Mercurio no es el único planeta en presentar interrogantes, cada planeta terrestre tiene algo que lo caracteriza, lo hace único y presenta una incógnita a develar si queremos conocer la historia de nuestro Sistema Solar. Una de las principales características del planeta Venus es su densa atmósfera, la cual fue estudiada por cerca de 22 misiones que se enviaron a Venus con este fin y la convirtieron en la segunda atmósfera más estudiada del Sistema Solar, luego de la de nuestro planeta. Venus tiene además un período orbital de aproximadamente 224,7 días y una rotación en sentido retrógrado que es más lenta, con una duración de 243,02 días. Como vemos en la tabla 4.1, la oblicuidad de este planeta es de 177,4°, la mayor oblicuidad del Sistema Solar y que además plantea el desafío de tratar de explicar su origen, como puede verse en los trabajos de Goldreich & Peale (1970), Laskar & Robutel (1993) y en Correia & Laskar (2001), por citar algunos ejemplos.

Mucho del interés en el planeta Marte se centra en la historia de su superficie y los

volátiles atmosféricos como el agua y el dióxido de carbono. La razón de este interés radica en que estos volátiles controlaron los cambios en el medio ambiente marciano, y entender la historia del agua y el clima en Marte es importante para la búsqueda de vida en ese planeta. Por otro lado, si queremos comprender la evolución del clima marciano debemos estudiar la oblicuidad del planeta (Jakosky et al., 1995; Nakamura & Tajika, 2003). Al igual que en todos los planetas terrestres, la oblicuidad de Marte es un tema de investigación no resuelto. Actualmente Marte tiene una oblicuidad cercana a la de la Tierra (como puede verse en la tabla 4.1), aunque algunos estudios determinaron que ésta sufre variaciones (Ward, 1973; Ward & Rudy, 1991) y actualmente se cree que tiene un comportamiento caótico (Laskar & Robutel, 1993; Touma & Wisdom, 1993) y por lo tanto el actual no sería su valor primordial.

Finalmente nos queda el planeta Tierra. Si bien nuestro planeta es el mayor de los planetas terrestres y además es el único planeta conocido hasta ahora en el que hay vida, se parece en algo a sus vecinos rocosos: tiene volcanes, cráteres de impacto en su superficie, actividad tectónica...aunque es el único planeta que actualmente tiene actividad geológica en su interior. Nuestro satélite es uno de los más grandes en todo el Sistema Solar y es también muy importante para el desarrollo de la vida en la Tierra dado que permite que tengamos una oblicuidad estable (Laskar et al., 1993). La formación de la Luna es un tema de profundo debate (Ringwood et al, 1990; Ringwood et al, 1991; Pahlevan & Stevenson, 2007), aunque el escenario de formación a partir de un impacto con la Tierra primitiva sigue siendo el más aceptado (Canup & Asphaug, 2001; Wiechert et al., 2001; Canup, 2004; Canup, 2008).

Nuestro planeta es el único planeta en el Universo en el que se sabe que hay vida. Uno de los componentes principales para el desarrollo de la vida en nuestro planeta es el agua, y si bien el agua es abundante en el Sistema Solar, en la Tierra es en el único lugar de todo el Sistema Solar en el que se dieron las condiciones para que ésta se encuentre de forma abundante en estado líquido sobre la superficie del planeta. Los principales responsables de que se encuentre tanta agua en nuestro planeta son los planetas gigantes, quienes eyectaron asteroides al Sistema Solar interior, los cuales impactaron con nuestro planeta trayendo gran parte del agua primitiva (Raymond et al., 2009; Lunine et al., 2009). La formación y evolución de nuestro planeta, su satélite y consecuentemente nuestra propia existencia, esta ligada a la del resto de los planetas del Sistema Solar y es por esto que es importante estudiar la formación colectiva del Sistema Solar para tener una mejor comprensión de nuestra propia historia.

2.1.3. Planetas gigantes

Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno son los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. Estos planetas dominan la masa planetaria y el momento angular total del Sistema, por lo que una comprensión de su formación y evolución es fundamental para reconstruir la historia de nuestro sistema planetario. También se cree que han jugado un papel im-

Cuadro 2.2: Principales características de los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar.

Nombre	Masa [gr]	Semieje Mayor [UA]	Excentricidad	Inclinación	Oblicuidad
Júpiter	$1,9 \times 10^{30}$	5,203	0,048	1,3°	3,1°
Saturno	$5,7 \times 10^{29}$	9,537	0,054	2,5°	26,7°
Urano	$8,7 \times 10^{28}$	19,189	0,047	0,8°	97,9°
Neptuno	1×10^{29}	30,070	0,009	1,8°	28,8°

portante en la evolución dinámica de los planetas terrestres, habiendo sido la principal causa de los impactos de asteroides sufridos por la Tierra, que trajeron gran parte del agua primitiva (Raymond et al., 2009; Lunine et al., 2009).

A diferencia de los planetas terrestres del Sistema Solar interior, que tienen una superficie sólida compuesta principalmente de rocas, los planetas gigantes se componen de hielos y gas a presiones y temperaturas que no permiten la formación de una costra superficial. Si bien en el escenario más aceptado se estima que tienen núcleos rocosos, estos planetas son totalmente gaseosos en sus capas observables.

A los planetas gigantes los podemos dividir en dos categorías (por ejemplo, Irwin, 2003). Júpiter y Saturno son ejemplos de gigantes gaseosos, cuya mayor parte está dominada por hidrógeno gaseoso y helio. Urano y Neptuno, en cambio, son en su mayoría compuestos de hielos de agua, amoníaco y metano, aunque también tienen una gran atmósfera compuesta principalmente por hidrógeno y helio. En la tabla 2.2 se encuentran las principales características de estos planetas.

En la tabla podemos ver que una de las grandes diferencias entre estos planetas y los planetas terrestres es la masa. Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno tienen grandes masas, siendo Urano el más pequeño y aún así 14 veces más masivo que el mayor de los planetas terrestres. Otra cosa que se destaca en la tabla 2.2 son las pequeñas excentricidades que observamos en estos planetas, que tienen órbitas casi circulares. Finalmente si miramos las oblicuidades, encontraremos que a excepción de Urano, todos tienen oblicuidades bajas. Urano es la excepción. Este planeta se encuentra inclinado más de 90 grados desde la normal al plano de su órbita y si bien se propusieron varias teorías para explicar su gran oblicuidad (ver por ejemplo, Kubo-Oka & Nakazawa, 1995; Abel & Alexander, 2001; Boué & Laskar, 2010), la causa de la inclinación de Urano es una de las grandes incógnitas acerca de este planeta y de todo nuestro Sistema Solar.

De acuerdo con el escenario más aceptado para explicar su formación, éstos planetas se habrían formado primero acretando hielo y roca, lo que habría dado origen al núcleo, y luego habría comenzado la acreción gaseosa (Pollack et al., 1996; Alibert et al., 2005; Hubickyj et al., 2005; Benvenuto & Brunini, 2005), la que tuvo que ocurrir antes de que el gas se haya disipado de la nebulosa primordial. Un escenario alternativo propone que la

formación de estos planetas ocurre rápidamente a partir de inestabilidades gravitatorias en la nebulosa primordial² (Boss, 1997, 1998). La discusión acerca de la formación de estos planetas todavía esta abierta y junto con el conocimiento de su estructura interna, constituyen los dos grandes interrogantes acerca de los planetas gigantes y de todo el Sistema Solar.

2.2. Más allá de nuestro Sistema Solar

En la sección 2.1.1 se estableció la definición de planeta la cual se refiere exclusivamente a objetos celestes que pertenecen a nuestro Sistema Solar. Sin embargo, desde el año 1992, cuando se descubrió el primer objeto de características planetarias orbitando un astro que no es el Sol, surgió la necesidad de darles un nombre a estos objetos que tienen las características de planetas pero se encuentran fuera del Sistema Solar.

Si bien la definición oficial aún no fue establecida, se les suele llamar *exoplanetas* o *planetas extrasolares* a los objetos que cumplen con las condiciones b) y c) de la definición de planeta (ver sección 2.1.1), pero que orbitan una estrella que no es el Sol, aunque también se han descubierto los llamados exoplanetas libres, que son objetos que cumplen con las condiciones b) y c), pero no se encuentran orbitando ningún astro (Béjar et al., 2001; Lucas et al., 2001; Zapatero Osorio et al., 2002), aunque nosotros no nos referiremos a ellos a lo largo de esta tesis y siempre que se hable de exoplanetas o planetas extrasolares estaremos refiriéndonos a aquellos objetos que se encuentran orbitando un astro central.

La figura 2.2 nos muestra el diagrama de masas y semiejes de los exoplanetas descubiertos hasta la fecha. En este diagrama los exoplanetas se ubican de una forma particular que nos proporciona una buena forma de visualizar algunas propiedades comunes de los planetas extrasolares que reflejan de esta manera su escenario de formación. En el diagrama podemos distinguir principalmente dos poblaciones de exoplanetas. Una población de objetos con mucha masa a distancias muy cortas de la estrella central (de aquí en adelante los denominaremos población I) y una acumulación de objetos más allá de 1 *UA* (llamada población II). Con el objetivo de explicar la presencia de estas dos poblaciones, necesitamos reconstruir su proceso de formación, empezando por reconocer cuáles fueron las condiciones iniciales a partir de las cuales se originaron.

Los planetas se forman a partir del disco de gas y polvo que se forma alrededor de una estrella recién nacida. Si queremos conocer cuáles son las típicas condiciones iniciales a partir de las cuáles surge la formación de un sistema planetario, necesitamos conocer las principales características de estos *discos protoplanetarios*.

²Una discusión más detallada de las dos teorías de formación de planetas gigantes será desarrollada en la sección 3.5

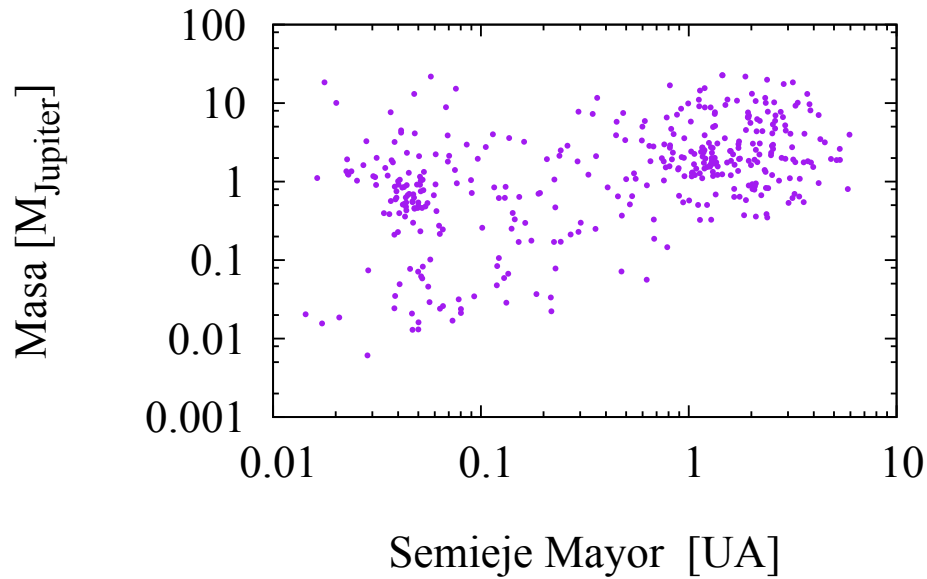


Figura 2.2: En la figura observamos la distribución actual de masas y semiejes de exoplanetas observados. Los exoplanetas orbitando estrellas binarias o sistemas múltiples fueron excluidos de la muestra.

2.2.1. Discos protoplanetarios

En nuestro Sistema Solar, los vectores momento angular de los planetas y el Sol están casi alineados entre ellos. Esto llevó a desarrollar la idea de que los planetas del Sistema Solar se formaron a partir de un disco protoplanetario de material que orbitaba alrededor del Sol primitivo.

La idea de que los planetas se forman a partir de discos protoplanetarios formados alrededor de la protoestrella, implica que las propiedades de los sistemas planetarios están directamente relacionadas con aquellas de los discos en los que nacieron. Por este motivo comprender la evolución del disco lleva naturalmente a la comprensión de la naturaleza del sistema planetario resultante y es por esto que es tan importante su observación y caracterización.

Detección

Mucho del conocimiento que tenemos acerca de los discos protoplanetarios se deriva de observaciones realizadas en estrellas T Tauri. Estas son estrellas recién nacidas, que tienen entre 10^5 y 10^7 años, de tipo espectral G, K o M, originalmente identificadas por sus otras características observacionales: fuertes líneas de emisión de Balmer, exceso ultravioleta y emisión infrarroja, variabilidad y evidencia de outflows. Este exceso en el

infrarrojo alrededor de muchas de estas estrellas estaría indicando la presencia de un cuerpo de gran área y baja temperatura que acompaña a la estrella central, lo que se interpretó como la existencia de un gran disco de polvo y gas que la rodea (Beckwith & Sargent, 1993).

Las primeras imágenes de discos circumestelares se obtuvieron a mediados de los 80, con observaciones interferométricas en el continuo de emisión milimétrico y algunos años después con imágenes de alta resolución en el óptico e infrarrojo (Koerner et al., 1998). A partir de allí, muchos discos fueron observados, tanto desde telescopios en tierra, como en el espacio (mirar por ejemplo, Roddier et al., 1996; Stapelfeldt et al., 1998; Potter et al., 2000; Krist et al. 2000; Andrews et al., 2009; Isella et al., 2009; Andrews et al., 2010).

Veamos algunas de las principales características de estos discos formados alrededor de estrellas recién nacidas.

Características

Tamaño, estructura y masas de los discos protoplanetarios. Las diferencias en las propiedades estructurales de los discos son el resultado de la diversidad de algunos parámetros fundamentales como ser el momento angular total, sus masas, composición química y campos magnéticos, durante el colapso de la nube molecular (Hueso & Guillot, 2005). Por otro lado, en regiones de alta densidad estelar, las estrellas cercanas también pueden influenciar la estructura y dinámica de los discos a través de encuentros cercanos o de la fuerte radiación emitida por las mismas. Hacen falta investigaciones detalladas acerca de la estructura y origen de los discos, para mejorar nuestra comprensión de la formación de los sistemas planetarios.

Sin embargo, aunque la estructura de los discos protoplanetarios aún no está bien determinada, algunos trabajos presentados recientemente (Andrews et al., 2009; Isella et al., 2009; Andrews et al., 2010) modelan la densidad de gas y sólidos utilizando soluciones de similitud para discos de acreción viscosos³ (Hartmann et al., 1998). De acuerdo con este modelo, la densidad superficial de gas y sólidos estaría bien representada por una ley de potencias en la parte interna del disco, seguido por un decaimiento exponencial. El radio a partir del cual las densidades decaen exponencialmente se denomina radio característico del disco, R_c , y los valores típicos de esta cantidad pueden verse en la figura 2.3, en donde se muestra un histograma con los valores de R_c hallados para los 17 discos observados por Andrews et al. (2009, 2010) sumados a los 14 discos observados por Isella y colaboradores (2009). En esta figura puede notarse que la mayoría de los discos concentran su material dentro de las 100 UA, aunque algunos pueden extenderse hasta cerca de 1000 UA.

³los modelos para representar la estructura de los discos protoplanetarios serán explicados en detalle en la sección 4.4.1

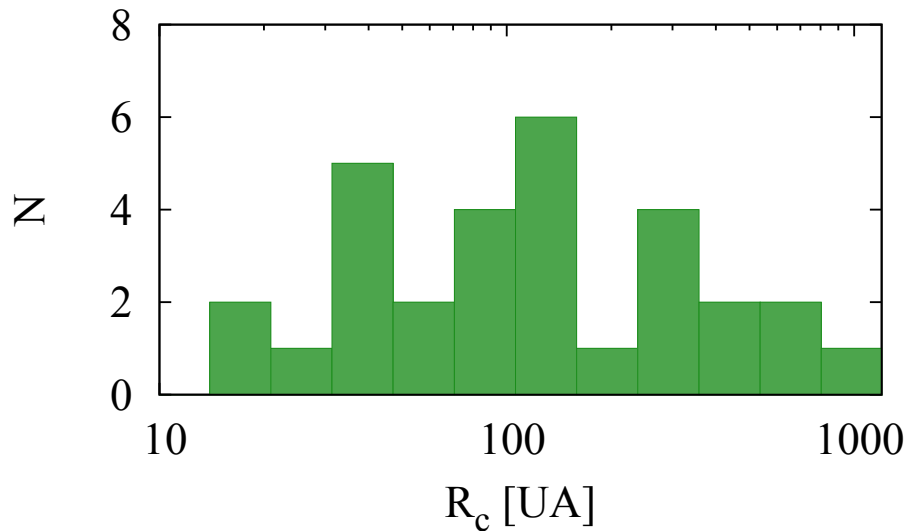


Figura 2.3: Histograma de los radios característicos de los discos protoplanetarios observados por Andrews et al. (2009, 2010) e Isella et al. (2009). Los radios característicos están en unidades astronómicas.

Por otro lado, la figura 2.4 nos muestra un histograma con las masas de los discos derivadas de las observaciones y los modelos numéricos. De acuerdo con estos resultados, los discos protoplanetarios tienen masas entre 0,003 y 0,5 masas solares, aunque la gran mayoría de estos discos tiene 0,05.

Estas características de los discos son de gran importancia dado que la masa nos dice con cuánta materia prima se cuenta para formar al sistema planetario y el radio del disco nos indica hasta donde se encuentra distribuida.

Edad de los discos protoplanetarios. Los discos no permanecen siempre con su masa y estructura primordial. Hay procesos que actúan redistribuyendo la masa, transformando el polvo en partículas de mayor tamaño, y dispersando la mayor parte del gas y el polvo.

Estos procesos son los responsables de decidir el destino del sistema planetario. Por un lado, sabemos que cuando las partículas de polvo son lo suficientemente pequeñas están ligadas al gas y por lo tanto si el gas se dispersa antes de que estas partículas hayan tenido la oportunidad de crecer, todo el polvo se perderá y los planetesimales y planetas no podrán formarse. Aún si hubiera tiempo para que las partículas de polvo se coagulen formando embriones planetarios, la formación de planetas gigantes como Júpiter y Saturno se verá truncada si el gas se dispersa antes de que comience el proceso

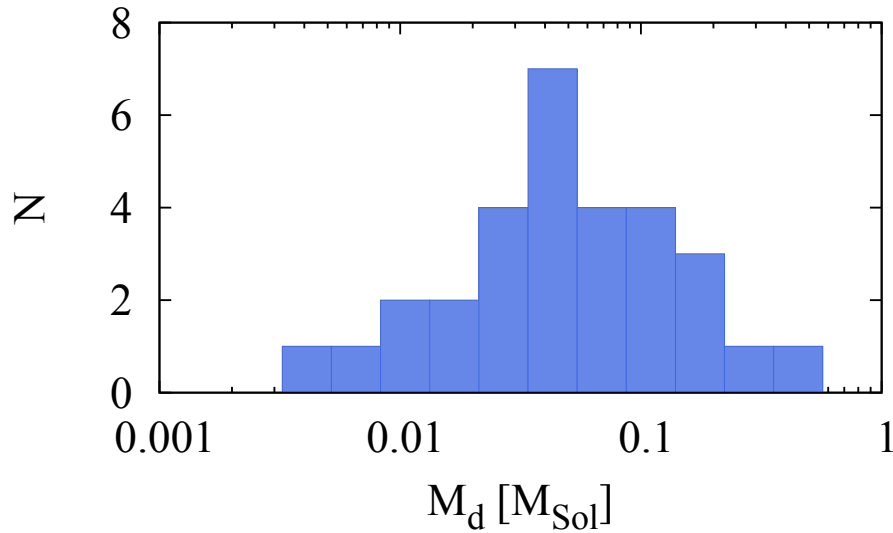


Figura 2.4: En la figura se muestra un histograma de las masas de los discos protoplanetarios observados por Andrews et al. (2009, 2010) e Isella et al. (2009). Las masas están en masas solares.

de acreción gaseosa (Pollack et al, 1996). Por otra parte, y como veremos más adelante, la dispersión de gas afecta a la migración planetaria e influye en los parámetros orbitales de los planetas (Kominami e Ida, 2002). Todo esto hace que conocer la evolución de los discos y cual será la duración de los mismos sea fundamental para conocer el destino del sistema planetario.

En la figura⁴ 2.5 podemos ver las edades de la muestra de estrellas en un dado cúmulo en función de la fracción de estrellas con discos en dicho cúmulo. Cada punto representa los datos para un dado cúmulo joven observado, los cuales ordenados de acuerdo a su edad (desde el más joven) son: NGC 2024, NGC 1333, Taurus, Cúmulo de la nebulosa de Orion, NGC 7129, NGC 2068/71, Cha I, IC 348, σ Ori, NGC 2264, Tr 37, Ori OB1b, Upper Sco, NGC 2362, γ Vel, λ Ori, η Cha, TW Hya, 25 Ori, NGC 7160, β Pic, UCL/LCC. La línea llena nos muestra el mejor ajuste que se obtuvo para caracterizar la escala típica de disipación de los discos protoplanetarios, la cual es de $2,5 \times 10^6$ años. Pero en la figura podemos ver que hay estrellas de hasta 15 millones de años en las que todavía se observan discos, aunque la mayoría de los discos se encuentra en estrellas jóvenes, tal como habían encontrado autores como Haisch et al. (2001) y Hernández et al. (2007), por mencionar algunos.

El gas y el polvo de un disco desaparece por diversos motivos. Por un lado, hay

⁴Este gráfico fue extraído del trabajo de Mamajek, 2009

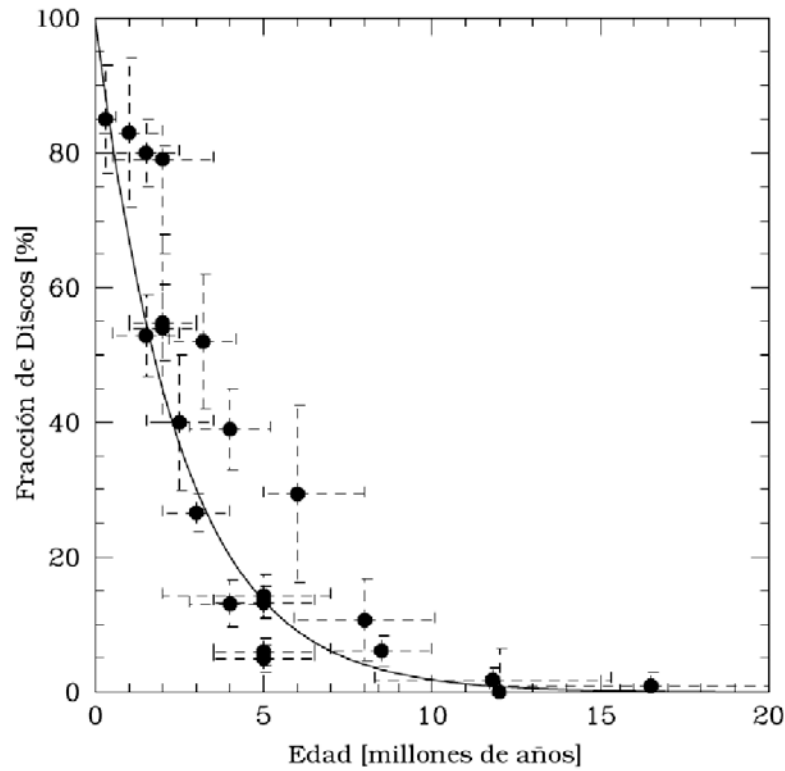


Figura 2.5: La figura muestra la edad de la muestra de estrellas como función de la fracción de estrellas con discos primordiales observados en cúmulos jóvenes. El mejor ajuste encontrado en escala logarítmica se encuentra graficado con la línea llena, el cual nos dice que la escala de disipación del disco característica de la muestra es de $2,5 \times 10^6$ años. En la figura se encuentra graficada la información de los siguientes cúmulos nombrados desde el más joven al más viejo: NGC 2024, NGC 1333, Taurus, Cúmulo de la nebulosa de Orión, NGC 7129, NGC 2068/71, Cha I, IC 348, σ Ori, NGC 2264, Tr 37, Ori OB1b, Upper Sco, NGC 2362, γ Vel, λ Ori, η Cha, TW Hya, 25 Ori, NGC 7160, β Pic, UCL/LCC. (Este gráfico fue extraído del trabajo de Mamajek, 2009)

una acreción de gas hacia la estrella central (Hartmann et al., 1998), que causa una disminución gradual de la densidad superficial del disco. Observacionalmente, se observa que sólo el 10 % de las estrellas jóvenes con discos observados tienen discos en un estado intermedio, discos de transición, lo que estaría indicando que estos discos son poco comunes y por lo tanto se infiere que el tiempo de escala para la disipación del disco es menor que el predicho por el efecto de drenaje viscoso únicamente (Simon & Prato, 1995; Wolk & Walter, 1996). Hollenbach et al., (2000) discuten éste y otros mecanismos y encontraron que este drenaje viscoso es el principal mecanismo de dispersión en el interior del disco, pero es necesario otro mecanismo que actúe rápido y eficientemente dispersando el gas en las partes exteriores del disco.

Una pista que proporcionó un mecanismo más eficiente de remoción del disco gaseoso fue proporcionada por observaciones realizadas en estrellas de baja masa, expuestas al fuerte flujo producido por estrellas masivas cercanas en el cúmulo del Trapecio, ubicado en el centro de la Nebulosa de Orión (O'Dell, Wen y Hu, 1993). Las imágenes revelan nubes que rodean las estrellas jóvenes con discos, lo que se interpreta como la fotoevaporación y el escape de gas en el disco como resultado de la ionización producida por la radiación externa (Johnstone, Hollenbach y Bally, 1998). Sumado a esto, observaciones fotométricas y espectroscópicas realizadas por algunos surveys de discos protoplanetarios, parecen sugerir que los discos primordiales observados alrededor de estrellas poco masivas duran más que aquellos detectados alrededor de estrellas de alta masa (Lada et al., 2000; Lada et al., 2006; Carpenter et al., 2006), lo cual está sugiriendo algún mecanismo de disipación independiente de la evolución viscosa del disco.

Este proceso es relativamente simple (ver por ejemplo, Hollenbach et al., 1994) y se basa en que el gas de las capas más superficiales del disco es ionizado y calentado por fotones ultravioleta. La temperatura en este gas superficial aumenta a valores cercanos a los diez mil grados kelvin, lo que ocasiona que la velocidad del sonido en el gas caliente supere a la velocidad Kepleriana local. Por lo tanto, el gas se desliga y se aleja del disco como un viento térmico. Este proceso puede ocurrir independientemente de si el flujo ultravioleta surge de una fuente externa, como una estrella masiva cercana, o de la misma estrella central.

2.2.2. Planetas extrasolares

Nos llevó miles de años explorar nuestro propio planeta y tardamos algunos siglos en comprender nuestros planetas vecinos, que aún hoy siguen siendo un tema de profunda investigación. Tampoco hemos explorado los confines de nuestro propio Sistema Solar, pero cada semana se descubren mundos nuevos. Como ya hemos dicho, se conocen más de 500 exoplanetas... y seguimos contando. Aunque el principal objetivo de esta búsqueda es puramente filosófico y tiene que ver con nuestra necesidad de encontrar nuestro lugar y descubrir si somos los únicos en el Universo, en los años que llevamos de búsqueda se fueron descubriendo nuevos rumbos, mundos impensados que nos llevaron

a replantearnos los conocimientos que creíamos tener acerca de la formación y evolución planetaria.

Como podemos ver en la figura 2.2, hemos encontrado planetas como Júpiter a distancias 10 veces menores de lo que nosotros nos ubicamos del Sol, los llamados Hot-Jupiters o Júpiteres “calientes” en clara alusión a las temperaturas de estos planetas debido a su cercanía con la estrella central. Pero esto no terminó ahí. También hemos encontrado los llamados Neptunos calientes, y por otro lado encontramos planetas muy fríos, extremadamente lejos de su estrella si comparamos con lo que estamos acostumbrados a ver en nuestro Sistema Solar. También se han descubierto planetas denominados “super Tierras”, planetas rocosos pero de tamaños cercanos a 10 veces nuestro planeta...pero aún no encontramos ninguno semejante al nuestro. Será porque son poco llamativos, en el sentido de que ver un planeta tan pequeño y tenue entre el resplandor de su estrella es como tratar de ver una luciérnaga al lado de un faro. Sin embargo, los avances en las técnicas observacionales hacen que fantaseemos con descubrir mundos semejantes al nuestro.

Si nos concentramos en la muestra de exoplanetas observados hasta ahora, encontramos que presenta objetos muy diversos, pero debemos tener en cuenta que esta muestra se encuentra desviada hacia los planetas que somos capaces de detectar con la tecnología actual. Si queremos conocer cuáles son las principales características de esta población y si ésta representa a la población real, necesitamos conocer cuáles son los métodos para detectarlos, así como las limitaciones de los mismos.

Métodos de detección

La luz de los planetas es muy tenue, dado que no reflejan una cantidad de luz similar a la producida por una estrella. De todas formas, aunque el contraste de brillo entre la estrella y el planeta hacen que en la mayoría de los casos no podamos verlos, su presencia puede inferirse debido al efecto que producen en la estrella central.

Los mecanismos de detección de planetas extrasolares pueden clasificarse en dos grupos: directos e indirectos. Los directos son aquellos en los que observamos directamente el planeta mientras que en los indirectos se infiere su presencia. Los métodos indirectos son los que tuvieron más éxito hasta ahora y son el método de velocidades radiales, los tránsitos, el método de microlentes gravitacionales y astrometría. En la tabla 2.3 podemos ver un detalle de la cantidad de planetas observados⁵ con cada método.

Velocidades radiales El método de detección más exitoso hasta ahora es el método de velocidades radiales o corrimiento Doppler. La mayoría de los descubrimientos se han

⁵La suma de los porcentajes es mayor que 100% esto es porque mostramos los planetas detectados con los diferentes métodos y muchos de ellos fueron observados con más de una técnica. Fuente: <http://exoplanets.eu>

Cuadro 2.3: Porcentaje de exoplanetas observados con cada método. En la columna de velocidades radiales también se incluyeron los planetas detectados con el método de Astrometría, que son la gran minoría. La suma de los porcentajes es mayor que 100 %, dado que mostramos los planetas detectados con los diferentes métodos y muchos de ellos fueron observados con más de una técnica.

	Velocidades Radiales	Tránsitos	Microlentes Grav.	Imagen Directa	Timing
Exoplanetas Observados	93.4 %	18.9 %	2.1 %	2.7 %	1.7 %

realizado con esta técnica. De hecho, el primer exoplaneta orbitando alrededor de una estrella de tipo solar fue descubierto en 1995 de esta manera (Mayor & Queloz, 1995).

Este método se basa en el hecho de que al haber una estrella y un planeta, la perturbación gravitatoria mutua hace que ambos orbiten el centro de masa del sistema. Si nos concentramos en la estrella, esta perturbación causa un pequeño movimiento de “bamboleo” en la misma. Este movimiento ínfimo puede detectarse por un observador en la Tierra, que mediante un análisis espectroscópico detectará la componente de este movimiento en la dirección de la visual. La velocidad de la estrella en esta dirección se denomina velocidad radial y de ahí el nombre del método. Cuando la estrella se acerca a la Tierra se medirá el corrimiento de las líneas espectrales (efecto doppler) hacia el azul, mientras que cuando se aleja se correrán hacia el rojo, siempre respecto de lo que se obtendría si la estrella estuviera en reposo.

Del análisis de los espectros obtenidos a lo largo de uno o varios períodos orbitales se puede obtener la curva de velocidad radial de la estrella. A partir de la amplitud máxima de esta curva podremos determinar la masa mínima del planeta. Decimos que obtenemos la masa mínima porque lo que obtenemos es el producto de la masa con el seno de la inclinación de su órbita.

Como podemos notar, la detección de exoplanetas con este técnica depende de la precisión con la que podemos medir las variaciones de la velocidad radial. Hasta ahora y gracias a los avances en las técnicas observacionales, se han logrado medir variaciones de hasta 1 m/s , aproximadamente la velocidad de un peatón. Esto es suficiente para medir la influencia que un Júpiter caliente ejerce sobre la estrella, pero no para detectar un planeta como la Tierra a 150 millones de kilómetros de su estrella central. En ese caso, necesitaríamos poder detectar variaciones inferiores a $0,1 \text{ m/s}$, algo que todavía no somos capaces de observar. Es por eso que con esta técnica se favorece la detección de planetas gigantes y mucho mejor cuanto más cerca se encuentren de su estrella, aunque también se puede inferir la presencia de un planeta gigante que como Júpiter, orbite a distancias de $\sim 5 \text{ UA}$, como ser los casos de HD 13931 b (Howard et al., 2010), HD

Cuadro 2.4: Probabilidad de tránsitos, duración y profundidades de los mismos, para los planetas de nuestro Sistema Solar como vistos por un observador lejano, ubicado fuera del Sistema Solar (Quirrenbach, 2006).

Planeta	Probabilidad	Duración [hs]	Profundidad
Mercurio	$1,2 \times 10^{-2}$	8	$1,2 \times 10^{-5}$
Venus	$6,4 \times 10^{-3}$	11	$7,6 \times 10^{-5}$
Tierra	$4,7 \times 10^{-3}$	13	$8,4 \times 10^{-5}$
Marte	$3,1 \times 10^{-3}$	16	$2,4 \times 10^{-5}$
Júpiter	$8,9 \times 10^{-4}$	30	$1,1 \times 10^{-2}$
Saturno	$4,9 \times 10^{-4}$	40	$7,5 \times 10^{-3}$
Urano	$2,4 \times 10^{-4}$	57	$1,3 \times 10^{-3}$
Neptuno	$1,5 \times 10^{-4}$	71	$1,3 \times 10^{-3}$

160691 e (Santos et al., 2004), HD 217107 c (Wright et al., 2009), 55 Cnc d (Fisher et al., 2008), HD 13497 c (Jones et al., 2010) y de hecho se ha medido un exoplaneta ubicado a $11,6 \text{ UA}$ (Gregory & Fischer, 2010). Por otro lado, si miramos los rangos de masas, el exoplaneta de menor masa encontrado con este método es Gl 581 e, que tiene aproximadamente 2 veces la masa de la Tierra pero esta ubicado a $0,03 \text{ UA}$ (Mayor et al. 2009).

Tránsitos El segundo método más exitoso a la hora de detectar exoplanetas es el de tránsitos. En este caso lo que se hace es observar a la estrella en la búsqueda de detectar una disminución mínima en su luminosidad, lo que ocurre periódicamente si un planeta que orbita a su alrededor pasa frente al disco estelar y genera una sombra disminuyendo un poco su brillo. Este “eclipse” del planeta sobre la estrella se conoce con el nombre de tránsito y por eso el nombre del método. El área total que cubrirá el planeta en el tránsito depende directamente del diámetro del mismo: cuanto más grande sea el planeta mayor será la disminución en la luminosidad estelar.

La desventaja de esta técnica es que sólo funciona cuando el sistema planetario esta orientado con una configuración particular que permite que el tránsito pueda ser detectado desde la Tierra, lo que no ocurre con frecuencia. Por otro lado, la variación del brillo estelar durante el tránsito es muy pequeña, lo que requiere de muy buenas condiciones para su detección. Para ejemplificar, en la tabla 2.4 mostramos la probabilidad de que ocurra un tránsito para los planetas del Sistema Solar, como si fueran vistos por un observador lejano, ubicado fuera del Sistema Solar y que podría estar en cualquier dirección. En esta tabla, también mostramos la duración del tránsito y la profundidad del mismo, datos que fueron sacados de Quirrenbach (2006).

En la tabla podemos ver que el planeta con mayores probabilidades de tener un tránsito es Mercurio, aunque es también el planeta más pequeño del Sistema solar y por este motivo, el que tiene el tránsito menos profundo, lo que dificultaría mucho su detección. Por otro lado si miramos a Júpiter, este es el planeta más grande del Sistema Solar y por lo tanto el que tiene el tránsito más profundo, pero como podemos ver, la probabilidad de que tenga un tránsito detectable es muy baja. En la tabla también puede notarse que la duración de los tránsitos se hace mayor cuanto mayor es la distancia al Sol, y por lo tanto para poder observar un tránsito completo de un planeta como Júpiter, ¡necesitaríamos observarlo durante 30 horas!. Esto nos muestra lo difícil que es observar planetas con este método.

Pero una vez que se logra observar el tránsito de un exoplaneta, puede obtenerse mucha información del planeta a partir de este evento. Con este método podemos medir cual es el diámetro del planeta, su período orbital y si a esto le sumamos observaciones realizadas con velocidades radiales, entonces podremos conocer la masa del planeta, dado que al ocurrir un tránsito sabemos cual es la inclinación aproximada de su órbita. Esto nos lleva a conocer la densidad del mismo y con modelos teóricos podemos inferir la composición del planeta. Incluso en algunos casos pueden hacerse mediciones de la absorción de la luz estelar pasando a través de la atmósfera del planeta durante el tránsito, lo que nos muestra la composición y escala de altura de su atmósfera (Charbonneau et al., 2002; Swain et al., 2008b). Por último, en algunos casos pueden hacerse mediciones del tránsito secundario del exoplaneta, lo que lleva a una detección directa de su espectro (Charbonneau et al., 2005; Deming et al., 2005, 2006; Grillmair et al., 2007; Richardson et al., 2007; Swain et al. 2008a).

El exoplaneta de menor masa al que se le ha detectado un tránsito fue presentado por Ronan et al. en el primer simposio internacional de Corot y es Corot-7 b. Este planeta tiene una masa de $4,8M_{\oplus}$ y se encuentra ubicado a $0,02 UA$ de su estrella, lo que nos muestra que es posible detectar tránsitos en exoplanetas terrestres. Por otro lado y como hemos visto en la tabla 2.4, esta técnica de observación no favorece la detección de exoplanetas muy alejados de su estrella, de hecho el exoplaneta más lejano que se observó de esta manera es HD 80606 b que se encuentra a sólo $0,5 UA$ de su estrella central (Naef et al., 2001).

Astrometría Cuando tenemos un sistema planetario, la estrella y el planeta se ejercen perturbaciones entre si, lo que ocasiona que la estrella se mueva ligeramente de la trayectoria que esperaríamos que tuviera de no tener planetas orbitando a su alrededor. Este movimiento de la estrella puede detectarse respecto del fondo de estrellas y medirse con técnicas astrométricas.

En la actualidad, no se ha inferido la presencia de muchos exoplanetas con esta técnica dado que se encuentra en el límite de la precisión necesaria para poder detectar estas variaciones. De todas formas la Agencia Espacial Europea (ESA) planea lanzar al

espacio en el año 2012 el satélite GAIA, que se estima durará 5 años y medirá posiciones de cientos de miles de estrellas con muchísima precisión superándose el límite para la detección de exoplanetas con este método. Por lo tanto se espera que con el lanzamiento del satélite GAIA, la astrometría aporte numerosos hallazgos en el futuro cercano.

Lentes micro-gravitacionales Consideremos que una estrella y su planeta pasan frente de otra estrella mucho más lejana ocultándola por un intervalo de tiempo. Debido a la curvatura del espacio-tiempo (relatividad general), la luz que proviene de la estrella más lejana se curvará debido a los campos gravitacionales de la estrella y el planeta que actuarán como “lentes”. Como consecuencia de este efecto se puede detectar un aumento temporario del brillo combinado de ambas estrellas debido a la amplificación sufrida por la estrella lejana. Este efecto es conocido como lentes gravitacionales y fue observado por primera vez en galaxias. La presencia del planeta modifica el patrón de amplificación que se esperaría encontrar y de esta manera puede inferirse la presencia de un planeta. Estos fenómenos pueden durar desde algunas horas para un planeta como la Tierra, hasta un día para un planeta joviano.

La gran ventaja del método es que pueden detectarse planetas más lejanos que aquellos que pueden detectarse con velocidades radiales o tránsitos. Además, el método de microlentes gravitatorias es sensible a la detección de planetas de muy baja masa, puede detectar planetas con tan poca masa como Marte. Por otro lado este es un evento impredecible e irrepetible que requiere de un monitoreo constante de un gran número de estrellas.

Si bien con este método se pueden obtener muchos datos acerca del planeta (sus elementos orbitales y la razón de la masa entre el planeta y la estrella), sólo se encontraron 10 exoplanetas con esta técnica. Los planetas detectados tienen todo tipo de masas y semiejes como puede verse en la tabla 2.5. De todas formas vale la pena mencionar que el planeta más lejano que ha podido detectarse de esta manera es OGLE235-MOA53 b, ubicado a 5,1 UA (Bond et al., 2004) y el exoplaneta de menos masa tiene $\sim 3M_{\oplus}$ (Bennet et al., 2008).

Timing Esta técnica es muy particular dado que en este caso lo que estamos buscando no son las marcas que deja la presencia de un planeta que orbita alrededor de una estrella, sino alrededor de un púlsar. Un púlsar es una estrella de neutrones que posee un intenso campo magnético que induce la emisión de pulsos de radiación a intervalos regulares relacionados con el período de rotación del objeto. Estos pulsos ocurren a intervalos extremadamente regulares, tanto que podría funcionar como un reloj muy preciso.

Cuando hay un planeta orbitando un púlsar, la mutua interacción gravitatoria hace que ambos orbiten el centro de masa del sistema, por lo que el púlsar describirá un pequeño movimiento que causará una variación periódica al pulso que se detecta desde la Tierra y de esta forma puede inferirse la presencia de un planeta a su alrededor. Con

Cuadro 2.5: Exoplanetas detectados con la técnica de microlentes gravitacionales.

Nombre del exoplaneta	Masa Mínima [$M_{Jupiter}$]	Semieje mayor [UA]	Referencia
MOA-2007-BLG-192-L b	0.01	0.62	Bennet et al. 2008
MOA-2007-BLG-400-L b	0.9	0.85	Dong et al. 2009
MOA-2008-BLG-310-L b	0.23	1.25	Janczak et al. 2010
OGLE-05-390L b	0.017	2.1	Beaulieu et al. 2006
OGLE-06-109L b	0.727	2.3	Gaudi et al. 2008
OGLE-05-169L b	0.04	2.8	Gould et al. 2006
OGLE-2007-BLG-368L b	0.0694	3.3	Sumi et al. 2010
OGLE-05-071L b	3.5	3.6	Udalski et al. 2005
OGLE-06-109L c	0.271	0.15	Gaudi et al. 2008
OGLE235-MOA53 b	2.6	5.1	Bond et al. 2004

esta técnica pueden detectarse planetas de masas tan pequeñas como $0,01 M_{\oplus}$, lo cual es mucho menor que lo permitido por cualquier otra técnica de detección de exoplanetas.

Si bien con este método se detectó el primer planeta extrasolar, también produjo algunas falsas alarmas. Un ejemplo famoso es el descubrimiento de un planeta orbitando la estrella de neutrones *PSR1829 – 10*. Este descubrimiento fue anunciado por Bailes et al. en el año 1991, quienes dijeron haber encontrado un planeta de $10M_{\oplus}$ orbitando el púlsar con un período de 6 meses. Estudios posteriores indicaron que en realidad la variación en el pulso observada no era debido a la presencia de un planeta si no a que los autores olvidaron tener en cuenta la excentricidad de la órbita de la Tierra en la reducción de sus observaciones.

Sin embargo, aunque estos resultados fueron una falsa alarma, sirvieron para que muchas teorías sean generadas con el propósito de explicar cómo se habría formado un planeta alrededor de un objeto de estas características y que posteriormente sirvieron de explicación a descubrimientos reales. Algunos de estos trabajos explican cómo el material remanente de la explosión de supernova podría haber formado un disco rico en elementos pesados, a partir del cual se habrían formado planetas (Lin et al, 1991), o cómo una estrella de neutrones habría chocado con la estrella central de un sistema planetario pre-existente del cuál habrían sobrevivido los planetas interiores del mismo (Podsiadlowski et al., 1991), por citar algunos ejemplos.

Estas teorías volvieron a tener sentido cuando en 1992 se anunció el descubrimiento de un sistema planetario con dos planetas orbitando alrededor del pulsar PSR1257+12, observado con el radiotelescopio de Arecibo. El descubrimiento fue anunciado por Wolszczan & Frail y resultó ser el descubrimiento del primer sistema planetario extrasolar.

Cuadro 2.6: Características de los exoplanetas detectados orbitando el pulsar PSR1257+12 (Wolszczan, 1999).

Planeta	A	B	C
Masa del Planeta [M_{\oplus}]	$0.015 \sin i_A^{-1}$	$3.4 \sin i_B^{-1}$	$2.8 \sin i_C^{-1}$
Período orbital [días]	25.34	66.54	98.22
Distancia al Púlsar [UA]	0.19	0.36	0.47
Excentricidad	0.0	0.0182	0.0264

Posteriormente a este descubrimiento y con esta misma técnica, se detectó un tercer planeta en este sistema (Wolszczan, 1994). Las propiedades de los planetas orbitando el pulsar PSR1257+12, se muestran en la tabla 2.6.

Si bien los planetas orbitando alrededor de púlsares parecen ser objetos raros, a partir del descubrimiento del sistema PSR1257+12 y hasta la actualidad, se han descubierto 8 exoplanetas con esta técnica.

Observación por imagen directa Los planetas tienen una luz muy débil cuando se los compara con una estrella dado que su luminosidad en la región del visible depende de la luz que refleja la estrella central, la cual a su vez depende de la distancia del planeta a la estrella, del tamaño del planeta y de la naturaleza de su atmósfera. Registrar esta luz requiere de telescopios muy poderosos, es por este motivo que es muy difícil observar a los planetas de nuestro propio Sistema Solar que se encuentran muy lejos de nosotros e impensable la observación directa de exoplanetas... hasta ahora. Desde el año 2007, cuando se presentó el primer planeta extrasolar observado por imagen directa, hasta la fecha, ya se han detectado 11 planetas con este método, los cuáles se encuentran detallados en la tabla 2.7.

La luz de la estrella es tan fuerte comparada con la del planeta que para poder observar planetas directamente debe bloquearse su luz. De esta manera aquellos que se encuentran convenientemente lejos de la estrella pueden ser fotografiados sin la molestia de la luz estelar. Como puede verse en la tabla, con este método pueden detectarse planetas que están ubicados a grandes distancias de la estrella central. Hay planetas hallados a 115 UA (Kalas et al 2008), a 440 UA (Chmidt et al. 2008) e incluso a 670 UA (Kashyap et al. 2008). La formación de estos planetas es muy difícil de explicar con los escenarios estandar de formación y es por eso que se tuvieron que rever algunas teorías para incluirlos. Como podemos imaginar, cuanto más pequeño es el planeta, más difícil es fotografiarlo y es por eso que todos los planetas hallados con esta técnica de detección, son planetas gigantes mayores que Júpiter e incluso algunos están en el límite entre un planeta gigante y una enana marrón. De todas formas esta es la técnica que

Cuadro 2.7: Exoplanetas detectados con imagen directa.

Nombre	Masa Mínima [$M_{Jupiter}$]	Semieje mayor [UA]	Referencia
2M1207 b	4	46	Chauvin et al. 2004
CT Cha b	17	440	Chmidt et al. 2008
1RXS1609 b	8	~ 330	Lafreniere et al. 2008
UScoCTIO 108 b	14	670	Kashyap et al. 2008
SCR 1845 b	> 8.5	> 4.5	Biller et al. 2006
AB Pic b	13.5	275	Chauvin et al. 2005
GQ Lup b	21.5	103	Neuhauser et al. 2005
2M J044144 b	7.5	15	Todorov et al. 2010
beta Pic b	8	12	Lagrange et al. 2010
HR 8799 e	9	14.5	Marois et al. 2010
HR 8799 d	10	24	Marois et al. 2008
HR 8799 c	10	38	Marois et al. 2008
HR 8799 b	7	68	Marois et al. 2008
Fomalhaut b	< 3	115	Kalas et al 2008

lleva menos tiempo siendo explorada y es por eso que esperamos muchos avances en los próximos años.

Características de la población de exoplanetas

Los primeros descubrimientos realizados en la década del 90 mostraron que nuestro Sol no es la única estrella que alberga planetas. Este campo ha progresado muy rápidamente desde su fase exploratoria hasta la actualidad, en donde podemos hacer los primeros análisis estadísticos de la población de exoplanetas y caracterizar también a la estrella central.

¿Qué caracteriza a las estrellas que albergan planetas? Debido a las grandes dificultades observacionales, la mayoría de los exoplanetas detectados hasta el momento se encuentran en la vecindad solar. En esta región de la Galaxia, hay una gran mezcla de estrellas que nacieron en diferentes entornos. Podríamos decir que aproximadamente el 80 % de las estrellas de tipo solar en esta región nacieron en nubes donde hay una alta densidad de formación estelar, como la de Orión por ejemplo, pero no podemos asegurar que esto haya sido así para todas las estrellas. En el caso de las estrellas más viejas, es prácticamente imposible decir si también se formaron en una zona de alta densidad estelar o si nacieron de forma aislada. Como consecuencia, estamos observando siste-

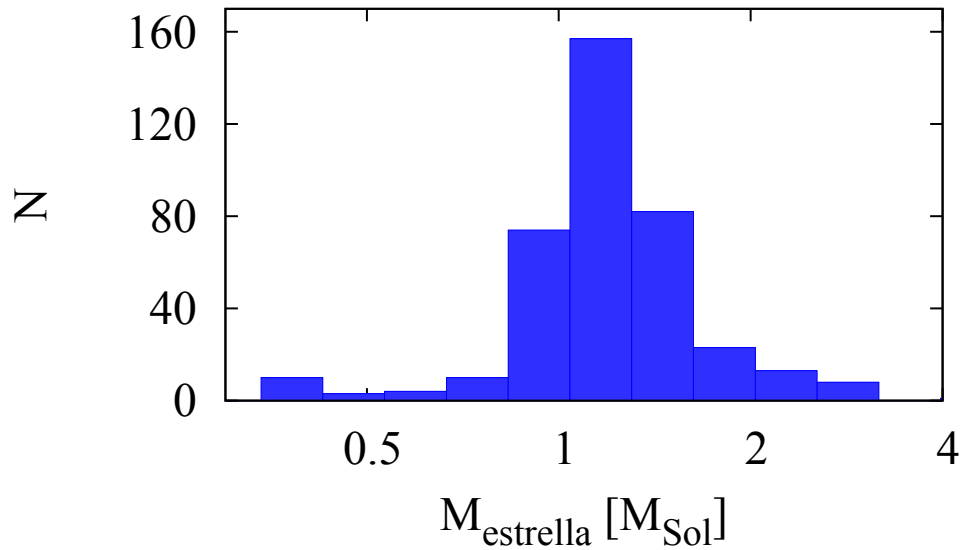


Figura 2.6: El histograma muestra las masas de las estrellas en las que se detectaron planetas. Las masas de las estrellas están en masas solares.

mas planetarios que estuvieron expuestos a diferentes influencias durante su juventud. Estudiar las características de las estrellas en las que se originó la muestra de exoplanetas observados es importante dado la estrecha relación entre la estrella y la familia planetaria formada a su alrededor. Por lo tanto comenzaremos mostrando algunas de las propiedades de las estrellas que albergan a los planetas extrasolares conocidos hasta el momento.

La figura 2.6 muestra un histograma de las masas de las estrellas en las que se encontraron planetas. Como podemos ver en la figura, la mayoría de los planetas extrasolares encontrados se hallaron orbitando estrellas con masas similares al Sol. Esto se debe a que este tipo de estrellas son el principal objetivo de la búsqueda, pero en realidad no se sabe cuales son las condiciones que debe satisfacer la estrella para que a su alrededor se encuentren planetas. Algunos estudios sugieren que en los discos formados alrededor de estrellas con mucha masa (con mucha más masa que nuestro Sol), la fotoevaporización debida a la radiación ultravioleta proveniente de la joven estrella central, podría destruir el disco antes de que éste sea capaz de formar planetas (Armitage, 2000). Esto hace que se sigan buscando planetas alrededor de estrellas de tipo G, K y M, pero no garantiza que la formación planetaria no ocurra en otro tipo de estrellas.

Otra característica que llama la atención de esta población estelar son sus metalicidades. Tanto aquellos estudios espectroscópicos desviados hacia estrellas con altas

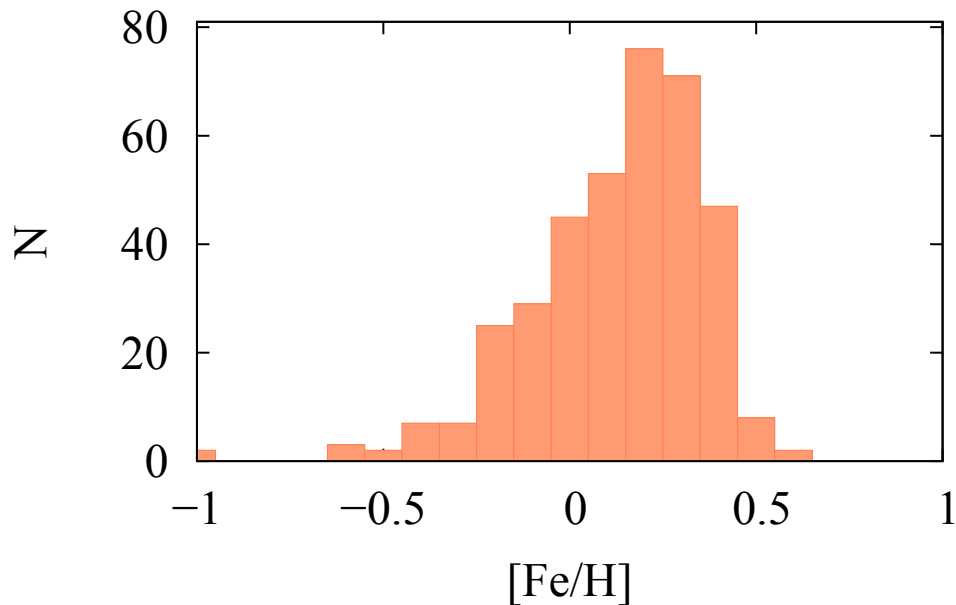


Figura 2.7: La figura muestra un histograma de las metalicidades de las estrellas en las que se detectaron planetas.

metalicidades (Fischer & Valenti, 2005; Santos et al., 2004), como aquellos que monitorearon una muestra de estrellas de baja metalicidad (Sozzetti et al., 2009), mostraron que las estrellas que albergan planetas tienden a ser más metálicas que el resto de las estrellas en la vecindad solar. En la figura 2.7 mostramos un histograma con las metalicidades de estas estrellas, en donde podemos ver que las estrellas de la muestra son más metálicas que nuestro Sol, la estrella de referencia ($[Fe/H]_{\odot} = 0$).

Para explicar esta correlación se proponen dos escenarios diferentes. Uno de ellos argumenta que en la nube de una protoestrella de alta metalicidad se forma un disco de alta metalicidad y que esto produce que haya más material sólido en el disco, lo que favorece el crecimiento de los embriones planetarios y por lo tanto, la formación planetaria se ve favorecida en este ambiente. Por otro lado, el otro escenario propone que un aumento en la metalicidad estelar puede ser ocasionado por la acreción del material remanente de la formación planetaria, y por este motivo aquellas estrellas que albergan planetas posean una alta metalicidad.

Actualmente, la mayoría de las evidencias respaldan la primera hipótesis, de acuerdo con la cual el exceso de metalicidad en estrellas con planetas se debe a un origen primordial (Santos et al., 2001, 2003; Sadakane et al., 2002; Pinsonneault et al., 2001) y es por esta razón que en esta tesis asumiremos que el hecho de que una estrella tenga una alta metalicidad implica que el disco será más metálico también. Analizaremos la

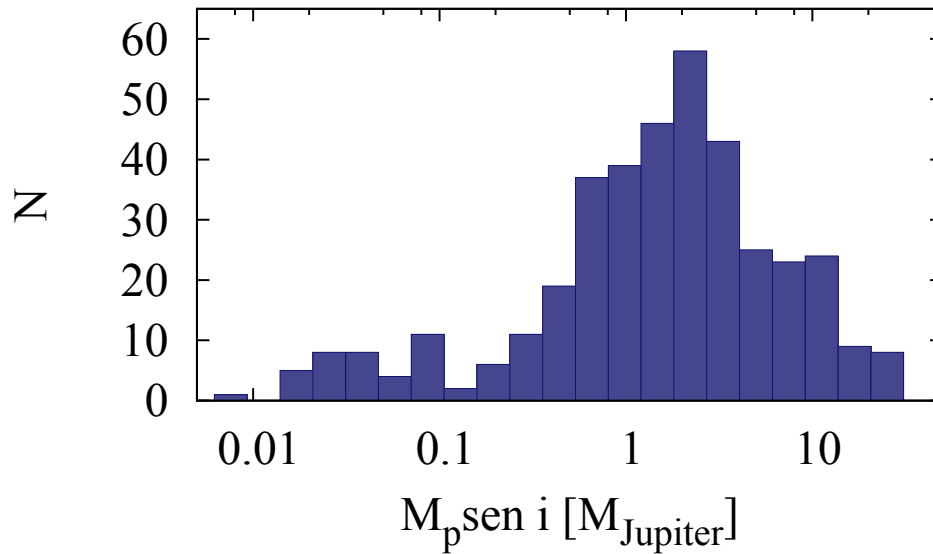


Figura 2.8: En la figura se muestra un histograma de las masas mínimas de los exoplanetas descubiertos hasta la fecha. Las masas están en masas de Júpiter.

influencia de la metalicidad estelar en la formación planetaria en la sección 4.5.5.

Los planetas conocidos Sin duda alguna la primer sorpresa respecto de los planetas extrasolares fue el descubrimiento de que planetas como Júpiter ubicados a distancias muy pequeñas de su estrella central no son una rareza en el Universo. Esto no fue anticipado años atrás, cuando se pensaba que las órbitas de los planetas gigantes deberían ser similares a las de Júpiter y Saturno, con períodos de algunos años y bajas excentricidades.

En la figura 2.8 mostramos el histograma de las masas mínimas de los planetas extrasolares descubiertos hasta el momento. En este gráfico podemos observar que la mayoría de los planetas descubiertos hasta la fecha tiene masas similares a Júpiter o mayores, aunque también hay una población grande de planetas de hasta aproximadamente 2,5 masas terrestres.

Por otro lado, podemos deducir del histograma, que nuestro Sistema Solar no es especial en ningún sentido. Si bien se han detectado muy pocos planetas como los de nuestro Sistema Solar, Júpiter se encuentra en el límite de lo que actualmente somos capaces de detectar, mientras que planetas como Saturno o la Tierra, aún están fuera de alcance de nuestras capacidades tecnológicas.

Además de las masas, otra característica interesante a analizar son los semiejes de

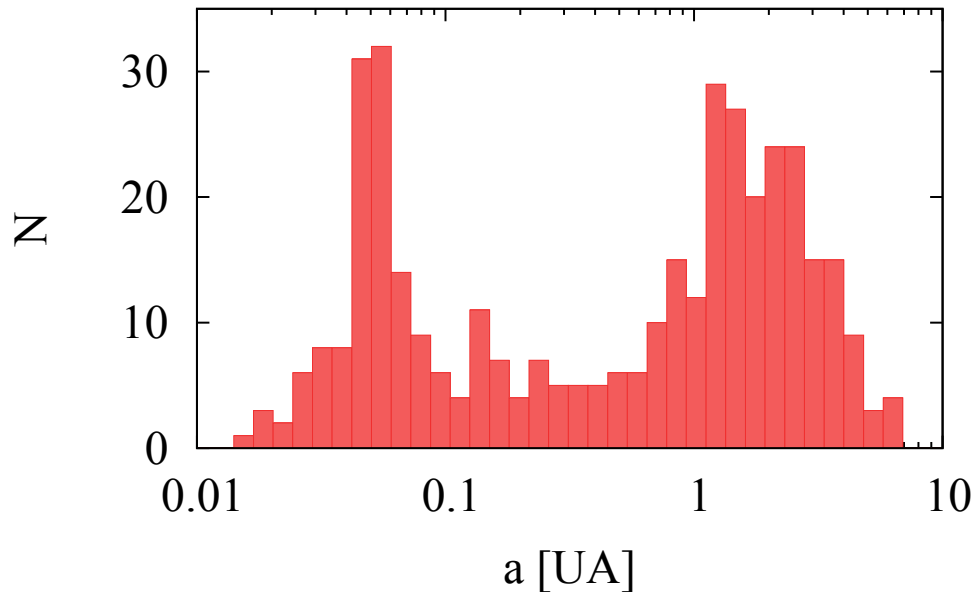


Figura 2.9: Histograma que muestra los semiejes de los planetas extrasolares detectados hasta el momento. Los semiejes están en unidades astronómicas.

los exoplanetas observados. Como puede verse en el histograma que se muestra en la figura 2.9, la distribución de semiejes mayores de los exoplanetas observados tiene una forma bimodal. Por un lado observamos que la gran mayoría de los planetas detectados pertenece a la denominada población I, que corresponde a aquellos planetas que se encuentran muy cerca de su estrella central, dentro de $1 UA$, mientras que también hay planetas encontrados más allá de $1 UA$. Es lógico que encontremos una gran cantidad de planetas pertenecientes a la población I dado que la detección de estos planetas se ve favorecida por las actuales técnicas de detección, pero por otro lado la forma bimodal no puede ser únicamente un efecto de bias observacional, esta distribución claramente está diciendo algo acerca del proceso de formación planetaria o acerca de su evolución orbital. Uno de los argumentos es que los planetas que pertenecen a la población I no se formaron en ese lugar, sino que nacieron a distancias mucho mayores de su estrella central y migraron a su posición actual debido a un intercambio de momento angular con el disco de gas remanente (Goldreich & Tremaine, 1980; Ward, 1986; Lin & Papaloizou 1985).

Luego del descubrimiento de 51 Peg b, vino otra gran sorpresa: la detección del planeta extrasolar 70 Vir b, el cual tiene una órbita muy excéntrica, con $e = 0,4$ (Marcy & Butler, 1996). Si comparamos con nuestro Sistema Solar, Mercurio es el planeta con la mayor excentricidad la cual es de “tan solo” 0,21. Este descubrimiento fue una sor-

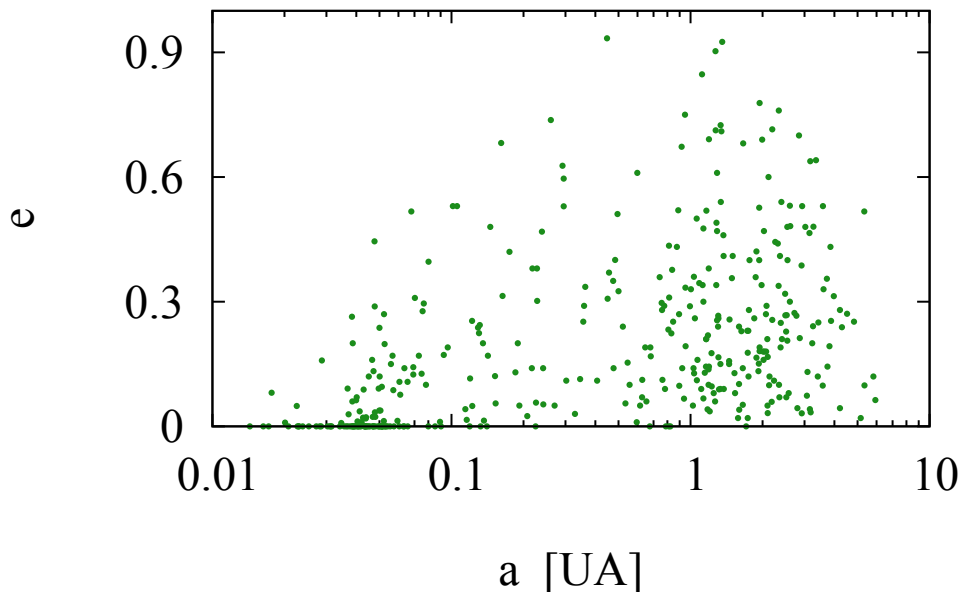


Figura 2.10: En la figura se muestran las excentricidades vs. los semiejes de los exoplanetas detectados. Los semiejes están en unidades astronómicas.

presa, porque hasta ese momento se pensaba que los planetas debían estar en órbitas casi circulares, dado que se forman en discos cuyos efectos disipativos tienden a circularizar las órbitas. Luego de ese descubrimiento siguieron otros planetas con órbitas aún más excéntricas, tales como el planeta HD 89744 b con una excentricidad de $e = 0,7$ (Korzennik et al., 2000), HD 80606 b con $e = 0,927$ (Naef et al. 2001), HD 4113 b con $e = 0,903$ (Tamuz et al, 2008) o incluso el planeta encontrado orbitando la estrella HD 20782 con una excentricidad igual a 0,97 (Jones et al, 2006; O’Toole et al., 2009).

En la figura 2.10 mostramos las excentricidades como función del semieje mayor para todos los planetas extrasolares descubiertos hasta la fecha. Lo primero que notamos del gráfico es que todos los planetas con corto período tienen bajas excentricidades y por el contrario, para períodos grandes encontrar grandes excentricidades es bastante común. Otra cosa que podemos observar es que si bien se encontraron planetas con grandes excentricidades, planetas con órbitas similares a las de los planetas de nuestro Sistema Solar no son extrañas.

Para poder interpretar estos resultados correctamente, deberíamos considerar no sólo la formación del planeta, si no también su posterior evolución dinámica debido a la interacción con los otros embriones y con el disco remanente, problema que no abordaremos en esta tesis doctoral. Por otro lado, de acuerdo con Lin e Ida (1997), la interacción entre los planetas de un sistema múltiple es un mecanismo capaz de generar

las altas excentricidades observadas. De acuerdo con estos autores, la formación de varios planetas gigantes en el mismo disco ocasiona perturbaciones mutuas que altera sus órbitas, causando un aumento en sus excentricidades.

2.2.3. La diversidad de los sistemas planetarios extrasolares de múltiples planetas

Cuando se empezó a fantasear con la idea de encontrar planetas fuera del Sistema Solar, casi siempre se pensó que los otros sistemas planetarios serían como el nuestro, con los planetas terrestres ubicados muy cerca de la estrella, los gigantes convenientemente en la región intermedia y alejándonos un poco más encontraríamos aquellos gigantes gaseosos fallidos como Urano y Neptuno. Sin embargo los sistemas planetarios descubiertos hasta la fecha no podrían estar más alejados de lo que habíamos pensado.

Hasta la fecha hay más de 500 exoplanetas descubiertos, los cuales se encuentran en aproximadamente 225 sistemas planetarios. De estos sistemas planetarios 195 son, al parecer, sistemas de un solo planeta, mientras que los 30 restantes son sistemas múltiples. El primer sistema planetario múltiple descubierto orbitando una estrella, fue el sistema de la estrella 47 *Uma*, que tiene hasta ahora dos planetas confirmados de 2,5 y 0,5 masas de Júpiter y semiejes mayores 2,1 y 3,6 *UA*, respectivamente (Butler & Marcy, 1996; Fischer et al., 2002) y se infiere la presencia de un tercer planeta de 1,6 $M_{Jupiter}$ ubicado a 11,6 *UA* de la estrella central (Gregory & Fischer, 2010), lo que significa que este sistema albergaría tres planetas gigantes situados a distancias mayores que 1 *UA* de la estrella central. En el otro extremo, otro ejemplo es el sistema de GJ 876, que alberga cuatro planetas gigantes situados a distancias menores que 1 *UA* de la estrella central (Delfosse et al., 1998; Marcy et al., 1998; Marcy et al., 2001; Rivera et al., 2005; Rivera et al., 2010). También hay ejemplos de sistemas con un hot-Júpiter y otros planetas gigantes, ubicados lejos de la estrella central a una distancia mayor que 1 *UA*, como por ejemplo el sistema que orbita alrededor de la estrella HD 217.107 (Fischer et al., 1999; Vogt et al., 2005). Como se ve en estos ejemplos, la población de sistemas planetarios es muy diversa y muestra una amplia gama de arquitecturas con propiedades que reflejan el entorno en el que nacieron y son de especial interés para poner a prueba los modelos teóricos de formación de sistemas planetarios.

Así, la muestra de sistemas planetarios nos muestra algunos patrones que nos permiten agruparlos de acuerdo a su arquitectura. Si bien aún no existe ninguna clasificación oficial, nosotros decidimos introducir nuestra propia clasificación (Miguel et al., 2010), con el fin de analizar las propiedades en común de los diferentes sistemas y relacionarlos con su medio ambiente de formación. Dado que la mayoría de los planetas observados son planetas gigantes, los utilizaremos para nuestra clasificación de sistemas planetarios.

Con el fin de determinar cuál es la masa adecuada para la separación entre planetas gigantes y planetas terrestres, utilizamos un punto de vista teórico. Como se verá más

adelante, los planetas con masas superiores a $\sim 15 M_{\oplus}$ han alcanzado la masa de cruce, lo que significa que el proceso de acreción gaseosa se disparó y está ocurriendo muy rápidamente. Este proceso termina cuando ya no queda gas en el disco, por lo cual, los planetas con masas superiores a $15 M_{\oplus}$ son planetas gigantes o planetas gigantes fallidos, como Urano o Neptuno. Este es el límite que tendremos en cuenta para nuestra clasificación.

Por otra parte, basándonos en los datos observacionales, observamos que estos planetas están situados cerca de la estrella central (a distancias de menos de $1 UA$), en una zona intermedia o de lejos de la misma (a distancias mayores que $30 UA$), un hecho que es la base de nuestra clasificación.

Entonces, separamos a todos los sistemas planetarios en las siguientes clases:

- **“sistemas Júpiter-caliente”**: estos sistemas planetarios albergan únicamente planetas con masas mayores a $15 M_{\oplus}$ a distancias menores que $1 UA$ de la estrella central.
- **“sistemas solares”**: un sistema planetario es un análogo de nuestro Sistema Solar si los planetas gigantes tienen semiejes mayores entre 1 y $30 UA$.
- **“sistemas combinados”**: estos sistemas planetario contienen al menos un planeta gigante dentro de $1 UA$ y al menos uno en la parte media del disco, entre 1 y $30 UA$.
- **“sistemas Júpiter-frío”**: si todos los planetas gigantes se encuentran ubicados más allá de las $30 UA$, entonces el sistema se denomina sistema Júpiter-frío.
- **“sistemas rocosos”**: estos sistemas tienen únicamente planetas con masas menores a $15 M_{\oplus}$.

En la tabla 2.8 se muestran una estadística de la población de sistemas planetarios observados. En esta muestra no consideramos aquellos sistemas planetarios formados alrededor de estrellas binarias o múltiples, así como aquellos en los que la masa de la estrella central es inferior a $0,7$ y superior a $1,4 M_{\odot}$. El número total de sistemas planetarios observados analizados en la tabla es de 225.

En la tabla observamos que la mayoría de los sistemas planetarios son sistemas Júpiter-caliente, lo que corresponde a un bias observacional, pero también encontramos un gran porcentaje de sistemas análogos al Sistema Solar, aunque estos no albergan planetas como la Tierra, o éstos no se han detectado aún. También hay algunos pocos sistemas combinados observados, pero no hay ningún sistema Júpiter-frío o sistema rocoso observado en estrellas simples en el rango de $0,7-1,4 M_{\odot}$. Debe tenerse en cuenta que esta muestra está sesgada hacia los planetas que son más fáciles de detectar con las técnicas actuales de observación, pero esperamos que en un futuro próximo, los planetas como el nuestro podrán ser detectados y esto mejorará la estadística, pero mientras

Cuadro 2.8: Porcentaje (%) de los diferentes sistemas planetarios detectados, en donde no se incluyeron sistemas de múltiples estrellas o sistemas que orbitan estrellas fuera del rango comprendido entre $0,7-1,4 M_{\odot}$.

Tipo de sistema planetario	Porcentaje de sistemas planetarios detectados (%)
sistemas Júpiter-caliente	55.3
sistemas solares	36.7
sistemas Júpiter-frío	0
sistemas combinados	8
sistemas rocosos	0

tanto los modelos de población artificial, como el nuestro, nos pueden ayudar a hacer predicciones acerca de lo que esperamos encontrar.

Capítulo 3

Crónica de la formación de un sistema planetario

“El espacio puede producir nuevos mundos”
John Milton, *Paradise Lost*

En términos generales podríamos decir que las estrellas mueren de dos formas distintas. Una estrella de baja masa como el Sol, expande gradualmente sus capas exteriores hacia el medio interestelar hasta que no queda más que el núcleo de la misma, el que en algún momento de su vida habría sido el lugar de origen de la energía estelar. Por el contrario, las estrellas con mucha mas masa que el Sol, mueren de forma mucho más espectacular. Suelen sufrir explosiones gigantescas denominadas explosión de supernova, la cual se encarga de devolver todo el material que alguna vez fue parte de la estrella, al medio interestelar. Este material es devuelto enriquecido con átomos de elementos más pesados creados en las estrellas y queda a disposición de un nuevo proceso de formación estelar. Como vemos, si bien ambas formas de morir son muy diferentes, en ambos casos el material que en algún momento le dió vida a una estrella, vuelve al espacio para que este no sea el final de la historia, sino de hecho, nuestro punto de comienzo.

En este capítulo abordaremos el problema de explicar cómo se forman los sistemas planetarios, comenzando por el origen de la estrella anfitriona, hasta la evolución de los planetas, de acuerdo con el escenario más aceptado actualmente por la comunidad científica.

3.1. Nubes frías y oscuras: las condiciones iniciales para la formación estelar

En el comienzo de la década del 70, observaciones realizadas en el medio interestelar llevaron al descubrimiento de una componente molecular fría debida a la presencia de nubes moleculares, que consistían casi enteramente de hidrógeno molecular mezclado con pequeñas cantidades de otras especies moleculares más complejas (Wilson et al., 1970). Desde ese momento, las observaciones en infrarrojo, tanto en tierra como en el espacio (Strom et al., 1975; Yun & Clemens, 1990; Lada, 1992), establecieron la verdadera importancia astrofísica de estas nubes moleculares como sitios de formación estelar.

Las nubes moleculares son enormes masas de gas que se encuentran orbitando el centro galáctico, algunos ejemplos de estas nubes son las de Taurus, Perseus, Ophiuchus y Lupus. Se cree que estas nubes tienen masas de hasta un millón de masas solares, lo que les permitiría formar cientos de miles de estrellas. En estos sitios la materia evoluciona desde embriones a estrellas y sistemas planetarios, siendo el material en la nube molecular el que alimenta al sistema que se está formando, causando que el conocimiento de la estructura y condiciones físicas de estas nubes sea de crítica importancia para comprender el proceso de formación estelar y en consecuencia, la formación planetaria.

Las observaciones muestran que estas nubes son muy frías, con temperaturas típicas entre 10 y 50 K y densidades medias de aproximadamente 10^3 partículas por centímetro cúbico. Tienen una estructura grumosa, siendo los grumos más densos los que se asocian a la formación estelar. De acuerdo con el criterio de Jeans, el colapso gravitatorio de estos grumos comienza cuando la masa supera un cierto valor crítico, que para una esfera uniforme de gas con una dada densidad y temperatura, es la masa mínima para que la esfera sea capaz de colapsar. Esta masa crítica es mayor que la masa de una sola estrella y por lo tanto, una vez comenzado el colapso, el grumo o *núcleo* se fragmenta, originando varios sub-núcleos a partir de los cuales se forman distintas estrellas, generando un cúmulo estelar.

Las estrellas se forman en cúmulos estelares, cuyos efectos en el sistema planetario resultante no pueden ser caracterizados como despreciables, pero tampoco son dominantes. El medio ambiente de formación estelar de alguna manera influye en el disco primordial, ya sea a partir del truncamiento del mismo debido a pasajes estelares cercanos o a partir de la fotoevaporación que induce la radiación UV radiada por estrellas cercanas. Estos fenómenos ocurrirán en mayor o menor medida, dependiendo de la ubicación de la estrella dentro del cúmulo. Una estrella formada en el centro del cúmulo, tendrá mayor interacción con estrellas cercanas que una estrella que se origina cerca del límite del cúmulo, en donde hay una menor densidad estelar.

Las primeras fases de la formación estelar y planetaria son difíciles de observar dado que este proceso ocurre mientras la protoestrella está inmersa dentro de la nube que le

dió origen. Sin embargo, observaciones en el infrarrojo y en ondas sub-milimétricas son capaces de penetrar este material y revelar mucha información acerca de sus luminosidades, distribución de energía espectral y material circumestelar que rodea a estrellas jóvenes (Lada & Wilking, 1984; Kenyon et al., 1990, Andrews & Williams, 2005). Estos nuevos datos han ayudado en gran medida a mejorar nuestra comprensión de las propiedades de las nubes oscuras y de las primeras etapas del proceso de formación estelar. A continuación nos enfocaremos en algunos de los productos del colapso de estas nubes moleculares: las estrellas menos masivas y los discos que se forman a su alrededor.

3.2. Los discos alrededor de estrellas nuevas

Como hemos visto, el proceso de formación estelar comienza con el colapso gravitatorio de un núcleo denso dentro de una nube molecular. Dado que este núcleo tiene cierto momento angular al comienzo del colapso, mucho del material no caerá directamente sobre la protoestrella, sino que formará un disco a su alrededor. El principio básico que subyace a la formación del disco, también rige su evolución: el material puede ser acretado por la protoestrella a costa de la disminución de su momento angular. La conservación de la masa y el momento angular total implica que parte del material en el disco debe ser transportado hacia el exterior con el fin de que la acreción sea posible, llevando también el momento angular (Lynden-Bell & Pringle, 1974). Los discos se expanden hasta algunos cientos de UA durante su formación y evolución (Hueso & Guillot, 2005) y sólo frenan esta expansión cuando actúan procesos que la truncan como la fotoevaporación o encuentros con estrellas cercanas. Durante esta fase de colapso, que dura unos pocos cientos de miles de años, la tasa de acreción en el disco es muy alta, aunque se frena rápidamente al final de esta etapa.

De esta manera, la presencia de discos alrededor de estrellas de pre-secuencia principal, parece ser una consecuencia natural de la formación estelar. Estos discos juegan un importante rol, tanto en determinar la masa final de la estrella, como en determinar los sitios potenciales para la formación planetaria y suelen llamarse protoplanetarios, dado que todavía contienen suficiente material como para formar planetas.

Estos discos están compuestos de gas y granos de polvo y aunque observacionalmente el polvo es el indicador más común de discos protoplanetarios, las moléculas de gas representan más del 90 % de la masa total del disco. Hay un interés obvio en poder tener observaciones directas del gas presente en el disco, dado que éste domina la masa total del disco, establece su estructura y es fundamental para conocer la dinámica de los granos de polvo, imponiendo restricciones al proceso de formación de planetesimales. Además, observaciones del disco gaseoso son de vital importancia para estimar las edades de estos discos, limitando el proceso de formación de planetas gigantes. Desafortunadamente, aunque el H_2 es la molécula más abundante en los discos, es difícil de ser observada y cuando se observa, solo es detectada dentro de las 20 UA , cuando en realidad los discos

se extienden hasta cientos de UA . Estas regiones externas, son frías y solo pueden ser detectadas con interferómetros en ondas milimétricas o submilimétricas.

El material que compone el disco se encuentra en forma gaseosa en su mayoría, aunque también tiene una componente sólida. Analicemos la estructura de estas dos componentes, enfocándonos primero en la componente gaseosa. El espesor del disco gaseoso queda determinado por el equilibrio de las fuerzas de presión del gas y la componente vertical de la gravedad de la estrella. El equilibrio de fuerzas en la dirección radial es algo más sutil. Debido a que la gravedad aumenta cuanto más cerca estamos de la estrella central, las partes del disco que estén más cerca de la estrella sufren una mayor presión por lo que el material estará más comprimido y como consecuencia el disco será más delgado que en las regiones más alejadas. Por lo tanto, existe un gradiente de presión radial en el disco que contribuye al equilibrio de fuerzas. Sin esa presión, el equilibrio de fuerzas sería la gravedad frente a la fuerza centrífuga, que lleva a la habitual órbita circular Kepleriana. Debido al gradiente de presión, las velocidades de las órbitas están un poco por debajo de las velocidades de una órbita kepleriana, lo que trae consecuencias en la dinámica de los granos de polvo. El disco gaseoso no dura para siempre, en parte se cae a la estrella central y en parte sufre otros procesos de disipación como la fotoevaporación, que puede ser causada por radiación proveniente de la estrella central o de estrellas vecinas. Como vimos en la sección 2.2.1, la fotoevaporación es el resultado de que la radiación ultravioleta proveniente de una estrella (ya sea la central o una estrella cercana) calienta la superficie del disco y el gradiente de presión térmico expande una capa de flujo hidrodinámico hacia el espacio. Este mecanismo es el principal responsable de que los discos alrededor de estrellas jóvenes duren poco tiempo, imponiendo cotas al proceso de formación planetaria.

Centrándonos ahora en el disco de polvo, las fuerzas presentes son la atracción gravitatoria y la fricción con el gas. Estas fuerzas hacen que los granos sufran una oscilación armónica amortiguada, lo que ocasiona que las partículas de polvo terminen asentándose formando un disco delgado en muy poco tiempo. Para un grano del tamaño de un micrón este tiempo es de aproximadamente 100 años. Sin embargo, hay mecanismos que actúan eliminando el polvo trayendo como resultado que este disco de sólidos delgado no dure mucho tiempo. Cuando las partículas de polvo son pequeñas, éstas se encuentran acopladas al movimiento del gas. Como consecuencia, espiralan junto con el gas hacia la estrella central debido a que orbitan a una velocidad menor que la necesaria para lograr el equilibrio con la gravedad de la estrella. Asimismo, hay otros mecanismos que actúan disipando el polvo como los vientos estelares y la aglomeración de los mismos granos de polvo formando agregados de mayor tamaño, indetectables con las técnicas de observación actuales.

3.3. Emergencia de los primeros planetesimales

El proceso a partir del cual partículas de tamaños menores que 1 micrón evolucionaron convirtiéndose en objetos de kilómetros o *planetesimales*, cuerpos precursores de los planetas, todavía es un proceso que encierra muchos enigmas.

Las propiedades del gas y el polvo cambian a lo largo del disco dependiendo de las condiciones de presión y temperatura, las cuales son una consecuencia del proceso de formación estelar. Inicialmente, las temperaturas en la región interior de los discos protoplanetarios son de aproximadamente $2000^{\circ}K$, temperatura a la cual aún los elementos más refractarios se encuentran en estado gaseoso (Wood, 2000). Algunos de estos materiales condensan en partículas de polvo o bien cuando pasa el tiempo y el disco interno se enfría o bien en regiones más alejadas de la estrella central. Se suele llamar *agregado* a un conjunto de granos de polvo unidos a partir de fuerzas superficiales débiles, los cuales evolucionan formando planetesimales o eventualmente planetas. Las propiedades de los primeros agregados quedan determinadas por la región de la nebulosa en la que se encontraban inicialmente.

Un parámetro importante con influencia considerable en la formación de planetesimales es el tamaño inicial de las partículas de polvo. Se cree que las partículas interestelares tienen tamaños del orden de los 100 nm (Wurm & Schnaiter, 2002). Los tamaños de las partículas en el disco protoplanetario serían algo diferentes, debido a la evaporación y recondensación en las regiones de alta densidad del disco. El intento de observación del polvo en discos protoplanetarios fue infructuoso durante algún tiempo, debido a que en la región del visible e infrarrojo, las partículas pequeñas de polvo flotando en la superficie del disco lo hacen ópticamente grueso, dificultando su observación. Sin embargo, las observaciones realizadas en longitudes de onda más largas, permitieron inferir la presencia de corpúsculos de tamaño milimétrico (Wilner et al., 2005; Rodmann et al., 2006), aunque las observaciones de planetesimales de aproximadamente 1 km de diámetro en el disco protoplanetario no fueron posibles todavía. Esta imposibilidad de observar el proceso de formación de planetesimales, limita la investigación a simulaciones numéricas y experimentos en el laboratorio.

La componente sólida de un disco protoplanetario representa una minoría de la masa total del disco y está mezclada con el gas nebuloso, que tiene una gran influencia en la dinámica de las partículas de polvo. Como vimos, puede considerarse que los corpúsculos más pequeños se mueven con el disco gaseoso. Sin embargo, aunque globalmente podemos decir que se encuentran acopladas al movimiento del disco gaseoso, estas partículas tienen una velocidad relativa al gas que puede ser causada por el movimiento Browniano (cuando son muy pequeñas), o por la turbulencia presente en el disco (Weidenschilling, 1977). Esta velocidad relativa depende de la masa del grano de polvo, como consecuencia los granos también poseen una velocidad relativa entre ellos lo que eventualmente puede ocasionar colisiones. El resultado de una colisión se determina por la naturaleza de las partículas de polvo protagonistas del impacto y su velocidad relativa. Se han

realizado una serie de modelos de coagulación de granos, que trazan la evolución de la distribución del tamaño de los agregados en el disco protoplanetario (Weidenschilling, 1997; Dullemond & Dominik, 2005; Ormel et al., 2007), los cuales dan como resultado que el crecimiento de los agregados, desde partículas de polvo hasta cuerpos de algunos centímetros ocurre muy rápidamente, en aproximadamente 1000 años.

Sin embargo, una consecuencia natural de estos modelos simples que asumen que una colisión lleva inevitablemente a la fusión de las partículas, es que la reserva de partículas pequeñas se agota rápidamente. Esto ocasionaría que el disco de acreción pase a ser ópticamente delgado después de unos mil años, lo que está en contradicción con las observaciones que muestran una gran cantidad de partículas pequeñas en discos de millones de años. Esta discrepancia puede evitarse si se considera la fragmentación como un posible resultado de una colisión (Dullemond y Dominik 2005). Aunque este modelo solucionaría el problema de las pequeñas partículas, no logra formar objetos muy grandes.

De acuerdo con los resultados experimentales (discutidos, por ejemplo, en la revisión hecha por Blum & Wurm, 2008), parece poco probable que la formación de planetesimales ocurra a través de colisiones inelásticas. Una vez que los agregados de polvo han llegado a tamaños de unos pocos centímetros, las velocidades de colisión aumentan tanto que la probabilidad de que los granos se fusionen en la colisión es muy baja, dando lugar a procesos de fragmentación. Por lo tanto tiene que existir otro mecanismo que actúe formando planetesimales. Este mecanismo, tiene que tener en cuenta que cuando los granos tienen tamaños mayores que unos pocos centímetros, se desacoplan del gas y se mueven a velocidades keplerianas, pero al estar afectados por la fricción gaseosa, espiralan hacia la estrella central en escalas de tiempo muy cortas. Por ejemplo, para una partícula de un metro de radio ubicado a $1 UA$ de la estrella central, la escala de tiempo de caída es de menos de 100 años (Weidenschilling 1977). Por tanto, cualquier modelo que explique el proceso de formación de planetesimales tiene que obrar muy rápidamente, para evitar que los granos caigan a la estrella antes de poder formar precursores planetarios.

Se presentaron algunos modelos de formación de planetesimales en los últimos años. Kretke y Lin (2007) propusieron un mecanismo de retención de partículas que promueve la acumulación de granos y formación de planetesimales en los alrededores de la *línea de hielo*, que es el radio límite de condensación del agua. Sin embargo, no está claro si este proceso puede llevar a la formación de planetesimales. Otro trabajo reciente es el desarrollado por Johansen et al. (2007), quienes investigaron numéricamente el efecto acumulativo de los agregados de polvo cerca del plano medio de un disco protoplanetario. Ellos encontraron que si la concentración de polvo es lo suficientemente alta, la “inestabilidad de streaming” (Youdin y Goodman 2005; Johansen, Henning y Klahr 2006, Johansen y Youdin 2007) provoca un aumento local en la densidad de polvo, formando objetos unidos gravitacionalmente con masas comparables a los asteroides más grandes y en escalas de tiempo de unos pocos períodos orbitales. No obstante, sigue habiendo cierta incertidumbre que causa que este sea un problema aún no resuelto y uno de los

enigmas de las ciencias planetarias.

3.4. De los planetesimales a los protoplanetas

Esta sección comienza una vez que los planetesimales entraron en escena. El proceso de la construcción de cuerpos más grandes que los planetesimales, fue abordado por primera vez por Victor Safronov, quien trabajaba en el Instituto de Ciencias de la Tierra en Moscú. El trabajo pionero de Safronov fue publicado en ruso en el año 1969, pero se tradujo al inglés en 1972.

A partir de esta publicación, se sabe que la dinámica del disco de planetesimales es un factor clave para entender el crecimiento de los futuros planetas o *embriones planetarios*, dado que las velocidades relativas de los planetesimales son un factor crítico para determinar sus tasas de acreción.

Una vez que los cuerpos alcanzan tamaños de 1 *km* de diámetro, las interacciones gravitatorias entre ellos se vuelven significativas. El eslabón más débil de la teoría es comprender las colisiones. Los experimentos de laboratorio están limitados a los cuerpos de tamaños menores que un metro y en consecuencia la mayor parte de lo que sabemos sobre las colisiones de objetos de más de 1 *km* proviene de simulaciones numéricas. Éstas sugieren que la mayoría de las colisiones conducen a una fusión de los cuerpos protagonistas del impacto, a menos que la velocidad de impacto sea sustancialmente superior a la velocidad de escape del objetivo.

Un planetesimal acreta a sus hermanos más pequeños a una tasa que depende del número de objetos por unidad de volumen y de la velocidad relativa entre el planetesimal y los cuerpos vecinos. Si la velocidad relativa es grande, el planetesimal choca sólo con los objetos que pasan directamente frente a él. Si la velocidad relativa es pequeña, la gravedad del planetesimal atraerá material que no estaba originalmente en su trayectoria. Este efecto denominado *enfocamiento gravitatorio* aumenta la frecuencia de las colisiones.

Los frecuentes encuentros cercanos entre planetesimales causan que sus trayectorias sean alteradas por la perturbación gravitatoria. El efecto acumulativo de muchos encuentros cercanos modifica la velocidad relativa del planetesimal y sus cuerpos vecinos. Este efecto denominado *fricción dinámica*, causa que las grandes masas tiendan a adquirir pequeñas velocidades aleatorias y viceversa.

Al mismo tiempo, el efecto de arrastre del gas nebular es resistivo y tiende a disminuir las velocidades de los planetesimales, haciendo sus órbitas más circulares y coplanares.

A pesar de esta aparente complejidad, el crecimiento de los planetesimales es posible, y ocurrirá en diferentes regímenes de acuerdo a como actúen estos mecanismos de excitación y amortiguamiento en las velocidades relativas de los planetesimales más grandes respecto de su entorno. Cada uno de estos regímenes de crecimiento tiene diferentes características y escalas de tiempo de crecimiento.

3.4.1. Crecimiento fuera de control o “runaway”

A lo largo de muchos encuentros cercanos, la fricción dinámica causa que los planetesimales más grandes adquieran velocidades aleatorias más chicas que los planetesimales de menor tamaño. Como resultado, el enfocamiento gravitatorio se hace más eficiente para los cuerpos más grandes que crecerán muy rápido, alimentándose vorazmente de los objetos más chicos. Sin embargo, la mayoría del material sólido permanece en los pequeños planetesimales que crecen más lentamente (Stewart & Kaula, 1980; Kokubo & Ida, 1996) y por lo tanto los cuerpos más grandes de la distribución, los embriones planetarios o *protoplanetas*, superan rápidamente a todos los demás en un crecimiento fuera de control o *runaway*, como fue definido por primera vez en un trabajo de Wetherill y Stewart (1989).

En principio, parece más probable que la mayoría de las colisiones lleven a acreción más que a fragmentación (Leinhardt & Richardson, 2002). No obstante, a medida que los planetesimales se hacen cada vez más grandes, sus velocidades aumentan, y las colisiones llevan más probablemente a la ruptura de los cuerpos. Los pequeños fragmentos de la colisión son afectados por el arrastre debido al gas nebular, adquiriendo rápidamente una órbita circular y coplanar. Como resultado, los fragmentos de las colisiones son rápidamente acretados por los planetesimales más grandes, lo que hace el crecimiento de estos últimos todavía más rápido (Wetherill & Stewart, 1993).

Cuando los protoplanetas se vuelven lo suficientemente masivos como para influenciar la distribución de velocidades de los pequeños planetesimales en su entorno, este crecimiento runaway comienza a frenarse (Ida & Makino, 1993) y da lugar al próximo régimen de crecimiento.

3.4.2. Crecimiento “oligárquico”

En este régimen las velocidades de los planetesimales quedan determinadas por las perturbaciones gravitatorias de los embriones más que por las de otros planetesimales (Ida & Makino, 1993). Como resultado, el enfocamiento gravitatorio se vuelve menos efectivo y la acreción entra en un nuevo régimen denominado *crecimiento oligárquico* (Kokubo & Ida, 1998). El nombre se debe a que en este régimen ya no se produce acreción entre los planetesimales y solo crecen los cuerpos de mayor masa o embriones planetarios. Esta etapa de la evolución se caracteriza por un crecimiento lento y pausado, no obstante dura mucho tiempo y constituye el régimen fundamental de crecimiento de los futuros planetas. Simulaciones numéricas sugieren que este régimen comienza cuando los cuerpos tienen masas de entre 10^{-5} y $10^{-3}M_{\oplus}$ (Raficov, 2003; Thommes et al., 2003), indicando que la formación de objetos de tamaños de la Luna o Marte ocurre dentro del régimen de crecimiento oligárquico.

Cuanto más grande es el embrión, mayor es la perturbación que ejerce sobre los planetesimales cercanos, excitando y aumentando aún más sus velocidades y haciendo

más lento su crecimiento. Así permite que los otros embriones oligarcas lo alcancen.

En este régimen y como en toda buena oligarquía, las interacciones gravitatorias entre los embriones tienden a mantenerlos aparte, de modo que cada uno tiene su propia región de influencia o *zona de alimentación* en el disco. Esta es la región en la que acretarán planetesimales, que tiene anchos de entre 10 y 12 veces el radio de Hill del embrión (Kokubo & Ida, 1998). Esto nos indica que los embriones posiblemente tengan composiciones diferentes dependiendo de donde se hayan formado en el disco protoplanetario, aunque posiblemente algún mecanismo de mezclado haya actuado en el disco.

La etapa de crecimiento oligárquico dura entre 0,1 y un millón de años (Weidenschilling et al., 1997; Thommes et al., 2003), siendo el régimen fundamental donde se forman los planetas. El crecimiento oligárquico termina cuando el número de planetesimales disminuye tanto que ya no puede frenar las acciones de los embriones. Con la desaparición de los planetesimales, la fricción dinámica se apaga, causando que los embriones pierdan sus zonas de alimentación y se derrumbe el orden anterior. Ahora los protoplanetas comienzan a interactuar con fuerza y chocan unos a otros. La acreción de los planetas entra ahora en una fase terminal prolongada.

3.4.3. Impactos gigantes

La última etapa de acreción comienza cuando los pocos planetesimales que quedan tienen muy poca masa como para amortiguar las velocidades aleatorias de los embriones. Como consecuencia, sus velocidades aumentan y el crecimiento se frena dramáticamente, causando que las órbitas de los embriones se empiecen a cruzar con las de sus vecinos. Esta nueva etapa de crecimiento, comienza cuando la mitad del material sólido está contenido en los embriones (Kokubo & Ida, 2000) y se caracteriza por ser el régimen más violento y estar marcado por impactos gigantes entre los embriones que ahora, tienen el tamaño aproximado de la Luna.

No es muy claro como son de eficientes las colisiones, aunque las simulaciones numéricas sugieren que el crecimiento continúa aún si hubo una fragmentación significativa (Alexander & Agnor, 1998). Los planetesimales remanentes desaparecen o bien por caer a la estrella central o bien por ser eyectados del sistema planetario. De esta manera, los impactos gigantes serían comunes durante las últimas etapas de acreción (Agnor et al., 1999) y de gran importancia dado que determinan los parámetros finales de los planetas, tanto sus elementos orbitales como las propiedades de su espín.

3.5. Planetas gigantes y dos teorías para explicar su formación

Antes de que los embriones colisionen entre si en el régimen de impactos gigantes, se originan los planetas gigantes. En la actualidad co-existen dos teorías que explican la

formación de un planeta gigante: el modelo de inestabilidad del núcleo y el modelo de inestabilidad gravitatoria. Ambos modelos son conceptualmente diferentes y consecuentemente forman planetas gigantes con estructuras internas distintas. De acuerdo con las observaciones, ambos modelos podrían explicar características de diferentes poblaciones de planetas gigantes, lo que lleva a pensar que dependiendo de las condiciones del sistema planetario puede explicarse la formación con una u otra teoría.

3.5.1. Teoría de inestabilidad gravitatoria

De acuerdo con este modelo, los planetas gigantes se forman por la contracción de condensaciones de gas que surgen debido a inestabilidades gravitatorias en el disco protoplanetario. Boss (1997, 1998) realizó una serie de simulaciones numéricas en las que muestra que “grumos” de $1M_{Jupiter}$ se podrían formar en un disco de gas gravitatoriamente inestable. Sin embargo, estas simulaciones requieren de un alto costo computacional y es por este motivo que la evolución de estas condensaciones solo se siguen por algunos períodos orbitales y resulta incierto si ellas son capaces de sobrevivir lo suficiente como para dar origen a un planeta, lo cual constituye el principal argumento en contra de esta teoría.

Por otra parte autores como Raficov (2005) o Dodson-Robinson y colaboradores (2009), mostraron que en discos con propiedades más o menos estandar, la formación de planetas gigantes por inestabilidad gravitatoria podría producirse más allá de las 100 UA . Este hecho sería confirmado con el descubrimiento de planetas gigantes ubicados a grandes distancias de la estrella central, como por ejemplo el sistema HR 8799 que fue observado por imagen directa y en donde sus tres planetas gigantes (de $\sim 10M_{Jupiter}$ cada uno) se encuentran ubicados entre 25 y 70 UA , o también el planeta gigante hallado orbitando la estrella Fomalhaut, con un semieje mayor de 115 UA (por citar algunos ejemplos). En estos sistemas la formación de sus planetas gigantes no podría explicarse con el mecanismo de inestabilidad nucleada ni aún considerando la migración planetaria como mecanismo para ubicar al planeta en su ubicación actual.

3.5.2. Teoría de inestabilidad nucleada

Miremos por un lado el hecho de que hay muy pocos objetos detectados con masas entre 5 y 50 $M_{jupiter}$ orbitando estrellas de tipo solar (hecho conocido como “el desierto de las enanas marrones”), lo cual representa una discontinuidad en la función inicial de masa y sugiere que el mecanismo de formación de los planetas es diferente al de las estrellas.

Por otra parte mirando a nuestro Sistema Solar, encontramos que los planetas terrestres están formados principalmente por sólidos y a medida que la masa de los planetas crece aumenta su componente gaseosa, pero evidenciando siempre un enriquecimiento respecto de la abundancia solar, lo que lleva a pensar en un escenario común de

formación para todos los planetas.

Estas son algunas de las causas que hacen al modelo de inestabilidad nucleada el escenario de formación de un planeta gigante más aceptado por la comunidad científica y el modelo adoptado en esta tesis doctoral.

De acuerdo con este modelo, la formación de un planeta gigante comienza con la formación de un núcleo sólido a partir de la acreción de planetesimales. Mientras la formación de este núcleo tiene lugar, una envoltura gaseosa comienza a asociarse a su alrededor. Si el protoplaneta está ubicado en una región rica en gas, la envoltura gaseosa se hace más y más grande, dando origen al planeta gigante en escalas de tiempo muy cortas.

En el caso de nuestro Sistema Solar, si pensáramos que nuestros planetas gigantes se formaron por el mecanismo de inestabilidad gravitatoria, entonces sería de esperar que la composición del planeta sea igual a la de la nebulosa, con lo cual se necesitaría de un proceso independiente para explicar el enriquecimiento respecto de la composición solar que tienen Júpiter y Saturno. Además, la formación de planetas que están a mitad de camino entre los planetas terrestres y los gigantes gaseosos, como Urano y Neptuno, resulta difícil de explicar en el escenario de inestabilidad gravitatoria. Por otra parte modelos basados en el mecanismo de inestabilidad nucleada (Benvenuto et al., 2009; Guilera et al., 2010), muestran que efectivamente puede explicarse la formación de los cuatro planetas gigantes del Sistema Solar por este mecanismo.

De esta manera, si bien ambos mecanismos explican el origen de los planetas gigantes, con el mecanismo de inestabilidad nucleada puede explicarse la formación de la gran mayoría de los exoplanetas observados a excepción de una docena que se encuentran muy alejados de la estrella central, y es por eso que es el mecanismo elegido en esta tesis.

3.6. Evolución orbital de los protoplanetas

Una importante contribución a nuestra comprensión acerca de la formación y evolución planetaria fue el descubrimiento de los primeros planetas Júpiter calientes. Las dificultades asociadas a la formación de estos cuerpos son más pronunciadas a medida que están más cerca de su estrella anfitriona y han despertado el interés en revisar las teorías de evolución orbital de los embriones debido a la interacción gravitatoria con el disco. En esta sección vamos a estudiar los mecanismos dinámicos que actúan modificando el semieje mayor de los planetas e inducen una evolución orbital de los mismos. Estos mecanismos son:

- A) Interacción con el disco gaseoso.
- B) Interacción con el disco de planetesimales remanente. Los planetas pueden intercambiar momento angular debido a la interacción con los planetesimales remanen-

tes en el disco.

- C) Interacciones debido a inestabilidades dinámicas entre los planetas ya formados, especialmente si son gigantes.

Estos mecanismos pueden actuar en todos los planetas, pero su relevancia esta asociada al tipo de planeta involucrado. En el caso del mecanismo A, este es de mucha importancia tanto en la evolución de los planetas rocosos como en la de los gigantes y obra durante la formación de los embriones. Por el contrario, los mecanismos B y C, sólo son relevantes para la evolución de los planetas gigantes y actúan una vez que éstos ya están formados en el disco. En esta sección discutiremos brevemente cada uno de estos puntos, en especial el punto A, que es el que mejor logra explicar la distribución de exoplanetas observada, el único que obra en la etapa de formación, durante las primeras decenas de millones de años y por estos motivos, el único considerado en nuestro trabajo.

3.6.1. Interacción con el disco gaseoso

Cuando todavía queda gas en el disco, las interacciones gravitatorias entre el disco y el embrión causan un intercambio de momento angular entre ellos, que puede ocasionar la migración orbital del embrión, siempre que exista un desequilibrio entre los torques ejercidos por los discos internos y externos (Goldreich y Tremaine 1980). La migración resultante pueden ser descrita por diferentes formalismos, dependiendo de como sea la respuesta del disco protoplanetario.

A continuación explicaremos brevemente los regímenes posibles de migración orbital asociado una interacción entre el embrión y el disco gaseoso. Estos son: I) la migración de tipo I, que se aplica a un protoplaneta de poca masa (Ward, 1997), II) migración de tipo II, que se aplica cuando el protoplaneta es lo suficientemente masivo como para abrir una brecha en el disco (Lin y Papaloizou 1986) y (III) la recientemente introducida migración fuera de control o de tipo III (Masset & Papaloizou, 2003; Artymowicz, 2004), que es una migración potencialmente rápida, que se aplica a discos muy masivos e involucra a embriones planetarios con masa suficiente como para abrir un gap, pero el cual sólo se ha abierto de forma parcial en el disco.

Migración de tipo I

El problema de determinar la evolución de la órbita de un protoplaneta implica una evaluación de los torques. Cuando se tiene un desequilibrio de marea causado por el disco interno y externo que conducen a un intercambio de momento angular, esto ocasiona que el planeta se desplace en relación con el material del disco.

Para los planetas de baja masa (aproximadamente $1 M_{\oplus}$, aunque la masa exacta depende de las propiedades del disco), el flujo de momento angular inyectado en el disco como consecuencia de la interacción de mareas entre el embrión y el disco, es

insignificante en comparación con el transporte viscoso del momento angular. Como resultado, la densidad superficial del gas permanece esencialmente sin cambios debido a esta interacción.

Una tendencia natural es que los torques externos del disco dominen a los internos, causando una rápida migración del embrión hacia la estrella central, en escalas de tiempo de entre 10^4 a 10^5 años para un planeta de entre 1 y $10 M_{\oplus}$, respectivamente, ubicado a $5 UA$ de la estrella anfitriona (Ward, 1997). Esto está de acuerdo con estimaciones obtenidas por otros autores que usaron modelos más rigurosos (Tanaka et al., 2002; Bate et al., 2003; D'Ángelo et al., 2003).

Estas escalas de tiempo de migración indican que el planeta migra hacia la estrella central en escalas de tiempo mucho más rápidas que las escalas de tiempo de formación de los núcleos de los planetas gigantes, lo que nos enfrenta ante un grave problema, cuya solución es que la migración del embrión sea retrasada o frenada de alguna manera.

En los últimos años, se propusieron una serie de escenarios para detener la migración. Por un lado las incertidumbres en la estructura de los discos protoplanetarios y en particular en la determinación de opacidades pueden afectar las tasas de migración (Menou & Goodman, 2004). Por otro lado, las regiones de baja viscosidad en discos protoestelares (zonas muertas) pueden hacer considerablemente más lento el movimiento orbital del planeta (Matsumura et al., 2007). También la inclusión de campos magnéticos puede ser importante a la hora de detener la migración (Terquem, 2003; Nelson & Papaloizou, 2004). El perfil de densidad superficial real no es suave en el disco, si no que puede tener saltos y atrapar protoplanetas de baja masa reduciendo la tasa de migración (Masset et al., 2006). De todas formas, ninguno de estos mecanismos está libre de incertezas, con lo cual este problema todavía no está resuelto y es claro que hacen falta más estudios acerca de este tema.

Migración de tipo II

La interacción de marea entre un protoplaneta y el disco en el que está inmerso conduce al intercambio de momento angular entre ellos. Este intercambio ocurre localmente en el disco, siendo el sector que orbita más allá de la posición del planeta el que recibe momento angular del embrión, mientras que el disco interior pierde momento angular que es recibido por el protoplaneta. Esto ocasiona que el material del disco se mueva alejándose del planeta y cuando los torques debido a las mareas son mayores que los torques internos viscosos en el disco y la respuesta del disco se convierte en no-lineal, se espera que se forme una brecha en el disco, en los alrededores del planeta (Papaloizou y Lin, 1984; Lin y Papaloizou 1993).

Las condiciones para que esto ocurra son que la esfera de Hill del planeta sea comparable o mayor que el espesor del disco gaseoso en esa ubicación y que los torques de mareas excedan a los torques viscosos. Esto último implica que los torques de mareas remuevan gas localmente de la región de la brecha más rápidamente de lo que la vis-

cosidad llena este hueco en el disco (Papaloizou y Lin, 1984; Lin y Papaloizou, 1985, 1993). Estas dos condiciones se satisfacen para planetas de masas entre Júpiter y Saturno, aunque la masa exacta depende de las propiedades del disco protoplanetario en los alrededores del embrión, pero podemos concluir que este será un efecto importante para planetas gigantes.

Este truncamiento de mareas en la nebulosa fue investigado a partir de simulaciones numéricas (Bryden et al., 1999; Kley, 1999). Lo que encontraron es que para los parámetros físicos típicos de los modelos de disco, la formación de esta brecha puede reducir sustancialmente la tasa de acreción de gas, conduciendo a la formación de planetas con masas entre 1 y $10 M_{Jupiter}$, en concordancia con las masas observadas de los planetas extrasolares.

Una vez que se abre una brecha en el disco, el flujo de momento angular hacia el disco externo debido al transporte viscoso es suministrado por el planeta. De la misma forma, el flujo hacia afuera pero proveniente de la parte interna del disco lo adquiere el planeta. Cuando estas contribuciones no están equilibradas, el planeta migra. Normalmente, las simulaciones indican que el disco externo tiene el efecto dominante, causando una migración del planeta hacia la estrella central. Esto está ilustrado en la figura 3.1, tomada del trabajo de Nelson et al. (2000), en la que se muestra la evolución de un planeta que inicialmente tiene $1M_{Jupiter}$.

Supongamos que hay una brecha abierta en el disco, vamos a estudiar la tasa de migración del embrión planetario. Cuando la masa del planeta es comparable o menor a la masa del disco local con el que interactúa, entonces el planeta se comporta como una partícula representativa del disco y su tasa de migración esta controlada por la evolución viscosa del disco en el que esta inmerso. En este caso la tasa de migración esta dada por la velocidad de deriva radial del gas debido a la evolución viscosa y puede llevar al planeta desde la posición de Júpiter hasta la estrella central en aproximadamente 10^5 años. Estas escalas de tiempo son mucho menores que la escala de tiempo de vida del disco o las estimadas para la formación de estos planetas.

Por otro lado, cuando la masa del planeta es mayor que la masa típica del disco con el que interactúa, la inercia del planeta se convierte en un factor importante que retrasa la migración orbital (Syer & Clarke, 1995; Ivanov et al., 1999). La inercia del embrión actúa como un dique contra la evolución viscosa del disco y puede conducir a un cambio sustancial en la estructura del disco en las cercanías de la órbita del planeta.

La migración de tipo II también puede frenarse antes de que el planeta caiga a la estrella central debido a la interacción de marea de una estrella que rota rápidamente (Lin et al., 2000), o también se frenará si el gas del disco se disipa (Trilling et al., 1998, 2002)

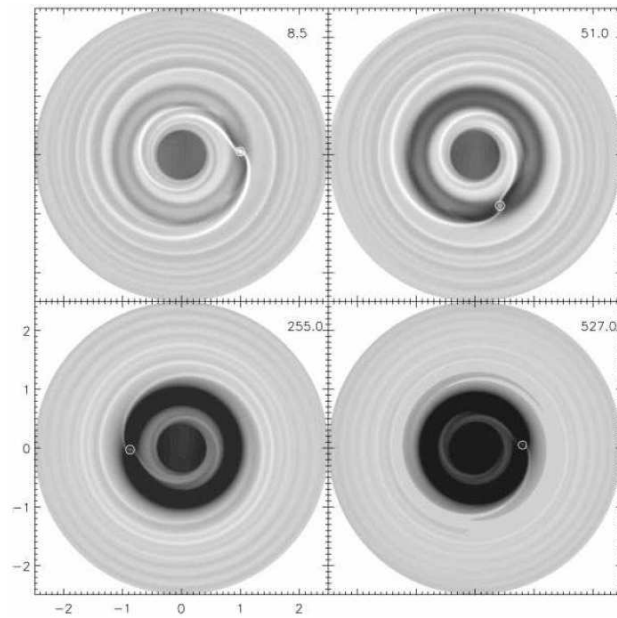


Figura 3.1: Esta figura fue tomada del trabajo de Nelson et al. (2000) y muestra la evolución temporal de la densidad superficial del disco y el radio orbital del embrión en función del tiempo medido en períodos orbitales. El protoplaneta tiene una masa inicial de un $1 M_{Jupiter}$ y se mueve hacia la estrella central por efecto de la migración de tipo II

Migración de tipo III

Este régimen de migración fue el último que se introdujo (Masset & Papaloizou, 2003; Artymowicz, 2004; Papaloizou, 2005) y ocurre cuando un protoplaneta abre parcialmente una brecha en el disco. Esto causa que el material fluya a través de la órbita del embrión, ejerciendo un torque sobre el protoplaneta que podría actuar ayudando o retrasando la migración.

De acuerdo con Masset y Papaloizou (2003), este efecto podría actuar ayudando a la migración y hasta en algunos casos podría actuar de forma descontrolada, ocasionando una migración muy rápida del planeta, siempre que el disco sea muy masivo, aproximadamente un orden de magnitud mayor que los valores típicos de discos protoplanetarios observados.

El estudio de esta migración causada por una brecha abierta parcialmente, involucra un embrión planetario lo suficientemente masivo como para que permita que la brecha comience a abrirse en el disco, pero además requiere que el disco involucrado tenga mucha masa. Este régimen es difícil de estudiar numéricamente y todavía hacen falta muchos estudios para determinar cual es su verdadera relevancia en el proceso de formación planetaria.

3.6.2. Interacción con el disco de planetesimales

Supongamos que el gas se disipó del disco y todavía queda un número importante de planetesimales en el sistema, entonces los planetas pueden migrar como resultado de encuentros gravitatorios con estos objetos (Levison et al., 2007). En particular, si un planeta se encuentra inmerso en un mar de pequeños cuerpos, retrocederá cada vez que eyecte gravitatoriamente a uno de ellos. En general, dado que estos cuerpos provienen de cualquier dirección, esto forzaría a los planetas a tener un cambio al azar en el semieje. Sin embargo, puede ocurrir que estos cuerpos provengan todos de una misma dirección. Esto ocurre, por ejemplo, cuando los planetesimales son eyectados por un planeta vecino, lo que ocasiona un flujo neto de material proveniente de una dirección determinada. El planeta en cuestión se mueve en la dirección opuesta al flujo de material, debido a la conservación de la energía y el momento angular. En la ausencia de fuertes perturbaciones gravitatorias con otro planeta, el semieje mayor del planeta protagonista cambiará lentamente con el tiempo.

La primera discusión que involucró a este proceso fue presentada por Fernandez e Ip (1984), quienes describen la respuesta de los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar al disco remanente de planetesimales. Más tarde, Malhotra (1993, 1995), mostró que la dinámica de los objetos resonantes del cinturón de transneptunianos, podría explicarse como el resultado de una migración exterior de Neptuno y concluye que este planeta debería haber migrado varias unidades astronómicas para poder explicar la distribución de excentricidades observadas.

En el caso de los sistemas planetarios extrasolares, dado que la migración será diferente dependiendo de cada caso, los modelos actuales que intentan tener una representación general y no de algún caso particular son muy simples y estudian la evolución de un único planeta inmerso en un disco de planetesimales (Murray et al., 1998; Ida et al., 2000). En estos modelos, el comportamiento del planeta dependerá de una competencia entre las fuente de planetesimales y el mecanismo de dispersión de los mismos. Si el material se remueve más rápidamente de lo que es rellenado, el planeta no migrará. Por el contrario, si la región se llena de planetesimales más rápidamente de lo que son eyectados, la migración será sostenida.

La dirección y escala de tiempo de migración también dependerá de la cantidad de planetas gigantes presentes en el disco y de la masa y estructura del disco de planetesimales remanente. Por ejemplo, si se quiere explicar el comportamiento de un único planeta gigante inmerso en un disco de planetesimales este migrará hacia la estrella central y se convertirá en un Júpiter caliente siempre que el disco de sólidos sea extremadamente masivo, lo que podría llevar a un disco gravitacionalmente inestable (Papaloizou & Terquem, 2005).

Para que este mecanismo funcione eficientemente explicando la distribución de semi-ejes observados en planetas extrasolares, se necesita la presencia de discos remanentes de planetesimales muy masivos, aún cuando los planetas gigantes ya están formados. Todo esto indica que este mecanismo es mucho menos eficiente que la interacción entre un protoplaneta y el disco gaseoso (caso A) y por lo tanto no lo tendremos en cuenta en nuestro modelo de formación.

3.6.3. Interacción planeta-planeta

Los sistemas planetarios de múltiples planetas pueden sufrir inestabilidades dinámicas (Levison et al., 1998) que pueden llevar a cortos pero violentos períodos de evolución orbital, durante los cuales las excentricidades planetarias pueden aumentar a valores muy grandes. Este efecto de dispersión gravitatoria entre dos o más planetas de un mismo sistema planetario fue sugerido por (Rasio & Ford, 1996). Si la inestabilidad puede ser amortiguada por algún proceso, como por ejemplo, la fricción dinámica con el disco o la interacción de marea con la estrella central, entonces los embriones volverán a tener sus órbitas casi circulares, pero en ubicaciones diferentes de donde se encontraban inicialmente. Esto ayudaría a explicar la distribución de exoplanetas observados, aunque no lograría explicarla en su totalidad.

Autores como Thommes et al. (1999), llevaron este estudio a nuestro Sistema Solar, sugiriendo que los cuatro planetas gigantes podrían haberse formado muy cerca el uno del otro, ocasionando que sus órbitas fueran dinámicamente inestables. De acuerdo con el escenario propuesto por Thommes y colaboradores, Urano y Neptuno se habrían originado entre Júpiter y Saturno. Casi inmediatamente, estos planetas habrían sido eyectados hacia afuera por Júpiter y Saturno y la fricción dinámica debida a la presencia

de un disco de planetesimales remanente habría circularizado sus órbitas. Otro modelo que se presentó recientemente basado en esta idea es el denominado “modelo de Niza” (Tsiganis et al., 2005; Morbidelli et al., 2005; Gomes et al., 2005). Estos modelos estarían sugiriendo que este tipo de inestabilidad puede ocurrir en las partes más externas de los sistemas planetarios, modificando la arquitectura final de los mismos.

Capítulo 4

Nuestro modelo para formar sistemas planetarios

En los capítulos anteriores resumimos el estado actual del conocimiento acerca de los sistemas planetarios, desde el punto de vista teórico y observacional. Desde el punto de vista teórico, vimos cómo la formación de un sistema planetario es una consecuencia natural de la formación de una estrella, lo que no implica que necesariamente todas las estrellas tengan planetas, pero sí que los planetas se formen como subproducto de ese proceso. También analizamos cómo a partir del disco protoplanetario primordial se forman los primeros agregados, luego los planetesimales y cómo estos se convierten en planetas. Todo este proceso fue relatado de acuerdo el escenario de formación actualmente más aceptado.

Por el lado observacional, reconocimos las principales características de la población de planetas extrasolares, estudiando sus masas, semiejes mayores y excentricidades. Sumado a esto, analizamos las propiedades de la estrella anfitriona relevantes para el proceso de formación planetaria: sus masas y metalicidades. Finalmente exploramos cuales son las masas y tamaños observados en discos protoplanetarios, que constituyen las condiciones iniciales a partir de las cuales se originan los planetas. Estos datos observacionales nos muestran una gran diversidad de escenarios posibles para la formación de sistemas planetarios, que plantean el desafío de explicar su proceso de formación.

En lo que sigue, presentaremos en detalle el modelo que desarrollamos para representar el proceso de formación de sistemas planetarios, que fue publicado en nuestros trabajos Miguel y Brunini (2008, 2009, 2010) y en Miguel et al. (2010a, 2010b) y representa el objetivo de esta tesis doctoral. Este modelo esta basado en el escenario actual para explicar la formación de un sistema planetario, y computa el origen desde que el disco protoplanetario ya esta formado y los primeros embriones existen en el disco, hasta 20 millones de años después, cuando los planetas gigantes ya están formados y los embriones de los planetas terrestres están entrando en la fase prolongada de impactos gigantes, que los llevará al final de su evolución. Nuestro modelo es semi-analítico y

nos permite generar una gran población de sistemas planetarios con poco costo computacional, que es analizada estadísticamente y comparada con la muestra de planetas extrasolares observados. De esta manera, establecemos restricciones a las teorías de formación planetaria y hacemos predicciones acerca de las principales características que deberíamos esperar de los sistemas planetarios extrasolares. Nuestro modelo fue armado en diferentes etapas. En este capítulo mostramos cada una de estas etapas, que constituyen diferentes mejoras realizadas al modelo y en las que nos enfocamos en diferentes aspectos del proceso de formación planetaria.

4.1. Parte I: formación de un planeta por disco. Análisis del desierto planetario

En esta primera etapa de nuestro trabajo desarrollamos un modelo semi-analítico para computar la formación de un único planeta por disco protoplanetario, el cual se forma *in situ*, es decir que la evolución orbital de este embrión no es considerada. Para el desarrollo de este modelo nos basamos en el trabajo de Ida y Lin (2004a), quienes fueron pioneros en este tipo de modelos semi-analíticos desarrollados para explicar la distribución de exoplanetas observada. Una de las predicciones del modelo de Ida y Lin es el *desierto planetario*, que es una región en la distribución de masas y semiejes en la que hay una ausencia de planetas. Esta escasez se debe a que al encenderse el proceso de acreción gaseosa, las masas de los planetas crecen muy rápidamente y pasan de tener 10 a $100 M_{\oplus}$ en muy poco tiempo, motivo por el cual raramente se encuentran planetas en ese rango de masas intermedio. Nosotros creemos que esta predicción podría depender de la prescripción adoptada para la acumulación de gas. Con esta idea, desarrollamos nuestro modelo, en donde asumimos tasas de acreción de gas y sólidos más realistas y esencialmente diferentes a las de estos autores.

Dado que comenzamos nuestro estudio una vez que el disco protoplanetario está formado, es importante en un principio establecer la estructura del disco que vamos a considerar, así como las condiciones iniciales del embrión que ubicamos en el mismo.

4.1.1. Estructura del disco protoplanetario

La estructura del disco protoplanetario que asumimos como condición inicial para la formación de un sistema planetario extrasolar, está basada en el modelo de la nebulosa solar primordial y es extrapolada para representar las condiciones iniciales de cualquier disco extrasolar.

A lo largo de los años se presentaron diferentes representaciones de la nebulosa solar. Estos modelos fueron cambiando de acuerdo a los diferentes datos aportados por estudios cosmoquímicos realizados en nuestro Sistema Solar actual. Kusaka y sus colaboradores (1970) fueron los primeros en estimar cual habría sido la densidad superficial de sólidos

mínima necesaria para formar los planetas terrestres y los núcleos de los planetas gigantes. Estos datos fueron tomados por Hayashi (1981), quien desarrolló un modelo para representar a la nebulosa solar primordial, en el cual la densidad superficial de sólidos, Σ_d , esta dada por:

$$\Sigma_d = \begin{cases} 7,1 \left(\frac{a}{1UA}\right)^{-3/2} & a < 2,7UA \\ 30 \left(\frac{a}{1UA}\right)^{-3/2} & a \geq 2,7UA \end{cases} \quad (4.1)$$

con a el semieje mayor en UA, y donde la densidad esta dada en unidades de g/cm^{-2} . Estos datos fueron obtenidos asumiendo una masa total para el disco de $0,013 M_{\odot}$, en donde la abundancia de los materiales rocosos metálicos es de 0,0043 y la de los hielos (H_2O , CH_4 y NH_3) es considerada como 0,0137. Además, Hayashi asumió una cierta masa total de sólidos presente en los planetas gigantes, que asumió se encontraría en el núcleo de los mismos, sin tener en cuenta los metales presentes en la envoltura gaseosa. Hayashi adoptó para el núcleo de los planetas gigantes una masa de $15 M_{\oplus}$, que si bien no es tan diferente de las estimaciones actuales (Guillot, 2005; Militzer et al., 2008; Nettelmann et al., 2008), al agregar los metales presentes en la envoltura gaseosa, la cantidad de sólidos mínimos necesarios para formar a los planetas gigantes sería bastante mayor que el asumido por este autor (Guillot, 2005; Guillot & Gautier, 2009).

La línea de hielo representa el lugar en el disco en el cual el agua condensa, aumentando abruptamente la densidad superficial de sólidos de la nebulosa. De acuerdo con este modelo, denominado *modelo de la nebulosa solar de masa mínima o MMSN*, la condensación del agua ocurre a una temperatura de $170^{\circ}K$ y esta ubicada a $2,7 UA$ del Sol. De esta manera, Hayashi consideró que la mayor cantidad de sólidos en los planetas gigantes era debido a hielo de agua.

Con el fin de considerar este modelo como condición inicial para un disco protoplanetario extrasolar, Ida y Lin (2004a), introdujeron el factor f_d , que es un factor de escala del disco que se asume como constante a lo largo del mismo y sirve para asumir discos iniciales de diferentes masas. Las observaciones en radio muestran la emisión de polvo en los discos, y de esta forma puede inferirse la masa total de polvo en los discos protoestelares alrededor de estrellas T Tauri, que está en los rangos de $10^{-5} M_{\odot}$ a $3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ (Beckwith & Sargent, 1996). Teniendo esto en cuenta y asumiendo que todos los discos tienen tamaños similares (desde algunas decenas de UA a $100 UA$), las masas inferidas de las observaciones indican que f_d toma valores en el rango $f_d \sim 0,1 - 30$.

De esta manera, la densidad superficial de sólidos en la forma de granos condensados y planetesimales esta dada por,

$$\Sigma_d = \begin{cases} 7,1 f_d \left(\frac{a}{1UA}\right)^{-3/2} & a < a_{hielo} \\ 30 f_d \left(\frac{a}{1UA}\right)^{-3/2} & a \geq a_{hielo} \end{cases} \quad (4.2)$$

En la figura 4.1 mostramos la densidad superficial de sólidos como función del semieje

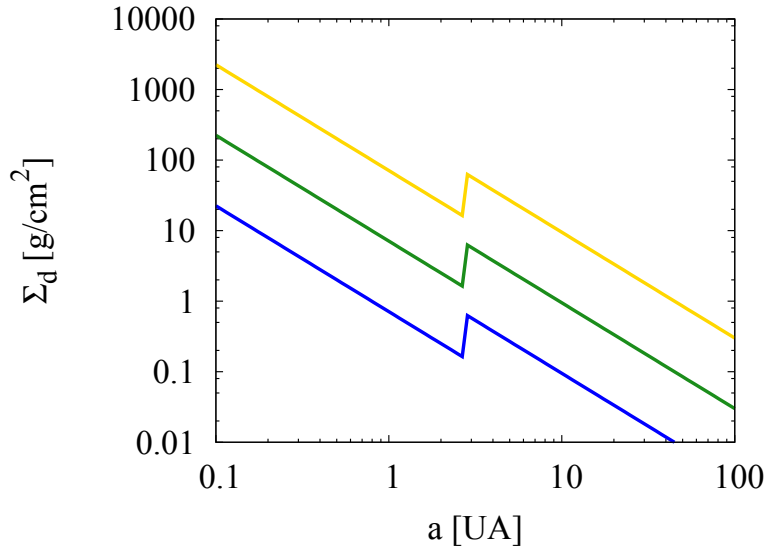


Figura 4.1: Densidad superficial de sólidos como función del semieje mayor, para diferentes valores del factor de escala del disco. Cuando $f_d = 0,1$, los resultados se muestran con la línea azul, si $f_d = 1$ entonces la densidad de sólidos se muestra en verde y $f_d = 10$ está representada por la línea amarilla.

a para diferentes valores del factor de escala del disco: $f_d = 0,1$, $f_d = 1$ y $f_d = 10$ y en donde se toma $a_{hielo} = 2,7$ UA, como se asume para la MMSN. En la figura la línea azul muestra la densidad de sólidos cuando $f_d = 0,1$, la línea verde representa a $f_d = 1$ y cuando el disco es 10 veces la nebulosa mínima, la densidad de sólidos es la que se muestra con la línea amarilla. Como podemos ver, cuanto mayor es f_d , mayor es la cantidad de sólidos disponible para el crecimiento del embrión. Además, en todos los casos se puede apreciar el corte abrupto en la línea de hielo.

Falta determinar el valor de a_{hielo} , para cualquier disco extrasolar. Para determinarlo necesitamos especificar el perfil de temperatura del gas en el disco. Supongamos que los granos de polvo se comportan como un cuerpo negro, entonces la energía absorbida por los mismos esta dada por,

$$E_a = \frac{L_\star}{4\pi a^2} \pi r^2$$

donde r es el radio del grano considerado esférico y L_\star es la luminosidad de la estrella central. Por otro lado si usamos la ley de Steffan-Boltzman,

$$E_e = \sigma T^4 4\pi r^2$$

con T la temperatura buscada, y $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ la constante de Steffan-Boltzman. Debido a que estamos asumiendo que los granos se comportan como un cuerpo

negro, $E_a = E_e$, con lo cual la temperatura es

$$T^4 = \frac{L_\star}{16\pi\sigma a^2}$$

y usando las unidades adecuadas (de forma que nos quede a en $[UA]$ y L_\star en luminosidades solares), se encuentra que

$$T = 280 \left(\frac{a}{1UA} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ } ^\circ K \simeq 280 \left(\frac{a}{1UA} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) \text{ } ^\circ K \quad (4.3)$$

Aclaremos que este es un modelo muy simplificado dado que los granos de polvo no absorben ni re-emiten en longitudes de onda que sean más largas que su propio tamaño.

Dado que a_{hielo} corresponde al radio para el cual se alcanza una temperatura $T \simeq 170^\circ K$, se tiene

$$a_{hielo} = 2,7 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^2 UA \quad (4.4)$$

En esta parte de nuestro trabajo, usamos $a_{hielo} = 2,7 UA$, dado que tomamos una estrella central como el Sol.

También tenemos que tener en cuenta al gas presente en el disco. Vamos a suponer que la densidad superficial del gas en el disco tiene una dependencia con a similar a la de Σ_d , luego

$$\Sigma_g = f_g 2,4 \times 10^3 \left(\frac{a}{1UA} \right)^{-\frac{3}{2}} \text{ } gcm^{-2} \quad (4.5)$$

donde el parámetro f_g , es un factor de escala para la masa total de gas del disco, que fue introducido para considerar la posibilidad de que el gas y los sólidos evolucionen independientemente. Este valor puede cambiarse obteniendo de esta forma distintos modelos de discos y testear la dependencia de las propiedades planetarias con la masa del disco gaseoso.

La razón $\frac{f_g}{f_d}$ indica como es la abundancia del disco. Si $\frac{f_g}{f_d} = 1$, se estaría hablando de un disco con la abundancia solar, que es el caso considerado en esta etapa de la tesis.

En esta etapa también asumimos que todos los elementos pesados permanecen en el disco, mientras que el gas se va dispersando. Esta disipación del disco de gas esta relacionada con los efectos del transporte de momento angular por viscosidad, la fotoevaporación y los vientos ocasionados por la estrella central. Vamos a asumir que el disco gaseoso se disipa en una escala de tiempo de entre $\sim 10^6 - 10^7$ años, valor que se basa en las observaciones realizadas por Beckwith y Sargent (1996). De acuerdo con el modelo que adoptamos en esta etapa de nuestro trabajo, la disipación del disco ocurre de acuerdo con la siguiente ley,

$$\Sigma_g \simeq \Sigma_{g,0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{disco}}} \quad (4.6)$$

en donde, $\Sigma_{g,0}$ es la distribución de gas inicial y τ_{disco} es la escala de tiempo de disipación del gas. Como podemos ver, esta es una ecuación muy simplificada, dado que la disipación gaseosa es independiente del semieje mayor. Esto representa una buena aproximación si tenemos en cuenta únicamente la evolución viscosa del disco, pero debe mejorarse para tener en cuenta la fotoevaporación del disco gaseoso, que no afecta a todo el disco por igual.

4.1.2. Acreción de sólidos

Asumimos que la masa inicial del embrión es de $10^{-5} M_{\oplus}$ y su ubicación esta dada al azar entre 0,01 y 100 UA . En nuestro modelo, los embriones crecen en el régimen de crecimiento oligárquico, implicando que las velocidades relativas entre el embrión y su entorno son altas, es decir estamos en un régimen de alta dispersión de velocidades. Basándonos en el trabajo pionero de Safronov (1972), la tasa de acreción de un embrión ubicado a una distancia orbital a de la estrella central, está bien descrita por la aproximación de la partícula en la caja,

$$\frac{dM_s}{dt} = F \frac{\Sigma_d}{2h} \pi R_{ef}^2 \sigma \quad (4.7)$$

donde h es la escala de altura del disco, dada por $h = 0,05 \left(\frac{a}{1 UA} \right)^{1/4} a$, F ($\simeq 3$) es un factor introducido por Greenzweig y Lissauer (1992) con el fin de compensar la subestimación en la tasa de acreción en la aproximación de dos cuerpos, en comparación con el caso en el que la población de planetesimales sigue un modelo con dispersión de velocidades Gaussiana, caracterizado por una sola excentricidad e inclinación igual al valor medio cuadrático de la población. Este factor es el adecuado para un régimen de alta velocidad. Aquí, σ representa la velocidad relativa entre el embrión y los planetesimales, determinada por,

$$\sigma \simeq \sqrt{e^2 + i^2} a \Omega_K \quad (4.8)$$

con $e = \langle e_m^2 \rangle^{1/2}$ e $i = \langle i_m^2 \rangle^{1/2}$ la excentricidad e inclinación media cuadrática del conjunto de planetesimales respecto del plano medio del disco, y Ω_K es la frecuencia orbital. En el régimen de altas velocidades relativas (altas- σ), podemos asumir que $\frac{i}{e} \simeq \frac{1}{2}$ es una buena aproximación, y también usaremos $h \simeq ai$.

Por último, la variable R_{ef} en la ecuación 4.7, es el radio de captura efectivo, el cual es mayor que el radio geométrico del embrión, R , debido al efecto de enfocamiento gravitatorio. El aumento en el radio geométrico esta dado por

$$1 + \left(\frac{v_e}{\sigma} \right)^2 \quad (4.9)$$

con $v_e = \left(\frac{2GM_t}{R}\right)^{1/2}$ la velocidad de escape mutua entre los dos cuerpos. Luego, el radio efectivo esta dado por,

$$R_{ef}^2 = R^2 \left(1 + \left(\frac{v_e}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.10)$$

La tasa de acreción de sólidos queda:

$$\frac{dM_s}{dt} = C \Sigma_d \Omega_K R^2 \left(1 + \frac{2GM_t}{R\sigma^2}\right) \quad (4.11)$$

con C una constante igual a $C = F \pi \frac{\sqrt{5}}{2} \simeq 10,53$ y en donde por simplicidad asumimos $\sigma \sim 10 r_H \Omega_K$.

A esta expresión le introducimos un factor de corrección, K , que se introduce para tener en cuenta la evolución de las excentricidades e inclinaciones medias cuadráticas del conjunto de planetesimales. Dado que considerar este efecto esta fuera del alcance de nuestro modelo en esta etapa del trabajo, entonces tomamos los resultados de Fortier et al. (2007), quienes si lo tuvieron en cuenta. Ellos desarrollaron un modelo auto-consistente para computar la formación de planetas gigantes, basados en el modelo de inestabilidad del núcleo, en donde la formación del núcleo sólido se modela en el régimen de crecimiento oligárquico. Nuestro trabajo consistió en ajustar el factor K a las tasas de acreción de sólidos obtenidas por Fortier y colaboradores en los diferentes casos que ellos analizaron, de forma tal de tener en cuenta la evolución de las inclinaciones y excentricidades sin introducir un mayor grado de dificultad a nuestro modelo.

Con este ajuste encontramos que las tasas de acreción de sólidos obtenidas por Fortier y colaboradores pueden ser bien modeladas asumiendo una tasa de acreción dada por la ecuación 4.11 multiplicada por un factor $K = 4$. En la figura, 4.2 mostramos el crecimiento de la masa de sólidos en función del tiempo hallada por Fortier et al. (2007) (línea azul), la línea roja muestra el crecimiento del núcleo en el caso de introducir un factor de 4 a la ecuación 4.11, mientras que la línea amarilla muestra la acreción de sólidos cuando no se considera ningún factor de corrección a la ecuación. Como podemos ver, el factor 4 ajusta los resultados mucho mejor. Las diferencias entre lo obtenido por Fortier y colaboradores y la línea roja, que muestra nuestro ajuste, reside en que el modelo de Fortier considera otros efectos importantes que iremos introduciendo en las diferentes etapas de nuestro trabajo, como por ejemplo el aumento en la sección de colisión del planeta debido al efecto de drag causado por la atmósfera del planeta en formación.

Este factor $K = 4$ también puede ser justificado analíticamente. Cuando la perturbación gravitatoria debido a los protoplanetas esta equilibrada con el efecto de arrastre causado por el gas nebuloso, la excentricidad media cuadrática del conjunto de planetesimales alcanza un valor en equilibrio, que fue encontrado por Thommes y colaboradores (2003) y esta dado por:

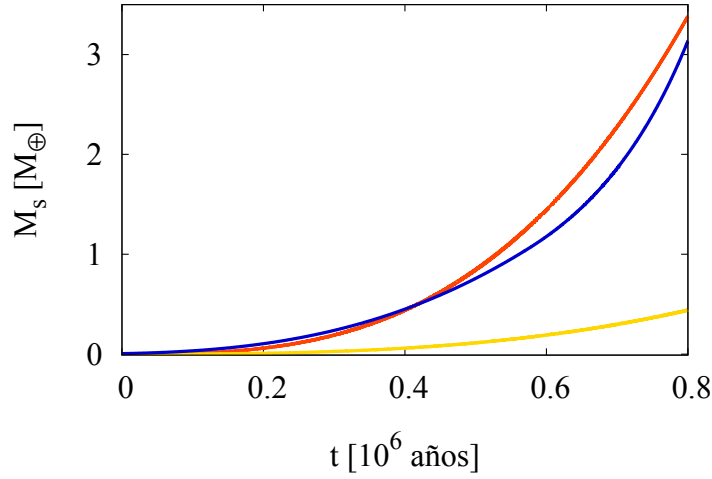


Figura 4.2: Comparación del crecimiento de la masa de sólidos obtenida por Fortier et al. (2007) y lo encontrado con nuestro modelo con diferentes factores de corrección. El resultado de Fortier et al. se muestra con la línea azul, la línea amarilla representa el crecimiento cuando se asume la ecuación 4.11 sin ningún factor de corrección y la línea roja muestra el comportamiento de la masa de sólidos cuando se aplica un factor de corrección 4.

$$e^{eq} (\simeq 2i^{eq}) \simeq \frac{1,7 m^{\frac{1}{15}} M_t^{\frac{1}{3}} \rho_m^{\frac{2}{15}}}{b^{\frac{1}{5}} C_D^{\frac{1}{5}} \rho_{gas}^{\frac{1}{5}} M_{\star}^{\frac{1}{3}} a^{\frac{1}{5}}} \quad (4.12)$$

donde m es la masa típica de un planetesimal, ρ_m es su densidad ($\sim 1,5 \frac{g}{cm^3}$), b es la distancia entre las órbitas de dos embriones adyacentes en unidades de radios de Hill ($r_H = a \left(\frac{M_s}{3M_{\star}} \right)^{\frac{1}{3}}$), la cual es típicamente de 10 (Kokubo & Ida, 1998), C_D es un parámetro adimensional que caracteriza al efecto de arrastre, el cual puede aproximarse por 1 y ρ_{gas} es la densidad volumétrica del gas, que es $\simeq 1,5 \cdot 10^{-10} \frac{g}{cm^3}$ cuando $a = 5,2 UA$ y $f_d = 10$, que es uno de los casos considerado por Fortier et al., 2007.

Usando esta expresión, la ecuación (4.8) puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\sigma \simeq 0,5 \cdot 10 \Omega_K r_H \quad (4.13)$$

si tenemos en cuenta esta ecuación para la tasa de acreción de sólidos y asumimos que en este régimen $\frac{v^2}{\sigma^2} \gg 1$, entonces la tasa de acreción de sólidos es ~ 4 veces mayor que la dada por la ecuación 4.11 en el mismo caso.

De esta manera, considerando un factor $K \sim 4$ en la tasa de acreción de sólidos estaríamos aproximando la ecuación a una más realista, en la que se considera la evolución

de las excentricidades e inclinaciones medias cuadráticas del conjunto de planetesimales, sin introducir una gran complejidad a nuestro modelo, lo cual no es el objetivo de esta primera etapa.

Finalmente la tasa de acreción de sólidos asumida en esta etapa de nuestro trabajo es,

$$\frac{dM_s}{dt} = 42,12 \Sigma_d \Omega_K R^2 \left(1 + \frac{2GM_t}{R\sigma^2} \right) \quad (4.14)$$

La *zona de alimentación* es la región donde el núcleo puede acretar directamente planetesimales. Nosotros utilizamos un ancho para la zona de alimentación dado por

$$\Delta a_a = 10 r_H \quad (4.15)$$

Esto indica que la zona de alimentación del núcleo aumentará a medida que su radio de Hill también aumente, lo que ocurre cuando crece la masa del embrión.

Una vez que el núcleo acreta todos los planetesimales en su zona de alimentación, es decir cuando consume todo el material que tenía disponible, su crecimiento se detiene y el núcleo adquiere una masa conocida como *masa aislada*.

Hay algunos núcleos más grandes que pueden emerger con suficiente masa como para iniciar la acreción gaseosa. En muchas regiones, esta masa crítica solo puede alcanzarse una vez que ya queda poco o nada de gas en el disco. Aquellos planetas que alcancen esta masa antes de la disipación total del disco de gas, podrán convertirse en gigantes gaseosos.

4.1.3. Crecimiento de la masa de gas

Los núcleos adquieren una envoltura asociada si la velocidad molecular del gas es menor que la velocidad de escape. Una vez que el embrión planetario alcanza una masa mayor que la masa de la Luna, el núcleo comienza a atraer al gas cercano, formando una envoltura gaseosa a su alrededor (Mizuno et al., 1978). En las primeras etapas de la formación de un planeta gigante, existe un equilibrio entre las fuerzas de gravedad y el gradiente de presión que se mantiene por la energía potencial liberada por los planetesimales (Mizuno, 1980). La estabilidad de esta envoltura depende de la masa del embrión, cuando esta supera un cierto valor crítico, la envoltura no puede seguir manteniendo el equilibrio hidrostático y comienza el colapso (Mizuno, 1980; Bodenheimer & Pollack, 1986), esto implica que comienza el proceso de acreción gaseosa.

Ikoma y colaboradores (2000), encontraron a partir de simulaciones numéricas la escala de tiempo característico de crecimiento de la envoltura gaseosa (τ_g). Esta sigue una ley de potencias que depende de la opacidad de los granos, κ , y la masa crítica del núcleo, M_{crit} ,

$$\tau_g \simeq d \left(\frac{M_{crit}}{M_{\oplus}} \right)^{-c} \left(\frac{\kappa}{1 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right) \text{ años} \quad (4.16)$$

con $d \simeq 10^8$ y $c \simeq 2,5$. Ikoma y Genda (2006) encontraron que estos parámetros son $d \simeq 10^{10}$ y $c \simeq 3,5$ considerando un modelo más realista para representar la opacidad de los granos. Otros autores como Bryden y colaboradores (2000) obtuvieron $d \simeq 10^{10}$ y $c \simeq 3,0$ fiteando los resultados de Pollack et al. (1996), y despreciando la acreción de planetesimales. Finalmente, Ida y Lin tomaron este último resultado y asumieron una versión simplificada de la ecuación 4.16, donde M_{crit} se reemplaza por la masa total del protoplaneta, y los parámetros d y c son considerados como $d \simeq 10^9$ y $c \simeq 3,0$.

Los resultados de Pollack y colaboradores (1996) fueron obtenidos asumiendo que los núcleos de los planetas gigantes se forman en el régimen de crecimiento runaway. Estudios posteriores (Kokubo & Ida, 1998), mostraron que el régimen de crecimiento oligárquico es la etapa fundamental durante la cual se forman los núcleos de los planetas gigantes. Por este motivo, nosotros decidimos usar los resultados de Fortier y colaboradores (2007), quienes asumieron en su código numérico que los núcleos de los planetas gigantes crecen en el régimen de crecimiento oligárquico.

Así, adoptamos las mismas simplificaciones que Ida y Lin, pero adoptamos $d = 1,64 \times 10^9$ y $c = 1,91$, valores que resultan de una generalización de los resultados de Fortier et al (2007), introduciendo una aproximación analítica a sus resultados numéricos. Notamos que el exponente que asumimos, es mucho menor que el usado por otros autores, en especial es menor que el adoptado por Ida y Lin, con lo cual nuestra tasa de acreción de gas es más lenta.

El hecho de que asumamos que M_{crit} es reemplazada por M_t en la ecuación 4.16, indica que la tasa de crecimiento dependerá fuertemente en la masa total del protoplaneta y moderadamente en la opacidad de los granos. Por otro lado, la cantidad y tamaño de la distribución de granos de polvo en la envoltura gaseosa es uno de los enigmas de este de estudio. Basados en estas consideraciones, despreciamos la dependencia de la tasa de crecimiento de la envoltura con la opacidad de los granos en nuestro modelo.

Cuando el núcleo alcanza una cierta masa crítica, comienza el proceso de acreción gaseosa. La tasa de acreción de gas esta dada por:

$$\frac{dM_g}{dt} = \frac{M_t}{\tau_g} \quad (4.17)$$

La masa crítica necesaria para que comience este proceso fue encontrada por Ikoma y colaboradores (2000) y esta determinada por

$$M_{crit} \sim 7 \left(\frac{\dot{M}_s}{10^{-6} M_{\oplus} \text{yr}^{-1}} \right)^{0,2-0,3} \left(\frac{\kappa}{1 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^{0,2-0,3} M_{\oplus} \quad (4.18)$$

Esta ecuación es una mejora a la fórmula derivada analíticamente por Stevenson

(1982). Nosotros adoptamos esta ecuación pero en donde despreciamos la dependencia con la opacidad y el exponente se toma como $\frac{1}{4}$.

Asumimos que el crecimiento de la envoltura gaseosa termina cuando:

- el embrión consume todo el gas disponible en su zona de alimentación,
- cuando la masa de gas total en el disco es 10 veces menor que el valor inicial,
- o cuando $\dot{M}_g > \frac{1M_{\oplus}}{100years}$

4.1.4. Resultados

Aplicando este modelo realizamos una serie de simulaciones numéricas para generar una población de 1000 planetas que son analizados en esta sección.

Para formar cada planeta asumimos las siguientes condiciones iniciales:

- La posición del embrión se toma al azar de una población que sigue una distribución uniforme en escala logarítmica, entre 0,01 y 100 UA .
- El factor de escala para la masa del disco se toma al azar, asumiendo que el f_d sigue una distribución gaussiana logarítmica, centrada en $\log_{10}(f_d) = 0,25$ y dispersión $\sigma = 1$. Tomamos valores de hasta $f_d = 30$, dado que discos con $f_d > 30$ son lo suficientemente masivos como para ser gravitacionalmente inestables (Ida & Lin, 2004a).
- Asumimos discos con metalicidad solar, por lo tanto el factor de escala para el disco gaseoso se considera igual al del disco de sólidos ($f_g = f_d$).
- La escala de tiempo de disipación del disco de gas es de $\tau_{disco} = 4 \times 10^6$ años para todos los discos.
- Se asume que la masa de la estrella central es $M_{\star} = M_{\odot}$.

Con nuestros resultados, exploramos la distribución de masas de los planetas encontrados, analizando la influencia de las tasas de acreción de gas y sólidos en esta distribución. Para esto, comparamos nuestros resultados con aquellos obtenidos con las tasas de acreción usadas por Ida y Lin (2004a).

La figura 4.3(a) muestra la distribución de masas obtenida con el modelo de Ida y Lin (2004a) y en 4.3(b) se muestran los resultados hallados con nuestro modelo.

Las distribuciones que obtuvimos con ambos modelos son relativamente uniformes, es decir, encontramos aproximadamente el mismo número de planetas con masas entre 0,1 y 3500 M_{\oplus} , excepto en la región comprendida entre 10 – 100 M_{\oplus} , para el modelo de

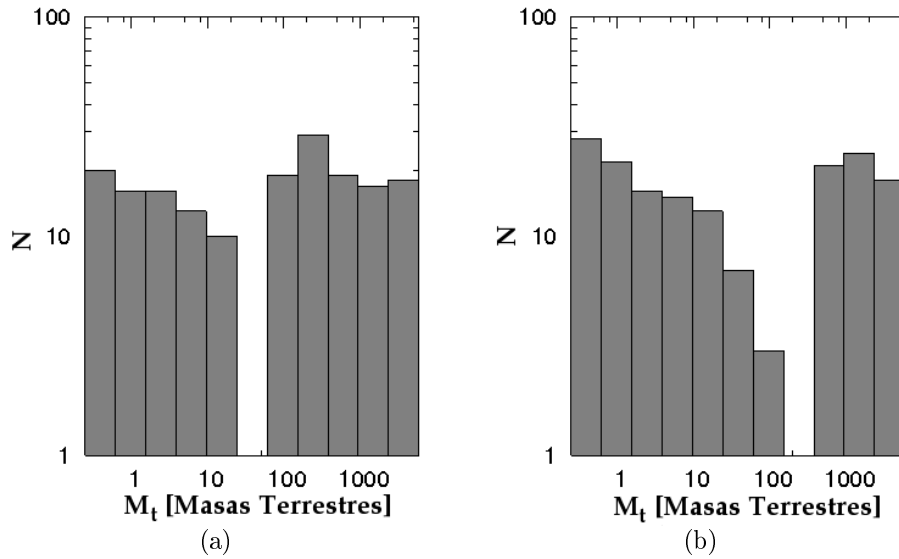


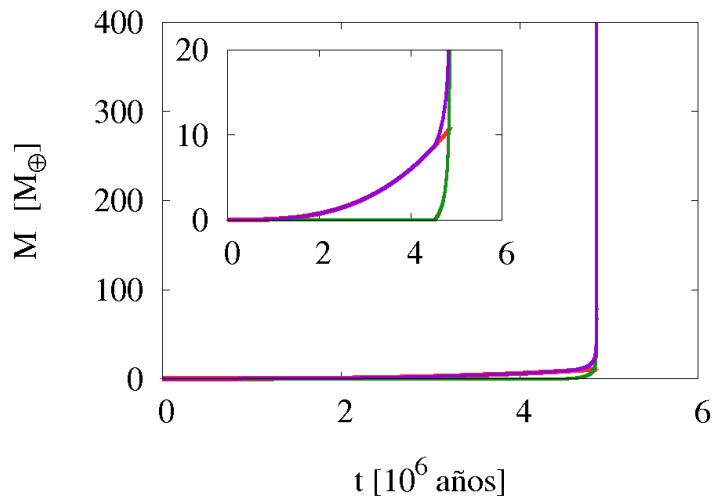
Figura 4.3: Histogramas que muestran la distribución final de masas obtenidas cuando usamos las tasas de acreción adoptadas en el modelo de Ida y Lin, figura 4.3(a) y con nuestro modelo en la figura 4.3(b).

Ida y Lin (figura 4.3(a)) y en el rango $100 - 1000 M_\oplus$, para los resultados encontrados con nuestro modelo (figura 4.3(b)), donde se observa una ausencia de planetas.

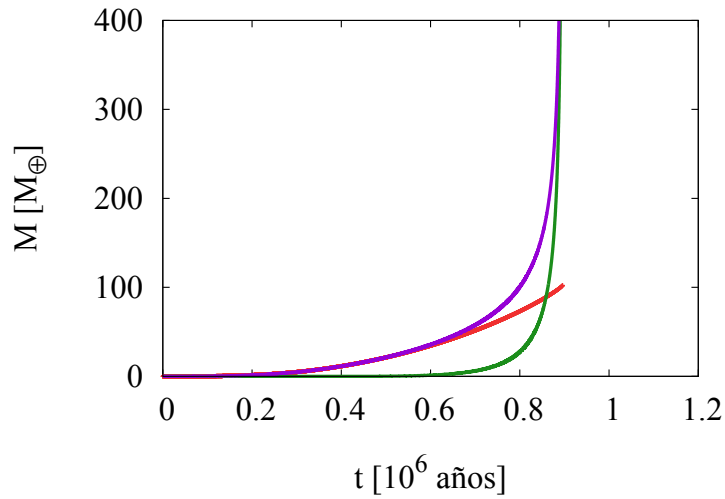
Esta carencia de planetas es reflejo del proceso de formación planetaria. Para ejemplificar, en la figura 4.4(a) mostramos la evolución de la masa de un embrión ubicado a $3 UA$ de la estrella central hallada con el modelo de Ida y Lin y en la figura 4.4(b), mostramos el crecimiento de la masa de un planeta con las mismas características iniciales, pero el cual evolucionó de acuerdo con nuestro modelo. En ambas figuras, la línea roja representa el crecimiento de la masa del núcleo, la masa de gas se muestra con la línea verde y la línea violeta muestra la evolución de la masa total del planeta.

Analicemos primero los resultados hallados por Ida y Lin (figura 4.4(a)). Como vemos en la figura, cuando el proceso de acreción de gas comienza y la masa total alcanza las $10 M_\oplus$, el planeta crece muy rápidamente y es por eso que hicimos una ampliación del crecimiento entre 0 y $20 M_\oplus$. En este caso, la masa alcanza las $100 M_\oplus$ en muy poco tiempo y esta es la razón de la ausencia de planetas con masas intermedias o desierto planetario, como fue denominado por estos autores. Esto se debe a que cuando el planeta alcanza las $10 M_\oplus$, la masa de la envoltura gaseosa iguala a la masa del núcleo sólido y esto dispara el crecimiento de la masa total del planeta en un régimen denominado usualmente runaway gaseoso. La masa a la cual se dispara el runaway gaseoso se denomina *masa de cruce*.

Por otra parte, la figura que muestra los resultados hallados con nuestro modelo



(a)



(b)

Figura 4.4: La figura muestra el crecimiento de la masa de un planeta ubicado a 3 UA de la estrella central, formado con dos modelos diferentes. La figura 4.4(a) muestra la evolución de las masas de sólidos, gas y la masa total, obtenidas cuando adoptamos las tasas de acreción usadas en el modelo de Ida y Lin. La evolución obtenida con nuestro modelo esta representada en la figura 4.4(b). En ambos casos la línea violeta representa la masa total, la masa de la envoltura gaseosa se muestra en verde y la línea roja es la masa del núcleo en función del tiempo. En los dos casos notamos que la masa total crece realmente muy rápido una vez que comienza el crecimiento runaway gaseoso, pero este régimen comienza a diferentes masas dependiendo del modelo de acreción de gas considerado.

(figura 4.4(b)), indica que el crecimiento de la envoltura gaseosa es mucho más lento de lo que era con el modelo de Ida y Lin. Esto ocasiona que la masa de cruce se alcance a una masa mucho mayor, recién a las $\sim 100M_{\oplus}$.

Este resultado muestra que la distribución final de masas y por consiguiente la ubicación del desierto planetario, es fuertemente dependiente del modelo de acreción de gas considerado.

4.2. Parte II: formación de un sistema planetario de múltiples planetas

Con el objetivo de perfeccionar nuestro modelo, realizamos algunas mejoras que traen profundas consecuencias a la distribución de exoplanetas encontrados. Una de las principales mejoras consiste en incorporar la formación y evolución simultánea de varios embriones en el disco, hecho que trae profundas consecuencias en la dinámica del disco de planetesimales. Además, considerar la formación de varios embriones en el mismo disco lleva a que los protoplanetas puedan crecer debido a la acreción de planetesimales o acreciendo otros embriones: en esta etapa de nuestro trabajo, consideramos las colisiones entre los embriones como una importante fuente de crecimiento.

Otra de las mejoras realizadas, es la incorporación de la evolución orbital de los protoplanetas debido a la interacción gravitatoria con el gas nebular circundante. A lo largo de esta tesis sólo consideramos dos regímenes de migración planetaria: tipo I y tipo II, que en la mayoría de los casos implican un movimiento radial del embrión hacia la estrella central.

Finalmente también incluimos en nuestro modelo el efecto de arrastre ocasionado por el gas nebular sobre el disco de planetesimales, que causa la migración radial de los planetesimales hacia la estrella central. Este efecto modifica la distribución de sólidos en el disco y consecuentemente también afecta el crecimiento de los embriones.

Con este modelo notablemente mejorado, construimos una gran cantidad y variedad de sistemas planetarios, con el fin de analizar la distribución de masas y semiejes de la población generada. En este diagrama de masas y semiejes, los planetas se distribuyen en zonas determinadas, mostrando ciertas características comunes que son el reflejo de su proceso de formación, en este sentido puede considerarse un diagrama equivalente al de Hertzsprung-Russell para la evolución estelar y de ahí su gran importancia para explicar el proceso de formación planetaria. En esta sección analizamos si estas nuevas mejoras incorporadas al modelo traen consecuencias tanto en el diagrama de masas y semiejes como en el número final y tipos de exoplanetas encontrados por sistema planetario. Sumado a esto, también exploramos la generación de planetas en la zona habitable, región en la cual un planeta del tipo terrestre puede mantener agua en estado líquido en su superficie.

4.2.1. Descripción de las mejoras realizadas al modelo

Explicaremos en detalle las mejoras realizadas en el modelo, las cuales consisten en:

- la incorporación del crecimiento de varios núcleos de forma simultánea en el disco y la posibilidad de acreción entre ellos,
- la evolución del disco de planetesimales debido a su interacción con el gas nebular y a la acreción de los embriones planetarios,
- la incorporación del efecto de arrastre causado por la envoltura gaseosa asociada a los núcleos más masivos, que aumenta la sección eficaz de los mismos y
- la inclusión de dos regímenes de migración planetaria: migración de tipo I y tipo II

Veamos cada uno de estos puntos en detalle.

Nebulosa protoplanetaria y los embriones iniciales

Al igual que en la parte I, la estructura de la nebulosa protoplanetaria esta basada en el modelo de la nebulosa solar de masa mínima de Hayashi (1981), donde la densidad superficial de sólidos se define de acuerdo con la expresión dada por la ecuación 4.2 y de forma similar se define la densidad volumétrica de gas de la siguiente manera (Thommes et al., 2003):

$$\rho(a, z) = \rho_{g,0}(a)e^{-\frac{z^2}{h(a)^2}} gcm^{-3} \quad (4.19)$$

donde $\rho_{g,0}$ es la densidad en el plano medio dada por,

$$\rho_{g,0}(a) = 1,4 \times 10^{-9} f_g \left(\frac{a}{1AU} \right)^{-\frac{11}{4}} gcm^{-3} \quad (4.20)$$

Al igual que en nuestros cálculos previos, asumimos que la densidad superficial de gas varía en todas las partes del disco por igual, de acuerdo con la siguiente ley,

$$\rho_g = \rho_{g,0} e^{-\frac{t}{\tau_{disco}}} \quad (4.21)$$

con la diferencia de que en este caso consideramos una distribución de valores para τ_{disco} , basados en las observaciones en discos protoplanetarios (Haisch et al., 2001), de forma tal de considerar que diferentes discos pueden tener evoluciones distintas.

Consideramos que nuestros discos tienen una extensión radial entre a_{in} y $30 UA$, en donde el radio interior del disco es estimado por,

$$a_{in} = 0,0344\Psi\left(\frac{1500^\circ K}{T_{sub}}\right)^2\left(\frac{L_\star}{L_\odot}\right)^{\frac{1}{2}} UA \quad (4.22)$$

Esta expresión fue introducida por Vinkovic et al. (2006), quien la obtuvo a partir de observaciones en discos alrededor de estrellas jóvenes. En la ecuación anterior Ψ es un factor de ≈ 2 que depende de la estructura y transporte radiativo del disco, la temperatura de sublimación de los granos T_{sub} , se asume como $1500^\circ K$ y L_\star y L_\odot son las luminosidades estelar y solar respectivamente.

En esta etapa consideramos estrellas con masas entre $0,7$ y $1,4M_\odot$. En este rango de masas, la luminosidad estelar se determina de la siguiente manera:

$$\frac{L_\star}{L_\odot} \simeq \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^4 \quad (4.23)$$

Inicialmente comenzamos la simulación con un número $N_{inicial}$ de núcleos iniciales por disco, separados 10 veces su radio de Hill mutuo el uno del otro. La masa inicial de cada embrión es la mínima masa necesaria para que comience el régimen de crecimiento oligárquico, que es el régimen de crecimiento en el que se desarrolla esta tesis doctoral. La mínima masa necesaria para que este régimen de crecimiento comience fue hallada por Ida y Makino (1993) a partir de simulaciones numéricas y esta dada por la siguiente expresión:

$$M_{oli} \simeq \frac{1,6a^{\frac{6}{5}}b^{\frac{3}{5}}m^{\frac{3}{5}}\Sigma_d^{\frac{3}{5}}}{M_\star^{\frac{1}{5}}} \quad (4.24)$$

donde m es la masa típica de un planetesimal, la cual obtuvimos a partir de adoptar la siguiente ley de distribución de masa de planetesimales,

$$N(m)dm \propto m^{-p}dm \quad (4.25)$$

donde p is $1,8-3$. Nosotros asumimos que $p = 2,5$, lo que es consistente con los resultados de Kokubo y Ida (1998, 2000). Luego la masa típica de un planetesimal esta dada por

$$m = \frac{\int_{m_{min}}^{m_{max}} m'N(m')dm'}{\int_{m_{min}}^{m_{max}} N(m')dm'} \quad (4.26)$$

con $m_{min} = 6,3 \times 10^{12}g$ y $m_{max} = 6,3 \times 10^{21}g$ las masas mínima y máxima de los planetesimales que consideramos, que es equivalente a objetos de entre $0,1 - 100Km$ de radio (que son los mismos valores tomados por otros autores como por ejemplo, Brunini & Benvenuto, 2008).

Dado que la masa total es $\int n m' dm' \propto m^{2-p}$, la mayoría de la masa del disco reside en los pequeños cuerpos.

El primer embrión se ubica en $a = a_{in}$, el resto de los núcleos están separados entre sí por 10 veces su radio de Hill hasta que se alcanza el final del disco. La masa inicial de cada uno de ellos esta dada por la ecuación 4.24, donde observamos que diferentes ubicaciones en el disco implican diferentes masas oligarcas iniciales.

El crecimiento de los embriones

La tasa de acreción de sólidos para un embrión en el régimen de crecimiento oligárquico puede ser descrita por la aproximación de la partícula en la caja (Safronov, 1972) dada por la ecuación 4.11. Thommes y colaboradores (2003) encontraron una expresión para la tasa de acreción de sólidos, considerando la evolución de las inclinaciones y excentricidades medias cuadráticas del conjunto de planetesimales. Ellos encontraron que cuando la perturbación gravitatoria ejercida por los embriones esta equilibrada por la disipación debida al efecto de arrastre del gas nebular, la excentricidad media cuadrática alcanza un valor en equilibrio dado por,

$$e_{eq} (\simeq 2i_{eq}) \simeq \frac{1,7 m^{\frac{1}{15}} M_t^{\frac{1}{3}} \rho_m^{\frac{2}{15}}}{b^{\frac{1}{5}} C_D^{\frac{1}{5}} \rho_{gas}^{\frac{1}{5}} M_{\star}^{\frac{1}{3}} a^{\frac{1}{5}}} \quad (4.27)$$

donde $C_D \simeq 1$ es un coeficiente adimensional que caracteriza el efecto de arrastre y ρ_m es la densidad de los planetesimales, la cual se asume como $\simeq 1,5 gcm^{-3}$. Luego reescribimos la ecuación 4.11 usando esta expresión,

$$\frac{dM_s}{dt} \simeq \frac{3,9 b^{\frac{2}{5}} C_D^{\frac{2}{5}} G^{\frac{1}{2}} M_{\star}^{\frac{1}{6}} \rho_{gas}^{\frac{2}{5}} \Sigma_d}{\rho_m^{\frac{4}{15}} \rho_M^{\frac{1}{3}} a^{\frac{1}{10}} m^{\frac{2}{15}}} M_t^{\frac{2}{3}} \quad (4.28)$$

con ρ_M la densidad del embrión ($\rho_M \simeq 1,5 gcm^{-3}$).

Si bien tanto en esta parte como en la parte I de nuestro estudio, consideramos la evolución de las excentricidades medias cuadráticas de los planetesimales en el disco, hay una diferencia entre ambos enfoques considerados. En la parte I, tuvimos en cuenta una aproximación hallada considerando los casos analizados por Fortier et al. (2007) y ahora adoptamos la ecuación obtenida por Thommes et al. (2003), que fue hallada por medio de simulaciones numéricas y nos brinda una descripción mucho más general que el aproximar algunos casos particulares.

El crecimiento de un embrión termina cuando consume todos los planetesimales en su zona de alimentación ($\Delta a_c = br_H$), o equivalentemente cuando la densidad superficial de sólidos local es nula $\Sigma_d = 0$. Pero también puede detener su crecimiento cuando la densidad de planetesimales sea sustancialmente vaciada debido a la eyección (Thommes et al., 2003; Ida & Lin, 2004a), esto ocurre cuando la relación entre las probabilidades de colisión y de eyección es

$$\left(\frac{v_e}{v_s}\right)^4 \ll 1 \quad (4.29)$$

con $v_e = \sqrt{2GM_*/a}$ la velocidad de escape del embrión y $v_s = \sqrt{GM_t/R}$ su velocidad superficial característica.

Una vez que el embrión se vuelve lo suficientemente masivo como para retener una envoltura gaseosa a su alrededor, el efecto de arrastre ocasionado por este gas atmosférico sobre los planetesimales, aumenta la sección eficaz de colisión del protoplaneta. Considerando el modelo de una atmósfera puramente radiativa (Stevenson, 1982; Inaba & Ikoma, 2003), Chambers (2006) encontró una expresión aproximada para caracterizar el aumento en la sección eficaz del embrión,

$$\left(\frac{R_c}{R}\right)^4 = \frac{0,000344\mu^4 c P}{\kappa r_m \Sigma_d} \left(\frac{M_t}{M_\oplus}\right)^2 \left(\frac{24e_{eq}^2}{24 + 5e_{eq}^2}\right) \quad (4.30)$$

donde c es la velocidad de la luz, P es el período orbital del embrión, κ es la opacidad de la atmósfera que se asume como $\simeq 4cm^2g^{-1}$, r_m es el típico radio de un planetesimal y en donde la excentricidad en el equilibrio se toma como ≈ 2 en esta expresión.

Una vez que los núcleos alcanzan la masa crítica dada por la ecuación 4.18, comienza el proceso de acreción gaseosa. El modelo de acreción de gas adoptado es igual al obtenido en la parte I y ya fue explicado en la sección 4.1.3.

Hasta ahora, asumimos que los embriones crecen únicamente debido a la acreción de planetesimales. Sin embargo, los embriones también pueden crecer acretando otros embriones. Cuando dos protoplanetas están muy cerca el uno del otro, su perturbación gravitatoria mutua induce altas excentricidades, las cuales pueden ocasionar que sus órbitas se crucen. Este proceso puede llevar a encuentros y violentas colisiones entre los embriones.

Asumimos que una colisión entre dos protoplanetas ocurre siempre que su separación orbital sea menor que 3.5 radios de Hill mutuos. También suponemos que todas las colisiones entre embriones llevan a la unión de ambos cuerpos para formar un único embrión, considerando dos posibilidades:

- 1) cada vez que ocurre una colisión el resultado es simplemente la suma de las masas (gas y sólidos) de ambos embriones y
- 2) tenemos en cuenta la composición de los protoplanetas y entonces, si los planetas que colisionan tienen una envoltura asociada, después de la colisión perderán sus atmósferas y el resultado es una acreción de ambos núcleos, o si uno de los núcleos tiene una envoltura asociada y el otro no, el resultado del impacto será un único cuerpo, cuya masa es la suma de las masas (gas y sólidos) de los cuerpos involucrados en la colisión.

Evolución de la densidad superficial de sólidos

Los discos protoplanetarios no permanecen invariantes a medida que pasa el tiempo. Ellos cambian debido a diferentes efectos, uno de ellos es la disminución de los sólidos que son acretados por los embriones planetarios, efecto que ya había sido considerado en la parte I de nuestro estudio. Si $\Sigma_{d,0}$ es la densidad superficial de sólidos inicial, a esto le tenemos que quitar lo que ya acretó el embrión. La evolución de Σ_d debido a este efecto es dada por:

$$\Sigma_d = \Sigma_{d,0} - \frac{M_s}{2\pi a b r_H} \quad (4.31)$$

Por otro lado, el disco de planetesimales también interactúa con el gas nebular. Como hemos visto en la sección 3.2, hay un gradiente de presión radial en el disco que ocasiona que el gas se mueva a una velocidad levemente menor que la velocidad kepleriana. Las partículas sólidas más pequeñas tienen un movimiento acoplado al gas nebular y por este motivo también se moverán a una velocidad cuasi-kepleriana, lo que ocasiona que caigan a la estrella central por orbitar a una velocidad menor que la necesaria para lograr un equilibrio con la gravedad de la estrella central.

Por otro lado las partículas más grandes ya se desacoplaron del movimiento del gas y orbitan a una velocidad kepleriana, pero sufren del efecto de arrastre causado por el gas nebular. Esta fricción gaseosa las hace espiralar hacia la estrella central, a una tasa dada por (Adachi et al., 1976; Thommes et al., 2003),

$$\frac{da}{dt} \simeq -2 \frac{a}{T_{gas}} \left(\frac{5}{8} e^2 + \frac{1}{2} i^2 + \eta \right)^{\frac{1}{2}} \left(\eta + \frac{49}{16} e^2 + \frac{1}{8} i^2 \right) \quad (4.32)$$

donde T_{gas} es la escala de tiempo característica del efecto de arrastre causado por el gas nebular y η es la desviación fraccional de la velocidad del gas (v_{gas}) respecto de la velocidad kepleriana (v_K) debido al gradiente de presión radial,

$$\eta = \frac{v_K - v_{gas}}{v_K} = \frac{13\pi}{64} \left(\frac{c_s}{v_K} \right)^2 \quad (4.33)$$

con c_s la velocidad del sonido y $c_s/v_K \simeq h(a)/a$.

La escala de tiempo característica de este efecto de arrastre esta dada por,

$$t_{gas} = \frac{m}{(C_D/2)\pi r_m^2 \rho_g a \Omega_K} \quad (4.34)$$

Finalmente, el efecto de arrastre del disco gaseoso que actúa sobre los planetesimales lleva a un cambio en la densidad superficial de sólidos dado por:

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial a} \left(a \Sigma_d \frac{da}{dt} \right) \quad (4.35)$$

La ecuación 4.31 se suma a la ecuación (4.35), y de esta manera obtenemos el cambio total de la densidad superficial de sólidos en el disco.

Migración planetaria

Una importante contribución a nuestra comprensión sobre la formación y evolución planetaria fue el descubrimiento de los primeros planetas similares a Júpiter que orbitan muy cerca de su estrella central. Las dificultades asociadas a la formación de estos objetos son mayores a medida que están más cerca de su estrella anfitriona, y por este motivo las teorías de migración de los embriones planetarios debido a la interacción gravitatoria con el disco, despertaron un gran interés en la comunidad científica. En nuestro estudio consideramos dos regímenes de migración planetaria: migración de tipo I y II, que se traducen principalmente en un movimiento radial del embrión hacia la estrella central e involucran embriones de poca y mucha masa, respectivamente.

Migración de tipo I La migración de tipo I actúa en protoplanetas de baja masa, embriones que no son capaces de abrir una brecha en el disco en los alrededores de su órbita. Como explicamos en la sección 3.6.1, este efecto es causado por un desequilibrio de los torques de mareas debido a los discos internos y externos a la posición del planeta, lo que ocasiona un intercambio de momento angular, causando que los planetas migren. Las escalas de tiempo involucradas en este proceso son menores que las escalas de tiempo de vida de los discos y fueron calculadas por Tanaka et al. (2002) a partir de simulaciones en tres dimensiones,

$$\begin{aligned} \tau_{migI} &= -\frac{a}{\dot{a}} = \frac{1}{2,7 + 1,1q} \left(\frac{c_s}{a\Omega_K} \right)^2 \frac{M_\star}{M_t} \left(\frac{M_\star}{2h\rho_g a^2} \right) \Omega_K^{-1} \\ &\simeq \frac{5,5 \times 10^5}{2,7 + 1,1q} \frac{1}{f_g} \left(\frac{M_t}{M_\oplus} \right)^{-1} \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M_\star}{M_\oplus} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ años} \end{aligned} \quad (4.36)$$

con $q = 1 - 1,5$, nosotros adoptamos el valor 1,5.

Al considerar simultáneamente el escenario de acreción del núcleo para la formación de planetas gigantes gaseosos y la evolución orbital de los mismos, nos enfrentamos a un grave problema. Para los modelos de disco estándar, la migración de tipo I hace que los planetas se muevan hacia la estrella central en escalas de tiempo que son uno o hasta dos órdenes de magnitud más cortas que la vida útil del disco (que es de entre uno a diez millones de años), lo que significa que los núcleos caen a la estrella central antes de que puedan desarrollar cualquier envoltura gaseosa sustancial. Por lo tanto, con el fin de evitar que todos los planetas sean acretados por la estrella, la migración del planeta debe ser frenada de alguna manera. Se han propuesto una serie de escenarios distintos para resolver este problema, como el estudio de la turbulencia magnetohidrodinámica en el disco (Nelson & Papaloizou, 2004); los efectos causados por un disco que contiene

un campo magnético toroidal (Terquem, 2003); los efectos tridimensionales estudiados por Masset y colaboradores (2006b); la variación en el gradiente de temperatura y sus efectos en la densidad superficial del disco (Masset et al., 2006a); el efecto de incluir un balance energético adecuado en la interacción entre un planeta de baja masa y un disco protoplanetario (Paardekooper & Mellema, 2006), y así sucesivamente.

Detener o frenar la migración hacia la estrella central requiere de cálculos muy cuidadosos de los efectos de marea entre el embrión y la estrella central, lo que está más allá de las capacidades de nuestro modelo. Por este motivo, introducimos un factor $\frac{1}{c_{migI}}$ en la ecuación 4.36, para considerar efectos no lineales que actúan deteniendo la migración, pero sin introducir un mayor grado de complejidad a nuestro modelo. Con el fin de detener la migración, c_{migI} debe ser menor que 1. Realizamos simulaciones con $c_{migI} = 1, 0,1, 0,01$. También consideramos que el mecanismo de migración se frena cuando el embrión alcanza el radio interno del disco dado por la ecuación 4.22.

Migración de tipo II El modelo de migración de tipo II que adoptamos es un modelo muy simple que comienza cuando un planeta gigante abre una brecha en el disco a su alrededor. Siguiendo a Lin y Papaloizou (1993), una condición necesaria para que la brecha se abra en el disco es

$$r_H \geq h \quad (4.37)$$

Esta ecuación lleva a una condición para la masa del planeta. Cuando la masa del embrión es mayor que

$$M_{gap} = 3,75 \times 10^{-4} \left(\frac{a}{1AU} \right)^{\frac{3}{4}} M_{\star} \quad (4.38)$$

se abre una brecha en el disco. Cuando esto ocurre, las fuerzas de marea que actúan entre las partes externa e interna del gap sufren un equilibrio o desequilibrio dependiendo de la diferencia de densidad. El desequilibrio resulta en la migración del embrión hacia a la estrella central o hacia la parte externa del disco (Lin et al., 1996). La escala de tiempo de migración de tipo II es

$$\tau_{migII} = 0,8 \times 10^6 f_g^{-1} \left(\frac{M_p}{M_J} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{M_{\star}} \right) \left(\frac{\alpha}{10^{-4}} \right)^{-1} \left(\frac{a}{1UA} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ años} \quad (4.39)$$

donde α es un coeficiente adimensional que caracteriza a la viscosidad y se toma como 10^{-3} a lo largo de nuestro estudio.

El embrión migrará hacia la estrella siempre que $a < R_m$ y hacia afuera si $a > R_m$, donde R_m depende de la distribución de densidad superficial de gas en el disco, con lo cual cambia dado que Σ_g no es constante a lo largo del tiempo. Partiendo de la conservación del momento angular y considerando la masa total del disco como una constante, puede encontrarse que:

$$R_m = 10 e^{\frac{2t}{5\tau_{disco}}} UA \quad (4.40)$$

Se han propuesto varios mecanismos para detener este régimen de migración, pero ninguno parece ser lo suficientemente efectivo, por esta razón la migración se detiene arbitrariamente cuando el planeta alcanza el radio interno del disco, dado por la ecuación 4.22.

Cuando un planeta gigante está migrando hacia la estrella anfitriona, perturba a los núcleos situados en su camino. Este encuentro puede causar la eyección, acreción o supervivencia del núcleo, al paso del planeta gigante.

El efecto de la migración de planetas gigantes en la formación de planetas terrestres fue estudiado por Fogg y Nelson (2007), quienes realizaron simulaciones de N-cuerpos para representar la migración de un planeta gigante hacia la estrella central, pasando por un disco interno de planetesimales, donde la migración de los embriones de baja masa (tipo I) también se considera. Lo que ellos encuentran es que cuando un planeta gigante migra hacia la estrella, perturba a los núcleos ubicados en su paso, ocasionando que el $\sim 71\%$ de los sólidos iniciales sobrevivan a la migración del planeta gigante (o sean re-inyectados al disco) y el resto sea acretado.

Nosotros introducimos este resultado en nuestras simulaciones, permitiendo que el 71% de los núcleos sobrevivan al paso del planeta gigante. Este efecto no cambia significativamente nuestros resultados, dado que tenemos más de un planeta migrando y el pasaje de varios planetas reduce la probabilidad de supervivencia de los núcleos hasta que sean finalmente acretados.

4.2.2. Resultados

Con este modelo realizamos varias simulaciones numéricas, generando en cada una 1000 sistemas planetarios, que evolucionan durante 20 millones de años cada uno. En cada simulación, adoptamos diferentes tasas de migración de tipo I ($c_{migI} = 0,01, 0,1$ y 1) y de acreción de gas (usamos las tasas adoptadas por Ida y Lin y las halladas en la etapa I de nuestro trabajo), investigando las consecuencias que tienen tanto en el número final y tipos de planetas que formamos por sistema planetario, como en la distribución de masas y semiejes de los mismos. También analizamos cuales son las mejores condiciones para la generación de planetas habitables, que son aquellos planetas del tipo terrestre capaces de mantener agua en estado líquido en su superficie.

Las condiciones iniciales de cada sistema planetario son equivalentes a las adoptadas en la parte I (ver sección 4.1.4), con algunas modificaciones que apuntan a generar una población de exoplanetas cada vez más parecida a la distribución observada.

- En este caso la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso no es la misma para todos los sistemas planetarios, sino que se toma al azar para cada uno de ellos a partir de una distribución uniforme en escala logarítmica entre 10^6 y 10^7 años, lo

que esta de acuerdo con las observaciones en discos protoplanetarios (Beckwith & Sargent, 1996, Haisch et al., 2001).

- La masa de la estrella central ya no se considera como la masa del Sol para todos los casos, en cambio se toma al azar para cada sistema planetario a partir de una muestra generada que sigue una distribución uniforme en escala logarítmica entre 0,7 y 1,4 M_{\odot} .
- Consideramos discos más metálicos que el solar. Las evidencias observacionales determinan que discos más metálicos favorecerían la formación de planetas (Fischer & Valenti, 2003; Santos et al., 2004) (este punto será tratado con más detalle en la parte V de esta tesis). Siguiendo a Ida y Lin (2004b, 2008), adoptamos que f_d se sigue tomando al azar a partir de una distribución logaritmo-gaussiana, pero para generar discos con metalicidades mayores que la solar, el valor del factor de escala para el disco gaseoso se obtiene asumiendo:

$$f_d = f_{g,0} 10^{[Fe/H]} \quad (4.41)$$

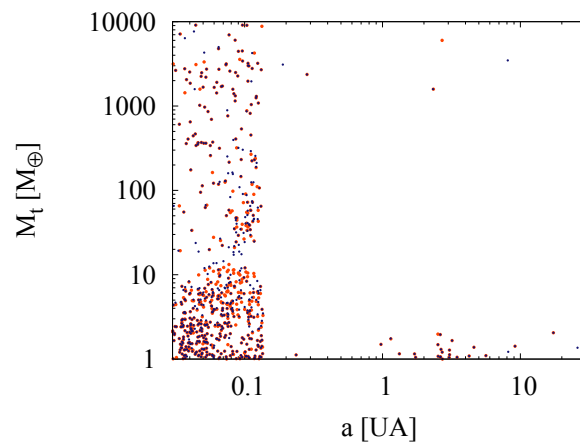
con $[Fe/H] = 0,1$. Esta relación se mantiene para todos los discos generados.

Vamos a mostrar nuestros resultados, analizando primero los efectos de considerar diferentes tasas de acreción de gas y migración de tipo I en el diagrama de masas y semiejes de planetas extrasolares y luego discutimos las características de los planetas formados.

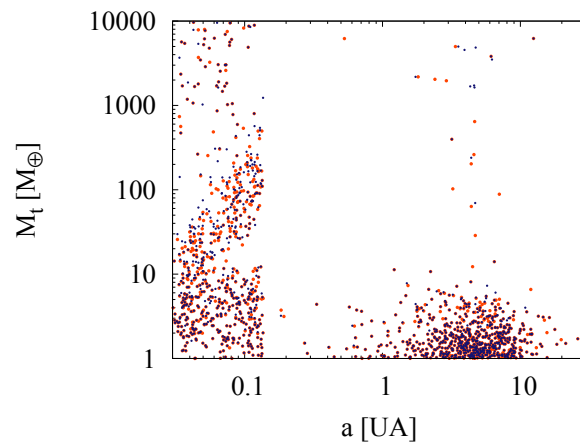
4.2.3. Distribución de masas y semiejes mayores

Con el objetivo de investigar la influencia de diferentes factores en el diagrama de masas y semiejes de planetas extrasolares, realizamos una serie de simulaciones numéricas considerando diferentes valores para la constante que retrasa la migración de tipo I ($c_{migI} = 1, 0,1, 0,01$) y adoptando los dos escenarios asumidos como resultado de una colisión: 1) en el cual el resultado de la colisión es la suma de la masa total de ambos embriones, y el escenario 2) donde si los planetas que colisionan tienen una envoltura asociada, después de la colisión perderán sus atmósferas y el resultado es una acreción de ambos núcleos, o si uno de los núcleos tiene una envoltura asociada y el otro no, el resultado del impacto será un único cuerpo, cuya masa es la suma de la masa total de los cuerpos involucrados en la colisión. Los resultados se muestran en la figura 4.5, en donde las distribuciones halladas adoptando diferentes escenarios están superpuestas, siendo el escenario 1 el que se muestra en color azul y los resultados obtenidos con el escenario 2 se muestran en rojo. La figura 4.5(a) muestra los datos encontrados cuando $c_{migI} = 1$, en la figura 4.5(b), $c_{migI} = 0,1$ y en la figura 4.5(c) el valor adoptado para c_{migI} es 0,01.

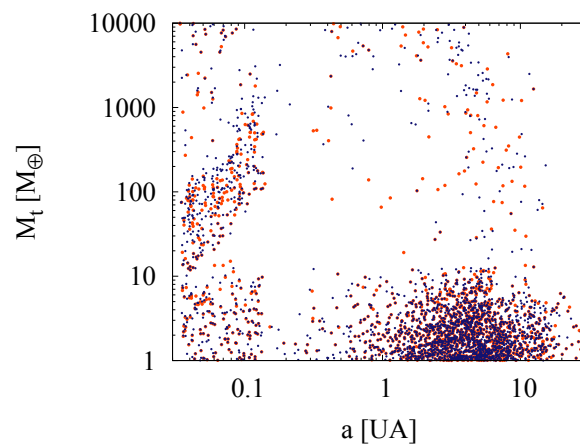
Como podemos observar en todas las figuras, ambos escenarios dan resultados similares en cuanto a la composición de los planetas resultantes. Esto se debe a que aunque



(a)



(b)



(c)

Figura 4.5: Distribución de masas y semiejes mayores obtenidas con diferentes tasas de migración de tipo I y diferentes escenarios adoptados como resultado de una colisión entre dos embriones planetarios. El color rojo representa los resultados hallados cuando como resultado de una colisión se disipa el gas de los embriones y el color azul nos muestra los resultados que se obtienen cuando luego de una colisión se suman las masas totales de los embriones participantes. La figura 4.5(a) muestra los datos que obtuvimos con $c_{migI} = 1$, en la figura 4.5(b), $c_{migI} = 0,1$ y en la figura 4.5(c), $c_{migI} = 0,01$.

los embriones pierdan su envoltura gaseosa en la colisión, la recuperan en escalas de tiempo muy cortas y no llega a notarse la diferencia en nuestro estudio estadístico. Este resultado es independiente de la tasa de migración considerada, por lo tanto de acá en adelante adoptaremos el escenario 1 en nuestras simulaciones.

También exploramos la influencia de considerar diferentes tasas de acreción de gas en el diagrama de masas y semiejes. Los resultados se muestran en las figuras 4.6 y 4.7. Las primeras fueron halladas considerando las tasas de acreción de gas obtenidas a través del ajuste realizado en los resultados de Fortier et al. (2007) como se explicó en la parte I, y las segundas se obtuvieron a partir de simulaciones en las que se adoptaron las tasas de acreción de gas usadas por Ida y Lin (2004a). En las figuras 4.6(a) y 4.7(a) el factor considerado para detener la migración de tipo I es $c_{migI} = 1$, en las figuras 4.6(b) y 4.7(b), $c_{migI} = 0,1$, las figuras 4.6(c) y 4.7(c) muestran los resultados encontrados cuando $c_{migI} = 0,01$ y en las figuras 4.6(d) y 4.7(d) la migración planetaria no fue considerada.

Como podemos observar en las figuras 4.6 y 4.7, la distribución de masas y semiejes es fuertemente dependiente de la tasa de acreción de gas adoptada (efecto que fue estudiado en la parte I de esta tesis), así como también de la tasa de migración de tipo I asumida en la simulación.

Cuando $c_{migI} = 1$ la mayoría de los planetas migran hasta el radio interno del disco. La principal diferencia entre la distribución encontrada con nuestro modelo y la obtenida con las tasas de acreción de Ida y Lin (figuras 4.6(a) y 4.7(a), respectivamente), es la población de planetas con masas entre 1 y $10 M_{\oplus}$, la cual es mayor en el primer caso.

En las figuras 4.6(b) y 4.7(b), la tasa de migración es más lenta ($c_{migI} = 0,1$), lo que se traduce en una menor cantidad de planetas que alcanzan el radio interno del disco. También observamos una mayor población de planetas con $1 - 10 M_{\oplus}$ y $a \geq 1 UA$. La población de planetas gigantes también aumenta, pero esta es mayor en la figura 4.7(b) porque con la tasa acreción de Ida y Lin el régimen de runaway gaseoso se alcanza a una masa más chica, como fue explicado en la parte I, favoreciendo la formación de planetas gigantes gaseosos. Sumado a esto, la masa necesaria para abrir una brecha en el disco se alcanza en un tiempo menor cuando se adopta la tasa de acreción de gas usada por Ida y Lin, lo que permite que los planetas comiencen a migrar por migración de tipo II, que es mucho más lenta que la migración de tipo I, causando que los planetas gigantes permanezcan cerca de la región en la que se formaron.

La migración de tipo I es más lenta aún en las figuras 4.6(c) y 4.7(c), que fueron obtenidas a partir de simulaciones en donde se adoptó $c_{migI} = 0,01$. Las distribuciones de masas y semiejes observadas en estas figuras son muy similares a las obtenidas cuando no se considera la migración planetaria, como puede verse en las figuras 4.6(d) y 4.7(d). Cuando $c_{migI} = 0,01$ la población de planetas con masas menores que $10 M_{\oplus}$ es mayor que en los otros casos y también hay más planetas gigantes, especialmente en ubicaciones $a \geq 1 UA$, dado que una migración rápida inhibe el crecimiento de los embriones. Las diferencias entre las figuras 4.6(c) y 4.7(c) son similares a las diferencias observadas

cuando $c_{migI} = 0,1$, lo cual está de acuerdo con los resultados hallados en la parte I de nuestro estudio.

Como vimos en la parte I de esta tesis, el desierto planetario, que es la región con déficit de planetas, estaba ubicada entre $100 - 1000 M_{\oplus}$ con nuestro modelo. Aquí encontramos que el efecto de la migración planetaria, en especial de la migración de tipo I, es aumentar este desierto, permitiendo que planetas con masas de entre 10 y $100 M_{\oplus}$ alcancen el límite interno del disco y vacíen el área con semiejes mayores entre $\approx 0,2$ y $\approx 3 UA$.

Características de los planetas formados

El número inicial de planetas por disco protoplanetario, $N_{inicial}$, depende de la masa inicial de cada embrión (ecuación 4.24), el radio interno del disco adoptado para cada sistema (ecuación 4.22) y la masa de la estrella anfitriona. El número final de planetas, $N_{planetas}$, demuestra y es el resultado de la evolución de cada sistema planetario.

En las figuras 4.8 se muestran histogramas con el número final de planetas por sistema planetario para distintas tasas de migración de tipo I. La figura 4.8(a) muestra los resultados cuando la migración de tipo I no es reducida ($c_{migI} = 1$). Como consecuencia de la rápida migración, los núcleos con masa suficiente como para ser afectados por la migración se mueven rápidamente hacia el radio interno del disco, acretando a otros embriones a su paso, formando sistemas planetarios con pocos planetas. Esto lleva a una ausencia de sistemas planetarios con un número intermedio de planetas, como puede observarse en la figura. Por otro lado, en esta figura también observamos un gran número de sistemas planetarios con muchos planetas, lo que es debido a la presencia de planetas con masas menores que $\approx 0,1 M_{\oplus}$, que no son tan afectados por la migración y generalmente se forman en discos chicos, lo que causa que su crecimiento sea menor y forman sistemas planetarios con muchos planetas pequeños.

La figura 4.8(b) muestra los resultados hallados cuando se utilizó una tasa de migración de tipo I más lenta ($c_{migI} = 0,1$). Como puede observarse, el número de sistemas planetarios con pocos planetas disminuye y aquellos con un número intermedio de planetas aumenta. Esto es más evidente en la última figura, 4.8(c), donde $c_{migI} = 0,01$. Allí se observa que la población de sistemas planetarios con un número chico e intermedio de planetas es casi igual. Lo que vemos entonces es que cuando la migración se hace más lenta, el número final de planetas por sistema planetario tiende a seguir una distribución uniforme.

Pero el número final de planetas no depende únicamente de la tasa de migración considerada. También depende fuertemente de los valores de $f_{g,0}$ y f_d considerados, como puede verse en la figura 4.9, donde el número final de planetas está graficado como función del valor de f_d para distintos valores de c_{migI} .

La figura 4.9(a) es el resultado de una simulación que generó 1000 sistemas planetarios considerando $c_{migI} = 1$, en la figura 4.9(b) consideramos $c_{migI} = 0,1$, en la figura

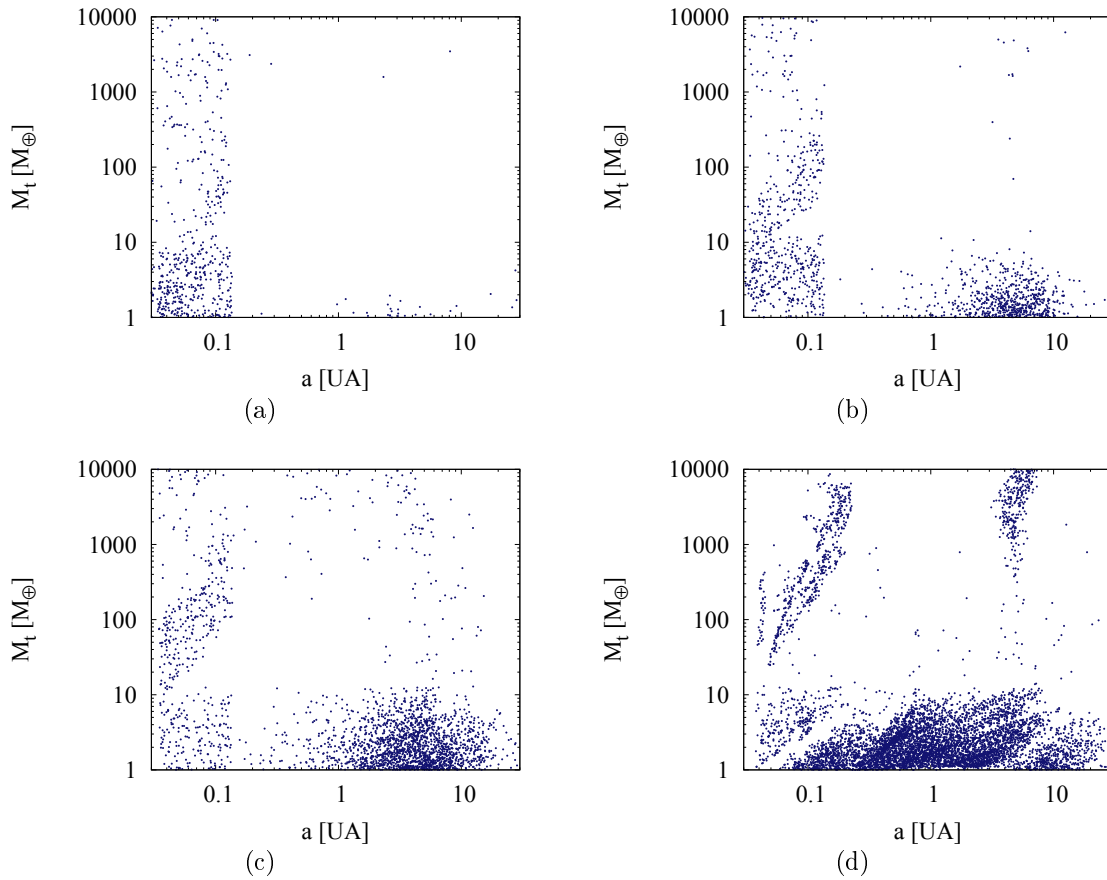


Figura 4.6: Distribución de masas y semiejes mayores obtenida con nuestro modelo. La figura 4.6(a) muestra los datos que obtuvimos con $c_{migI} = 1$, en la figura 4.6(b), $c_{migI} = 0,1$, en la figura 4.6(c), $c_{migI} = 0,01$ y los efectos de la migración no fueron considerados en la figura 4.6(d).

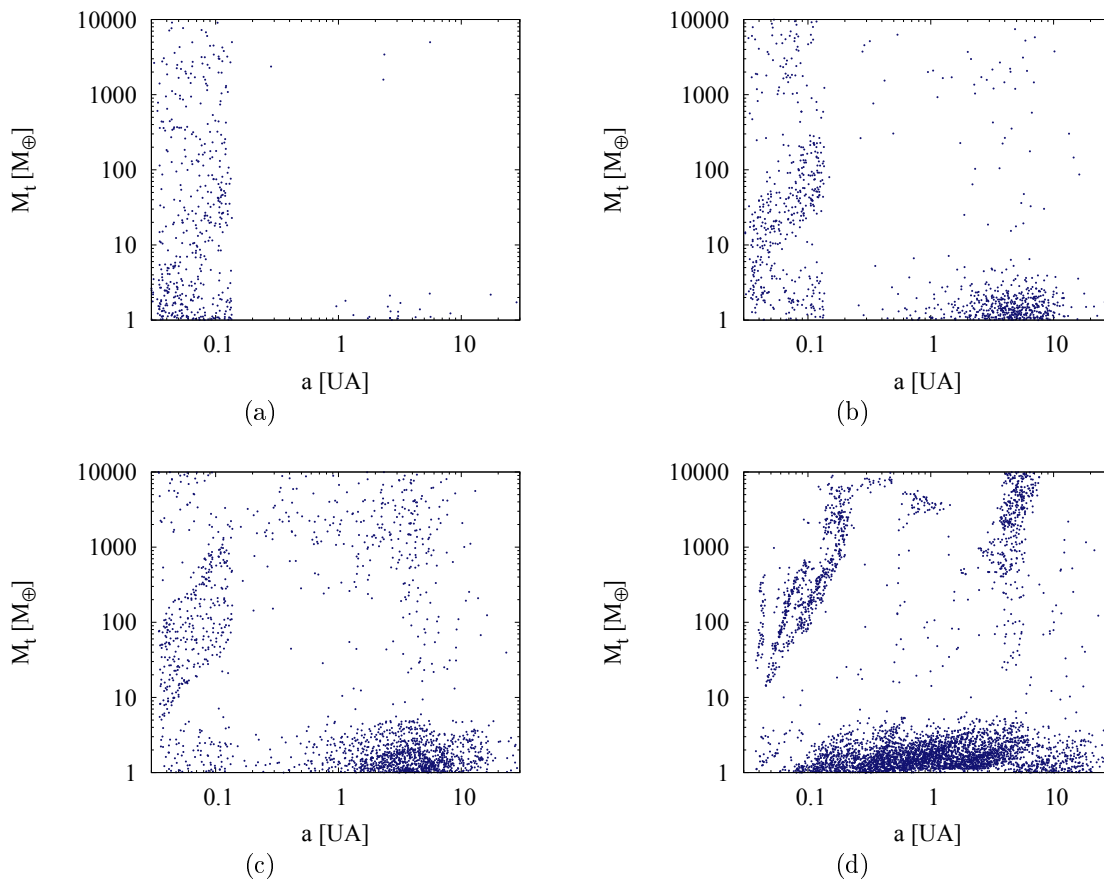
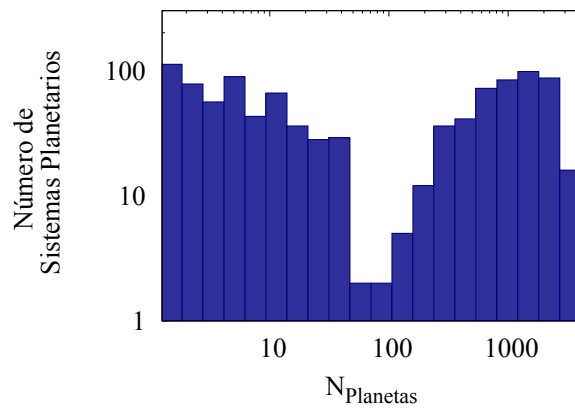
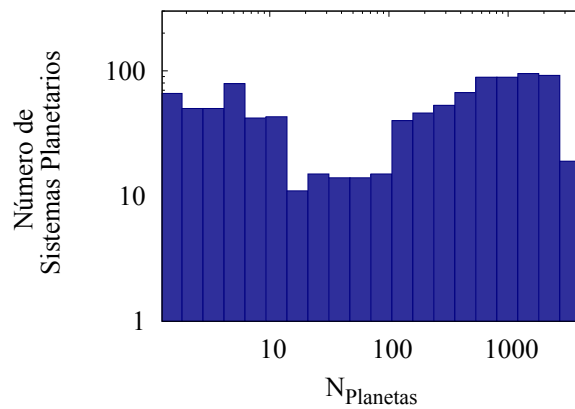


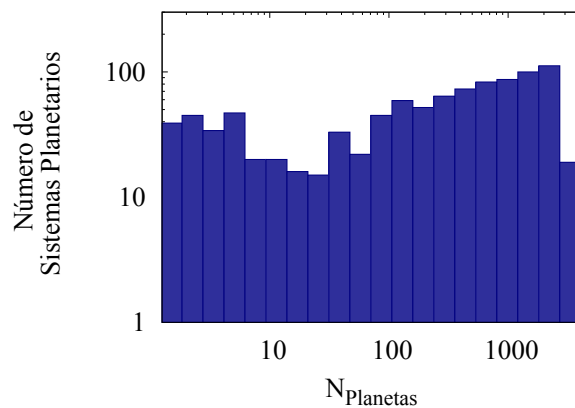
Figura 4.7: Distribución de masas y semiejes obtenida con una tasa de acreción de gas más rápida: la considerada por Ida y Lin (2004a). Las distintas figuras representan la distribución encontrada cuando se consideran diferentes valores para c_{migI} . En la figura 4.7(a) se considera $c_{migI} = 1$, en la figura 4.7(b) el valor adoptado para c_{migI} es de 0,1, la figura 4.7(c) muestra la población de planetas hallados para $c_{migI} = 0,01$ y la migración no se considera en la figura 4.7(d). Una comparación con las figuras 4.6, nos muestra que en este caso hay una menor población de planetas terrestres y una mayor población de planetas gigantes con $M_t \geq 100 M_{\oplus}$, especialmente cuando la migración es más lenta, como se ve en las figuras 4.7(b), 4.7(c) y 4.7(d).



(a)



(b)



(c)

Figura 4.8: Histogramas que muestran el número final de planetas por sistema planetario. La figura 4.8(a) muestra los resultados cuando la migración de tipo I no se detiene ($c_{migI} = 1$), esta rápida migración explica la ausencia de sistemas planetarios con un número intermedio de planetas. Las figuras 4.8(b) y 4.8(c) fueron obtenidas adoptando $c_{migI} = 0,1$ y $c_{migI} = 0,01$ respectivamente.

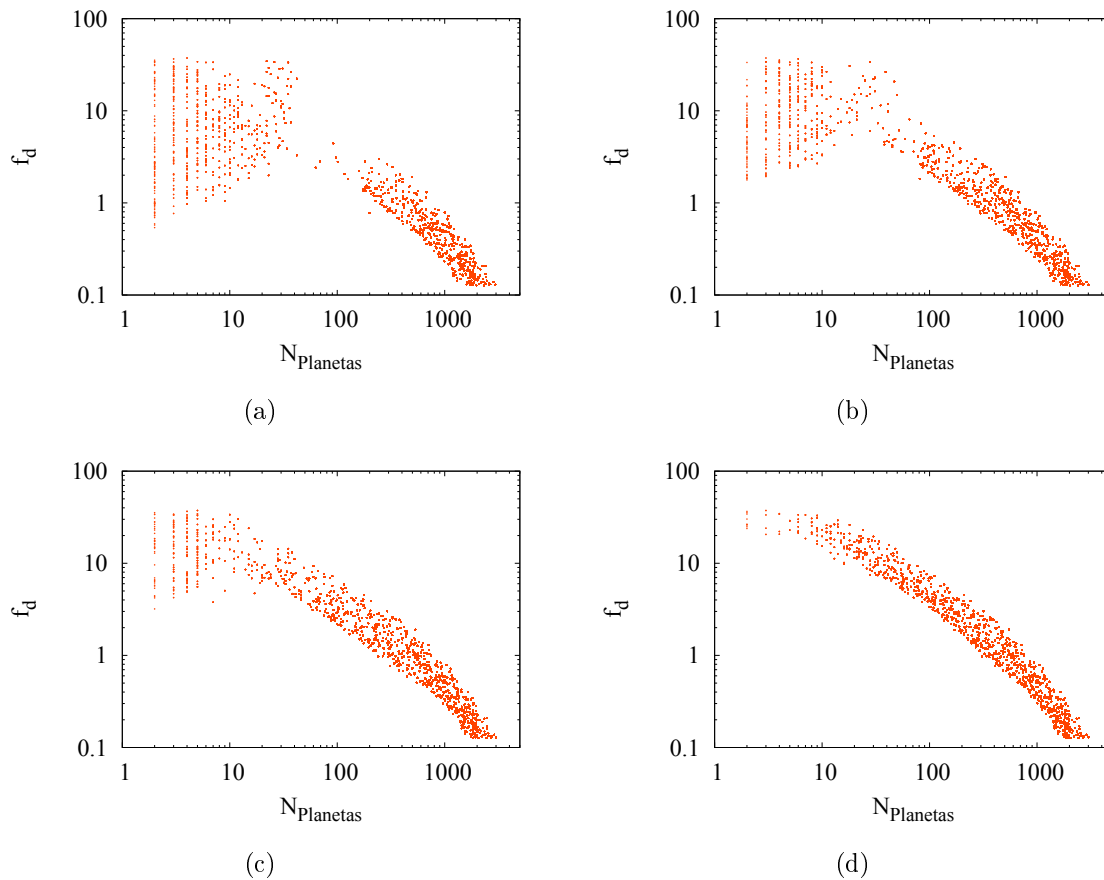


Figura 4.9: Número final de planetas por sistema planetario vs. el factor de masa del disco de sólidos, f_d , para diferentes tasas de migración de tipo I. La figura 4.9(a) muestra los resultados encontrados cuando $c_{migI} = 1$, las figuras 4.9(b) y 4.9(c) presentan los resultados cuando c_{migI} es igual a 0,1 y 0,01, respectivamente y en la figura 4.9(d), la migración no es considerada. Como puede verse en las figuras, los sistemas planetarios con un gran número de planetas son aquellos formados a partir de discos con valores pequeños de f_d , mientras que los discos más masivos forman sistemas planetarios con pocos planetas, pero el rango depende también de la tasa de migración de tipo I considerada.

4.9(c) adoptamos $c_{migI} = 0,01$ y la migración no fue considerada en la figura 4.9(d).

Como podemos ver en las figuras, los sistemas planetarios con un gran número de planetas ($N_{planetas} > 100$) corresponden a discos poco masivos o equivalentemente a valores pequeños de f_d (< 3), hecho que permanece invariante aún considerando diferentes tasas de migración de tipo I. Estos discos tienen poca masa y como consecuencia los núcleos iniciales no tienen suficiente material para crecer, permaneciendo casi en su estado inicial. Cuando la masa de los núcleos es menor que $\approx 0,1 M_{\oplus}$, no están demasiado afectados por la migración, luego al no crecer demasiado ni migrar no pueden colisionar con otros embriones, ocasionando que los discos permanezcan con un gran número de planetas independientemente de la tasa de migración considerada.

Por otro lado, los valores de f_d que se necesitan para generar sistemas planetarios con pocos planetas cambia para diferentes tasas de migración. Cuando $c_{migI} = 1$, aquellos discos con $f_d > 0,5$ son capaces de formar sistemas planetarios con pocos planetas. Esto es debido a que la rápida migración de tipo I mueve a los embriones más grandes hacia la estrella central, acretando a otros embriones a su paso, formando sistemas planetarios con pocos planetas muy cerca de la estrella central. Por otro lado, valores chicos de f_d implican discos menos masivos, lo que generará sistemas planetarios con algunos pocos planetas terrestres.

En las simulaciones en donde la migración es más lenta, el rango de valores de f_d que se necesitan para obtener sistemas planetarios con pocos planetas es más chico, como podemos ver en las figuras 4.9(b), 4.9(c) y 4.9(d). En la última figura, cuando no se considera el efecto de migración planetaria, notamos que aquellos sistemas planetarios con pocos planetas corresponden a valores muy grandes de f_d , mayores que 10, lo que indica que se necesitan discos muy masivos para generar sistemas planetarios con pocos planetas cuando no se considera la migración. Estos discos generan pocos planetas gigantes, que acretaron a todos los demás embriones iniciales.

También analizamos los tipos de planetas que formamos. Para esto, en ausencia de una denominación oficial, vamos a asumir de forma arbitraria que los planetas terrestres son aquellos con $M_t < 7 M_{\oplus}$, los gigantes con poco gas son los que tienen $M_t > 7 M_{\oplus}$ y un porcentaje de masa de gas menor que $< 15\%$, y los que restan son los gigantes gaseosos. Los histogramas que se muestran en la figura 4.10 muestran el número de planetas terrestres (línea azul), gigantes con poco gas (línea negra) y gigantes gaseosos (línea roja) formados por sistema planetario.

La figura 4.10(a) es la que se obtiene cuando $c_{migI} = 1$. En este caso observamos que los sistemas planetarios con pocos planetas tienen en su mayoría planetas terrestres y que hay algunos pocos con planetas gigantes. Como explicamos, para esta tasa de migración tan rápida, el rango de discos que forman sistemas planetarios con un bajo valor de $N_{planetas}$ son aquellos con $0,5 < f_d < 30$. En este rango, la mayoría de los discos tienen poca masa y los núcleos tienen menos tiempo para crecer dado que migran rápidamente hacia la estrella central. Como resultado, la mayoría de los sistemas planetarios con pocos planetas forman únicamente planetas terrestres. Por otro lado, aquellos discos con un

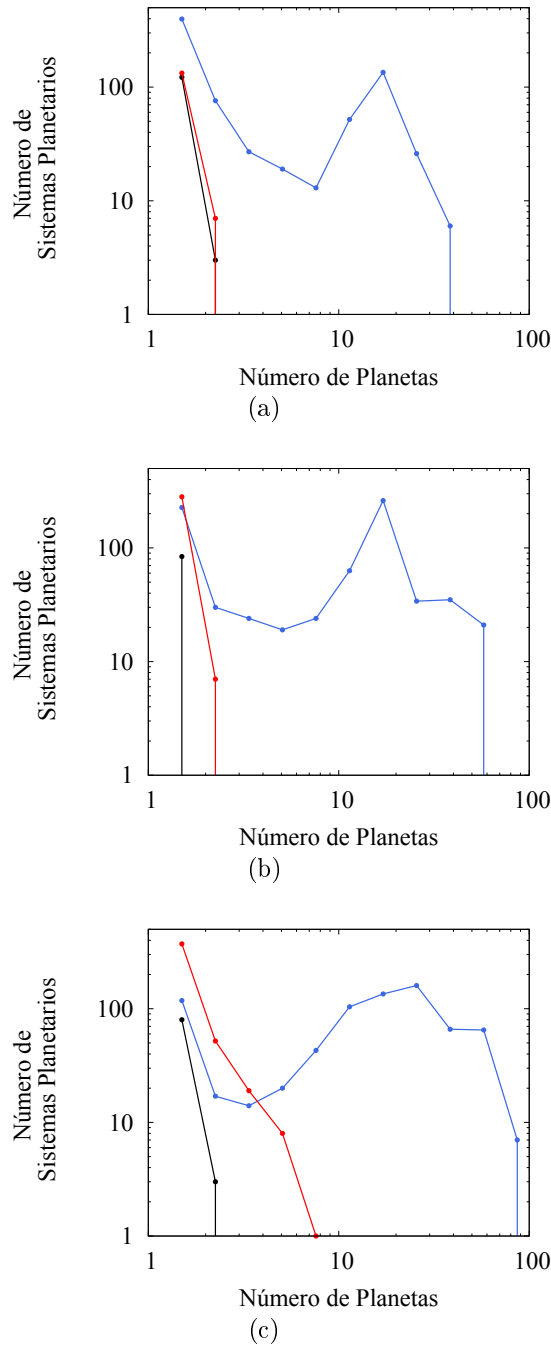


Figura 4.10: Histograma que muestra el número de planetas de distintas clases encontrado en cada sistema planetario. Las tres figuras representan simulaciones adoptando distintas tasas de migración. En la figura 4.10(a) consideramos $c_{migI} = 1$, en la figura 4.10(b) el valor de c_{migI} adoptado es de 0,1 y finalmente se asumió que $c_{migI} = 0,01$ en la figura 4.10(c). En cada una de las figuras se muestra en azul el número de planetas terrestres encontrado en cada sistema planetario, en negro a los gigantes con poco gas y los gigantes gaseosos en rojo.

valor alto de f_d son capaces de formar sistemas planetarios con planetas gigantes, pero estos representan la minoría.

Cuando c_{migI} es menor como en los casos de las figuras 4.10(b) con $c_{migI} = 0,1$ y 4.10(c) con $c_{migI} = 0,01$, la población de sistemas planetarios con pocos gigantes gaseosos aumenta, lo que implica que la formación de gigantes gaseoso se ve favorecida con una tasa de migración de tipo I más lenta. Por otro lado, el número de planetas gigantes con poco gas permanece bajo. Esta población no es afectada por la tasa de migración considerada.

Planetas habitables Otro resultado importante es la determinación de las mejores condiciones para la generación de planetas habitables. Uno de los requisitos fundamentales para que un planeta terrestre sea habitable es la existencia de agua líquida. Esto ocurre si el planeta adquiere una gran cantidad de agua durante su formación y evolución, si tiene la masa necesaria como para retener el agua y que no escape al espacio y si se encuentra a una distancia adecuada de la estrella anfitriona como para que el agua permanezca en estado líquido sobre su superficie. Ikoma y Genda (2006) encontraron a través de simulaciones numéricas, que un planeta con masas entre $\approx 0,3$ y $\approx 7 M_{\oplus}$ es capaz de retener agua en estado líquido en su superficie. En esta etapa de nuestro estudio, adoptamos este criterio para las masas, con el fin de poder comparar las poblaciones de planetas habitables encontradas con diferentes tasas de acreción de gas.

La tabla 4.1 muestra el porcentaje de planetas que son habitables de acuerdo con este criterio. En la tabla, llamamos modelo I al nuestro y modelo II al que considera las tasas de acreción de gas adoptadas por Ida y Lin (2004a).

Con nuestro modelo la masa de cruce necesaria para que comience el runaway gaseoso se alcanza a masas más altas. Una vez que se alcanza esta masa de cruce, los planetas crecen en escalas de tiempo muy cortas y es más difícil encontrar planetas en el rango de masas buscado. Por este motivo, cuando adoptamos nuestro modelo de acreción de gas, encontramos un mayor porcentaje de planetas con masas menores que $7 M_{\oplus}$, dado que hay muchos planetas terrestres que nunca alcanzan la masa de cruce necesaria para convertirse en gigantes. Como conclusión encontramos que una tasa de acreción de gas más lenta favorece la formación de planetas habitables.

4.3. Parte III: ¿cómo rotan los planetas?

Cuando varios embriones planetarios se están formando en el disco, las perturbaciones entre ellos pueden ocasionar un cambio en sus elementos orbitales, causando que los embriones puedan sufrir fuertes impactos gigantes, responsables de las características finales de los planetas resultantes. Siendo las colisiones una parte fundamental del crecimiento de los planetas, les damos toda nuestra atención en esta etapa de la tesis, concentrándonos en particular, en los parámetros de espín: oblicuidad y período de

Cuadro 4.1: Porcentaje de planetas que son habitables de acuerdo con el criterio de masa hallado por Ikoma y Genda (2006). De acuerdo con este criterio, un planeta terrestre es habitable si tiene entre $0,3 \leq M_t \leq 7 M_{\oplus}$. En la tabla se muestran los resultados hallados con nuestro modelo (modelo I), comparados con los resultados obtenidos con la tasa de acreción de gas usada por Ida y Lin (2004a) (modelo II). Las distintas filas muestran los resultados hallados cuando se consideran diferentes tasas de migración de tipo I.

Escenario	Planetas Habitables ($0,3 \leq M_t \leq 7 M_{\oplus}$)
Modelo I, $c_{migI} = 1$	87.02 (%)
Modelo II, $c_{migI} = 1$	82.2 (%)
Modelo I, $c_{migI} = 0,1$	90.5 (%)
Modelo II, $c_{migI} = 0,1$	86.9 (%)
Modelo I, $c_{migI} = 0,01$	91.57 (%)
Modelo II, $c_{migI} = 0,01$	87.18 (%)

rotación, resultantes luego de los primeros 20 millones de años de vida.

Después de esta etapa de formación planetaria, los parámetros del espín de los planetas cambian y evolucionan, debido principalmente a las interacciones de marea con sus satélites y con la estrella central. Todos los planetas terrestres en nuestro Sistema Solar no mantienen su estado de espín primordial y esta es la razón por la que se desconoce cuál es el espín primordial que esperamos que tenga un protoplaneta. Por lo tanto, preguntas como, ¿cuáles son los valores típicos de oblicuidad y período de rotación que caracterizan a los planetas primordiales? y ¿cuántas colisiones sufre un embrión planetario a lo largo de sus primeros años de vida? siguen siendo inciertas.

En esta etapa hacemos un estudio estadístico de los parámetros primordiales del espín de los planetas (oblicuidad y el período de rotación), que resultan de la acreción de planetesimales y también debido a las colisiones entre los embriones emergentes. Para ello realizamos algunas modificaciones a nuestro modelo, con el fin de analizar el momento angular adquirido debido a la acreción de planetesimales y también debido a las colisiones con otros embriones planetarios. Debido a la escasa comprensión de los impactos entre planetas gigantes, en esta etapa nos concentrámos en estudiar únicamente a los planetas terrestres. Con este modelo perfeccionado, tomamos diferentes condiciones iniciales y estudiamos el espín primordial de los planetas formados en diferentes sistemas planetarios. También analizamos cuáles son las consecuencias de los impactos entre embriones en el diagrama de masas y semiejes mayores, enfocándonos en los núcleos con masas menores que $10 M_{\oplus}$. Para el desarrollo de nuestro modelo de colisiones, asumimos que una colisión lleva a la acreción perfecta de los embriones, suposición que

también fue considerada por otros autores (Agnor et al., 1999; Chambers, 2001; Kokubo & Ida, 2007), pero que indica que los resultados deben interpretarse con cautela.

4.3.1. Modelo y ecuaciones básicas para el estudio del espín

La principal reforma que hicimos al código numérico, consiste en el cálculo de la ganancia de momento angular a lo largo de la formación debido a la acreción de planetesimales y a las colisiones entre los embriones. El modelo de crecimiento y evolución de los embriones planetarios, así como su evolución orbital, es esencialmente el mismo desarrollado en las secciones 4.1 y 4.2 de nuestro estudio, motivo por el cual no los detallaremos en esta sección.

Transferencia de momento angular debido a la acreción de planetesimales

Estudiamos la ganancia de momento angular de espín de los embriones en crecimiento debido a la adquisición de masa en forma de planetesimales, basándonos en un estudio realizado por Dones y Tremaine (1993). Ellos investigaron la tasa de acumulación de momento angular de espín, en un planeta inmerso en un disco de planetesimales con rotación diferencial. En su trabajo, determinaron la masa y momento angular de espín de los embriones en función de la velocidad de dispersión de las partículas del disco y la relación entre el radio del planeta y su radio de Hill. Encontraron que si un protoplaneta crece por acreción de un gran número de pequeños planetesimales, el momento angular de espín del planeta queda determinado por la llamada *componente ordenada* del espín, pero si el embrión sufre varios impactos gigantes durante su crecimiento, la mayor parte del momento angular será resultado de estas colisiones, lo que denominaron *componente estocástica* del espín. El modelo de Dones y Tremaine (1993) depende de dos parámetros:

- la importancia de la dispersión de velocidades de los planetesimales en la vecindad del embrión respecto de la rotación diferencial del disco, y
- la relevancia de la gravedad del embrión comparada con la gravedad propia del disco de planetesimales.

Estos autores, realizaron el estudio para diferentes regímenes de crecimiento, de los cuales el régimen de crecimiento oligárquico corresponde al de alta dispersión y gravedad fuerte. En este caso, la contribución de los pequeños planetesimales en la componente z del momento angular, \mathbf{L} , esta dada por:

$$L_{z,ord}^2 \simeq M_t^2 \Omega^2 R_p^4 \left(\frac{9}{72} \lambda \right) \quad (4.42)$$

donde

$$\lambda = \frac{R_H^3 \Omega^2}{R_p \sigma^2} \quad R_H = a \left(\frac{M_t}{M_\star} \right)^{1/3} \quad (4.43)$$

y la dispersión de velocidades es

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} a^2 \Omega^2 e_m^2 \quad (4.44)$$

Como explicamos en la parte II de esta tesis, asumimos que la excentricidad media cuadrática de los planetesimales en equilibrio esta dada por la ecuación 4.27, hallada por Thommes et al. (2003). Utilizando esa expresión, junto con las ecuaciones 4.43 y 4.44 en la ecuación para 4.42, obtenemos la siguiente expresión para la componente L_z debido a la acreción de planetesimales,

$$L_{z,ord} \simeq 0,462 \frac{M_t^{5/3} \Omega a^{7/5} \rho_{gas}^{2/5}}{M_\star^{1/3} m^{2/15} \rho^{3/5}} \quad (4.45)$$

donde todas las unidades están en cgs y la componente $L_{z,ord}$ está en $g \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Luego para computar el cambio en el momento angular en cada paso, tenemos en cuenta que la componente z del momento angular cambia en una cantidad

$$\Delta L_{z,ord} \simeq 6,54 \times 10^{-7} \frac{\rho_{gas}^{2/5} M_\star^{1/6} M_t^{2/3}}{\rho^{11/15} a^{1/10}} \Delta M_t \quad (4.46)$$

donde ΔM_t es la masa acretada en la forma de planetesimales durante cada paso de tiempo. Todas las unidades están en cgs y el cambio $\Delta L_{z,ord}$ esta en $g \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Para obtener una estimación del momento angular adquirido por un planeta debido únicamente a la componente ordenada, calculamos la dependencia de $L_{z,ord}$ con la masa de un protoplaneta ubicado a 1 UA de una estrella como el Sol y encontramos,

$$L_{z,ord}(1 \text{ UA}) = 1,34 \times 10^{40} \left(\frac{M_t}{1 M_\oplus} \right)^{5/3} g \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (4.47)$$

Por otro lado el período de rotación de un planeta esférico y de densidad uniforme, con una velocidad angular de rotación ω es

$$P = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{L} \frac{2}{5} M_t R^2 \quad (4.48)$$

Usando las ecuaciones 4.48 y 4.45, encontramos el período de rotación alcanzado por un embrión que adquiere momento angular únicamente debido a la acreción de planetesimales,

$$P_{ord} \simeq 150 \left(\frac{\rho}{3g/cm^3} \right)^{1/15} \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{1/10} \left(\frac{\rho_{gas}}{\rho_{gas}(1 \text{ UA})} \right)^{-2/5} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/6} \text{ horas} \quad (4.49)$$

para un planeta ubicado a $1 UA$, orbitando una estrella con masa igual a $1 M_{\odot}$ el período de rotación alcanzado es $P_{ord} \simeq 150 \text{ horas}$.

Sin embargo, este no es el único mecanismo capaz de cambiar el espín de los embriones emergentes. Las colisiones entre protoplanetas tienen una gran importancia a la hora de determinar los parámetros finales del espín.

Colisiones

En las últimas etapas de formación planetaria, las colisiones representan un importante proceso evolutivo que desempeñan un papel fundamental en la determinación de la masa y el espín de los planetas. Estas interacciones no se entienden completamente, motivo por el cual nosotros consideramos un modelo muy simple, pero que nos permite obtener algunas conclusiones con respecto a la oblicuidades y períodos de rotación primordial de los planetas.

Cuando dos protoplanetas están muy cerca el uno del otro, la influencia gravitatoria mutua puede excitar sus excentricidades a valores suficientes como para garantizar que sus órbitas se crucen. De esta manera, su evolución orbital se rige por encuentros cercanos y violentas colisiones inelásticas.

Bajo la suposición de acreción perfecta luego de la colisión, asumiremos que ocurre una fusión entre protoplanetas siempre que su separación orbital, Δa , sea menor que 3,5 radios de Hill mutuos.

La magnitud de la velocidad relativa a la cual dos cuerpos de masas $M_{t,1}$ y $M_{t,2}$, y radios R_1 y R_2 colisionan es:

$$v_{col} = (v_{rel}^2 + v_e^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.50)$$

donde v_{rel} es la velocidad relativa entre los dos cuerpos lejos del encuentro y v_e es la velocidad de escape desde el punto de contacto,

$$v_e = \left(2G \frac{M_{t,1} + M_{t,2}}{R_1 + R_2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.51)$$

con G la constante de gravitación Universal.

La velocidad relativa entre dos embriones de velocidades orbitales v_1 y v_2 es

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$$

Considerando que $a_2 = a_1 + \Delta a$, con $\Delta a \ll a_1$ y asumiendo que las colisiones ocurren al azar en cualquier dirección, encontramos la siguiente ecuación que muestra la velocidad relativa entre los embriones (Safronov, 1972),

$$v_{rel} \simeq \Omega \frac{\Delta a}{2} \quad (4.52)$$

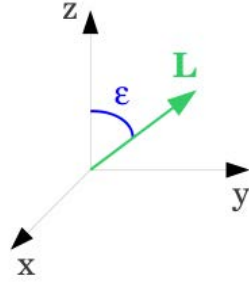


Figura 4.11: La ilustración muestra como está definida la oblicuidad planetaria, ε .

con Ω la velocidad angular de rotación, que para nuestro nivel de aproximación puede ser equivalente a adoptar $a = a_1$ o a_2 , pero nosotros elegimos a como el semieje mayor del planeta más masivo. La distribución de velocidades es isotrópica, por lo que la dirección se elige al azar con una distribución de probabilidad isotrópica.

Suponemos que en un principio los embriones no giran pero durante su evolución adquieren momento angular de espín como consecuencia de la acreción de planetesimales (como se vió anteriormente) y debido a las colisiones con otros embriones. El momento angular total de espín que el embrión resultante adquiere durante la colisión es,

$$\vec{L}_{imp} = \vec{L}_{col} + \vec{L}_{spin} \quad (4.53)$$

con \vec{L}_{spin} la suma del espín del cuerpo impactado ($\vec{L}_{spin,tar}$) más el espín del cuerpo que impacta ($\vec{L}_{spin,im}$) y L_{col} el momento angular de espín entregado por el proyectil durante la colisión, donde el punto de impacto sobre la superficie del cuerpo objetivo o blanco es encontrada al azar asumiendo que los embriones son esféricos.

Una vez que conocemos el momento angular total de espín del planeta, podemos calcular su oblicuidad, ε , y período de rotación. Si orientamos el sistema de referencia de forma que el plano x-y coincida con el plano de la órbita del planeta, la oblicuidad se define como el ángulo entre el eje z y el vector momento angular total, como se muestra en la ilustración 4.11, mientras que el período de rotación se obtiene a partir de la ecuación 4.48.

Límite para la rotación

Nuestra hipótesis de acreción perfecta ocasionalmente permite que los cuerpos giren muy rápido, destruyendo al embrión. Para tener esto en cuenta debemos analizar el

balance de las aceleraciones gravitatoria y la adquirida debido a la rotación del cuerpo, es decir exploramos la siguiente relación,

$$q = \frac{R\omega^2}{\frac{GM_t}{R^2}} \quad (4.54)$$

Si $q < 1$, entonces la gravedad domina, con lo cual el planeta permanece unido sin fragmentarse.

Pero si $q > 1$, entonces la rotación domina. Esto ocurre cuando la aceleración debido a la rotación es tan grande que la gravedad no alcanza para mantener al cuerpo unido, luego se rompe. Con $q = 1$ obtenemos el valor límite a partir del cual se obtiene una velocidad angular crítica:

$$\omega_{crit} = \left(\frac{GM_t}{R^3}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.55)$$

más allá del cual se produce la autodestrucción del embrión.

A partir de esta expresión, pueden obtenerse relaciones para el momento angular y período de rotación, que muestren los valores críticos que son capaces de alcanzar los planetas antes de fragmentarse:

$$L_{crit} = \omega_{crit} I = \left(\frac{GM_t}{R^3}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{5} M_t R^2 \quad (4.56)$$

con I el momento de inercia. Asumiendo que los planetas son esferas perfectas, se obtiene una expresión para R en función de la masa total y la densidad del embrión (ρ_p), con lo cual el momento angular crítico queda,

$$L_{crit} \propto \frac{M_t^{\frac{5}{3}}}{\rho_p^{\frac{1}{6}}} \quad (4.57)$$

De la misma manera, hallamos un valor crítico para el período de rotación:

$$P_{crit} = \frac{2\pi}{\omega_{crit}} \propto \rho_p^{-\frac{1}{2}} \quad (4.58)$$

4.3.2. Resultados

Investigamos a través de simulaciones numéricas, las propiedades estadísticas del espín primordial resultante del proceso de formación planetaria. Al igual que en la etapa anterior, generamos 1000 sistemas planetarios, en donde la masa de la estrella central para cada sistema se toma al azar a partir de valores que siguen una distribución uniforme en escala logarítmica en el rango de $0,7 - 1,4 M_{\odot}$ y la escala de tiempo para la disipación del disco de gas tiene una distribución logaritmo-uniforme entre 10^6 y 10^7 años. Cada sistema evoluciona durante 2×10^7 años.

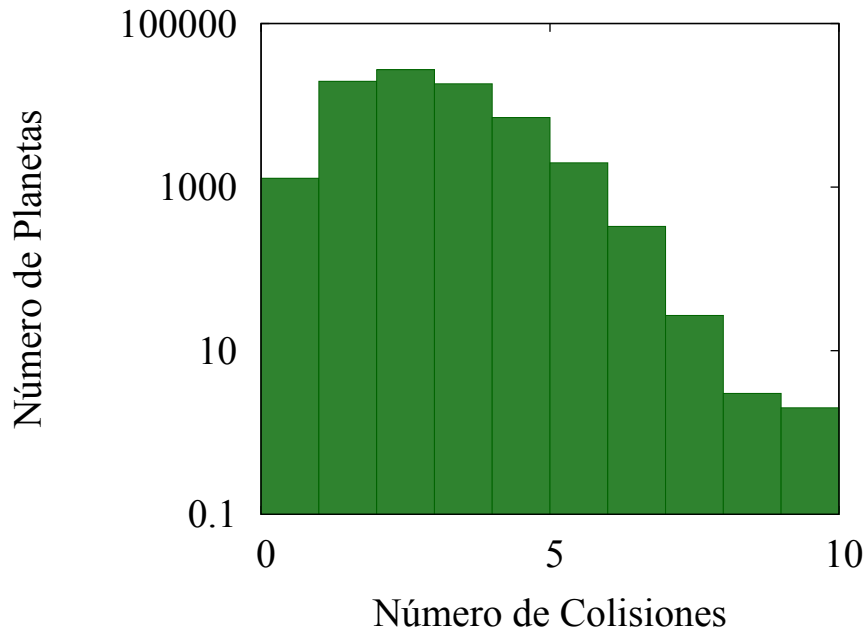


Figura 4.12: Histograma que muestra el número de colisiones sufridas por cada embrión al final de la simulación. Observamos que algunos pocos impactos sufridos durante la formación, determinan el espín primordial de los planetas.

En nuestras simulaciones, consideramos la formación de sistemas planetarios cuyos planetas han sufrido migración de tipo I y II, pero en donde en todos los casos se retrasa la migración de tipo I con un factor $c_{mgiI} = 0,1$.

Un poco de estadística de los planetas encontrados

La figura 4.12 muestra un histograma del número de colisiones gigantes sufridas por cada planeta luego de evolucionar durante 2×10^7 años. Observamos que la mayoría de los planetas sufren menos de 5 impactos durante su formación, lo que significa que en la mayoría de los casos el espín primordial de los planetas se determina al azar por muy pocos impactos sufridos durante la acreción. Por otro lado, también encontramos algunos planetas que sufrieron un mayor número de impactos. Esto se debe a que la migración de los embriones causa que algunos de ellos se muevan rápidamente hacia la estrella, sufriendo más colisiones que los embriones más externos, que tienen muy pocos embriones con los cuales interactuar.

También analizamos la distribución de oblicuidades primordiales, que se muestra en la figura 4.13. Como vemos en la figura, las oblicuidades primordiales se disponen en el gráfico de acuerdo a una distribución isotrópica del vector de momento angular de

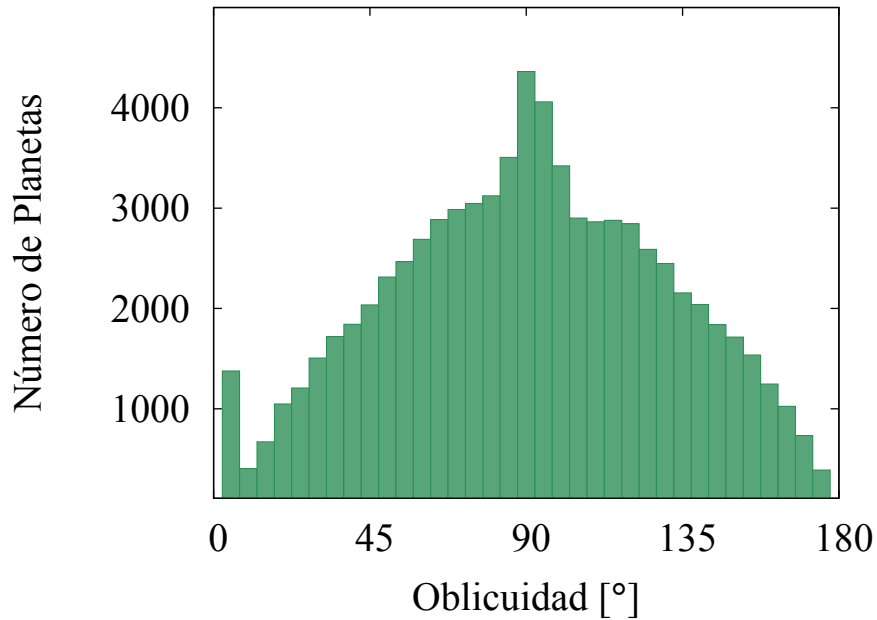


Figura 4.13: Histograma que muestra la distribución de oblicuidades primordiales, la cual corresponde a una distribución isotrópica.

espín. Esta distribución esta dada por,

$$p(\varepsilon) = \frac{1}{2} \sin(\varepsilon) \quad (4.59)$$

Este resultado confirma las deducciones obtenidas por otros autores (Agnor et al., 1999; Chambers, 2001; Kokubo & Ida, 2007), quienes llegaron a este resultado mediante simulaciones de N-cuerpos. Durante esta etapa de formación planetaria, la escala de la altura de la disco es mucho mayor que el tamaño de los embriones, motivo por el cual las colisiones pueden ocurrir en cualquier dirección y por eso obtenemos una distribución isotrópica. Este resultado es independiente de la evolución orbital del embrión: la forma de la distribución se mantiene si tenemos en cuenta la migración planetaria o si no la consideramos, la única diferencia es la cantidad de colisiones sufridas por los embriones.

En la figura observamos que hay muchos embriones que no chocaron con ningún otro y mantienen su oblicuidad inicial, $\varepsilon = 0^\circ$. Estos son pequeños embriones, que crecieron en un disco de baja masa y se encontraban cerca del borde interno del mismo, como consecuencia, no fueron devorados por un embrión mayor en su paso hacia la estrella.

En la figura 4.14 mostramos la oblicuidad de los planetas en función de su masa. Este gráfico muestra que podemos encontrar, con igual probabilidad, planetas terrestres con oblicuidades primordiales entre 0 y 180°. Esto significa que los planetas pueden girar

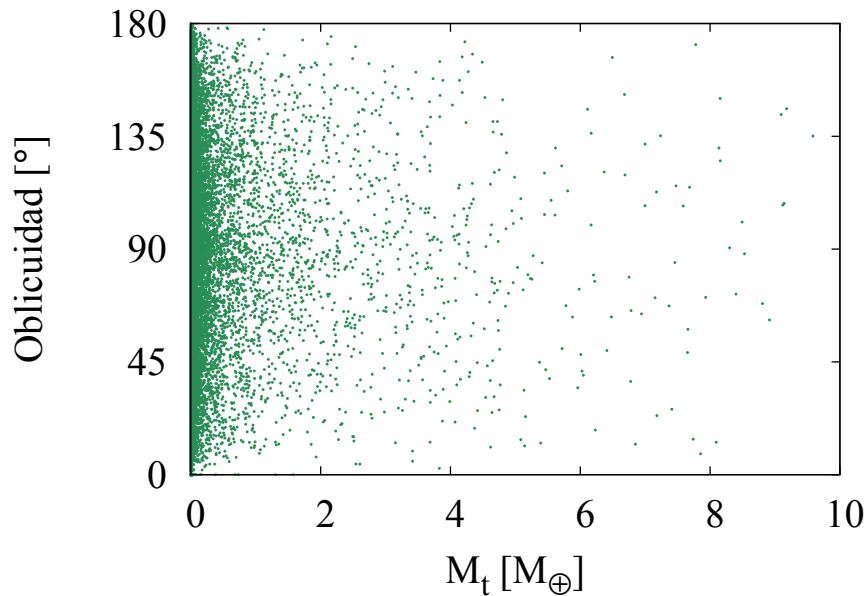


Figura 4.14: Oblicuidad de los planetas sobrevivientes en función de su masa.

en sentido directo o indirecto, independientemente de su masa. De acuerdo con este resultado, notamos que los espines primordiales de los planetas no son los comúnmente observados en los planetas terrestres de nuestro propio Sistema Solar, cuyos actuales ejes de rotación son más o menos perpendiculares a los planos orbitales (con excepción de Venus). Sin embargo, los ejes de rotación de los planetas terrestres no son primordiales, así que esto no indica necesariamente un problema en nuestro modelo. Deben tenerse en cuenta otros estudios tales como la interacción entre el planeta y la estrella central o entre el planeta y su satélite, si lo tuviera (Goldreich, 1966; Atobe & Ida, 2007), entre otros, para explicar la oblicuidades actuales de los planetas terrestres.

Estudio de los períodos de rotación La distribución de los períodos de rotación de los planetas encontrados, se muestra en la figura 4.15, donde notamos que la mayoría de los planetas alcanzan períodos de rotación mayores que ~ 10 horas, pero en donde también hallamos una gran cantidad de planetas que alcanzan períodos de entre 0,1 y 10 horas. Los planetas que alcanzan períodos de rotación menores que 0,1 horas son muy raros, dado que al rotar tan rápido están al límite de la estabilidad.

Con el fin de comprender la distribución de períodos de rotación, estudiamos el momento angular de espín de los planetas formados. La figura 4.16 muestra el momento angular en función de la masa de los embriones, donde la línea azul representa el L_{crit}

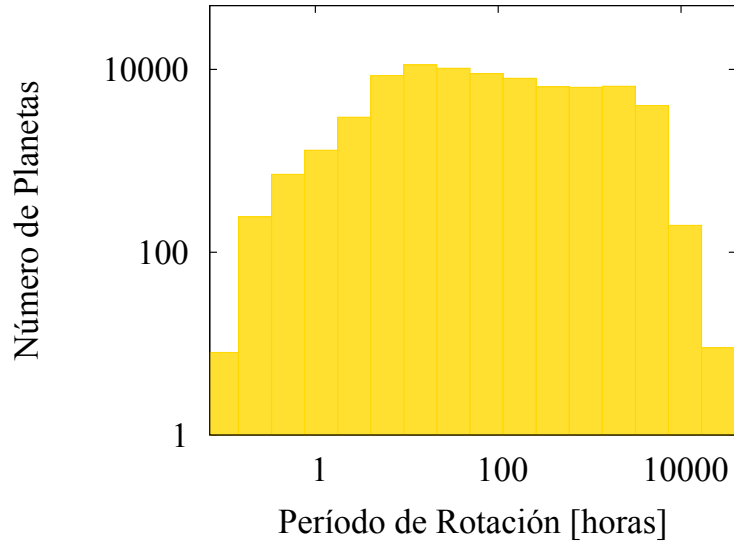


Figura 4.15: Distribución de períodos de rotación de todos los planetas sobrevivientes encontrados en nuestras simulaciones.

más allá del cual los planetas se destruyen por efectos de una rápida rotación y está dado por la ecuación 4.57. En el gráfico, la línea roja muestra el momento angular adquirido únicamente debido a la acreción de planetesimales para un planeta ubicado a 1 UA del Sol, el cual se deduce de la ecuación 4.45 y se muestra en la ecuación 4.47. Los embriones que no sufrieron ninguna colisión durante su formación y adquirieron su momento angular sólo por la acreción de planetesimales, deben tener L , cerca de la línea roja, mientras que los que experimentaron impactos con otros embriones, podrían llegar a adquirir un mayor momento angular, pero siempre por debajo del límite de estabilidad.

Dado que el momento angular es inversamente proporcional al período, cuanto mayor sea el momento angular, menor será el período y como consecuencia mirando la figura 4.16 encontramos que no puede haber planetas con períodos muy cortos. Por este motivo encontramos que la distribución de períodos de rotación observada en la figura 4.15 no tiene planetas con períodos menores que $\sim 0,5$ horas.

Con el objetivo de analizar la evolución de los períodos de rotación durante la formación y comprender mejor la distribución de períodos encontrada, estudiamos su cambio en tres épocas diferentes de la simulación: cuando pasaron 1000, 10^5 y 2×10^7 años. Los gráficos que muestran esta evolución del período de rotación en función de la masa, se muestran en la figura 4.17. En el primer gráfico, figura 4.17(a), mostramos P vs. M_t cuando pasaron 1000 años. Allí podemos observar sólo embriones con masas pequeñas y períodos de rotación de hasta 100 *horas*. Esto se debe a que ha pasado muy poco tiempo de formación y los embriones no tuvieron mucho tiempo para crecer.

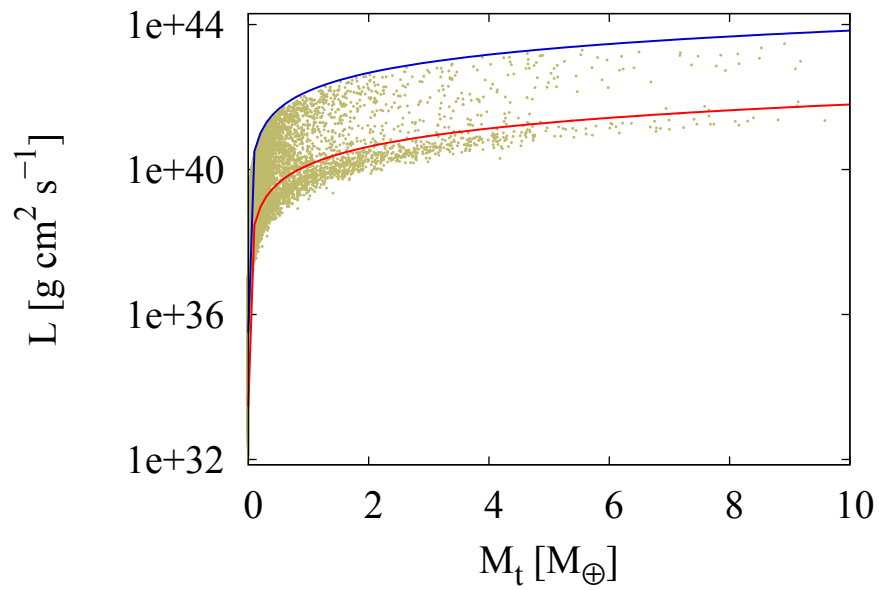


Figura 4.16: Masa vs. momento angular de los planetas sobrevivientes, encontrados en nuestras simulaciones. La línea azul representa el L_{crit} más allá del cual los embriones están desligados gravitatoriamente. La línea roja representa el momento angular adquirido únicamente por acreción de planetesimales para aquellos núcleos ubicados a 1 UA de una estrella como el Sol.

También observamos una pequeña población de embriones más masivos, con masas de hasta $7 M_{\oplus}$ y períodos de rotación muy chicos. Dado que ha pasado muy poco tiempo, estos probablemente están ubicados en la región interior del disco, la que se caracteriza por ser rica en sólidos, favoreciendo el rápido crecimiento de los núcleos, ocasionando que sean los primeros en sufrir un gran número de colisiones que aumentan sus masas y velocidades angulares, dejándolos al borde de la inestabilidad.

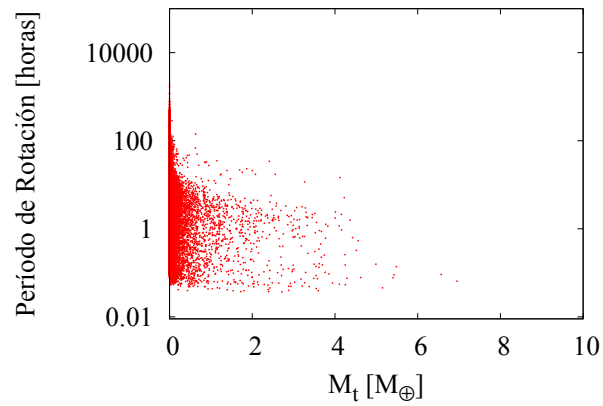
A medida que pasa el tiempo (figura 4.17(b)), observamos que los embriones adquieren períodos mayores y la cantidad de embriones con períodos cortos disminuye. Finalmente, al final de la simulación, figura 4.17(c), notamos una diferencia bien marcada entre los pocos planetas con períodos menores que ~ 1 horas y el resto de la población. Estos son planetas muy raros. Como vimos en la ecuación 4.55, estos embriones con períodos de rotación pequeños rotan muy rápidamente, lo que causa que sus velocidades angulares de rotación sean lo suficientemente altas como para superar la velocidad angular crítica. Como consecuencia encontramos una pequeña cantidad de planetas con estos períodos, solo una pequeña cantidad sobrevive y estos supervivientes tienen principalmente masas chicas.

Por otro lado observamos que muchos planetas alcanzaron períodos de rotación de hasta ~ 10000 horas. Estos rotadores lentos probablemente adquirieron su momento angular únicamente debido a la acreción de planetesimales.

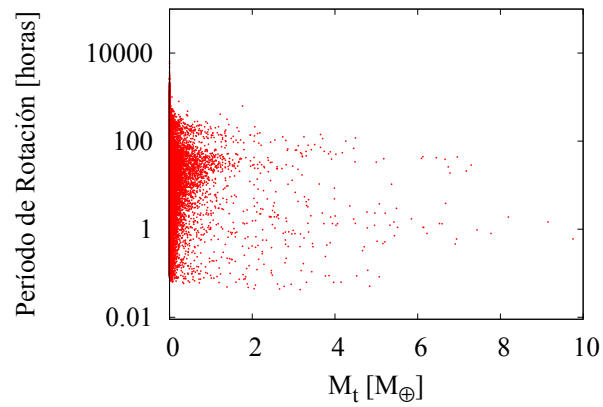
En la figura 4.18, graficamos el período de rotación como función del semieje mayor de los embriones, en donde la línea roja muestra una estimación del período de rotación adquirido únicamente debido a la acreción de planetesimales, dado por la ecuación 4.49. Como vemos, los planetas con los mayores períodos, lo adquirieron debido a la acreción de planetesimales, mientras que aquellos con períodos más cortos necesitan de uno o más impactos para ganar ese espín.

Comparación con nuestro Sistema Solar Podemos comparar nuestros resultados con aquellos que se observan en los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar. En el caso de Mercurio y Venus, cuyos actuales períodos de rotación son 58,64 y 243,01 días respectivamente, sus períodos sufrieron grandes cambios desde su formación y no pueden ser considerados como primordiales. La proximidad de estos planetas con el Sol produce una disipación de mareas, que hizo más lenta su rotación. Como consecuencia, los períodos de rotación primordiales deben haber sido mucho menores que los observados actualmente, razón por la cual no podemos usarlos como comparación.

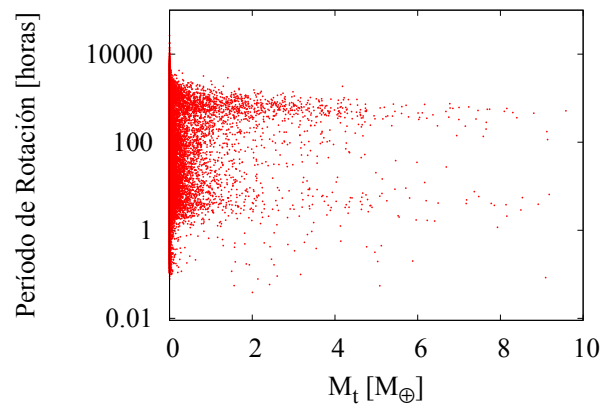
El caso de Marte y la Tierra es diferente, dado que estos planetas están ubicados más lejos del Sol y la marea solar no pudo haber alterado sus espines apreciablemente. Otra causa de cambio en el espín puede ser debido a la interacción con los satélites planetarios. En el caso de Marte, sus satélites son muy pequeños y no influenciaron el período de rotación del planeta de forma apreciable. Esto implica que la velocidad de rotación de Marte puede considerarse como primordial. En el caso de la Tierra, mientras



(a)



(b)



(c)

Figura 4.17: En esta figura graficamos el período de rotación contra la masa de los embriones en diferentes tiempos de evolución. La figura 4.17(a) muestra los resultados cuando pasaron 1000 años, en la figura 4.17(b) pasaron 10^5 años y en la figura 4.17(c) mostramos la distribución al final de la simulación (2×10^7 años).

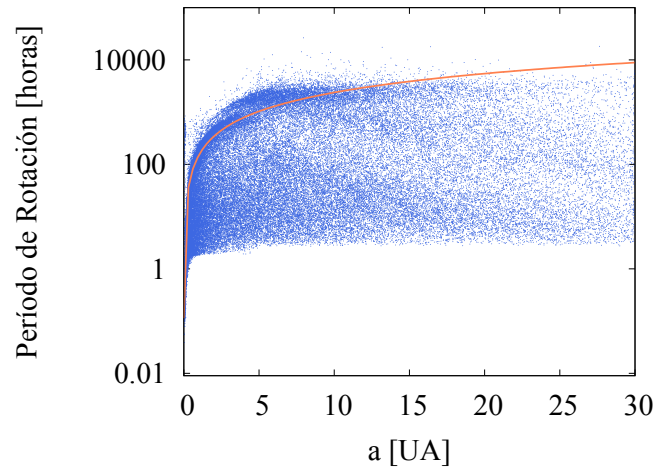


Figura 4.18: La figura muestra el período de rotación y semieje mayor de todos los embriones sobrevivientes al final de la simulación, en donde la línea roja muestra una estimación del período de rotación adquirido únicamente debido a la acreción de planetesimales, dado por la ecuación 4.49.

que la magnitud del momento angular total del sistema Tierra-Luna puede considerarse como constante desde su formación, el espín de la Tierra fue frenado por la Luna, debido a que los efectos de mareas ocasionan una transferencia de momento angular.

Mientras que el período de rotación actual y primordial de Marte es de $\sim 24,5$ horas, el que hubiera tenido si toda la masa hubiera sido obtenida únicamente a partir de la acreción de planetesimales, puede calcularse a partir de la ecuación 4.49 y es de 247,9 horas. En el caso de la Tierra, desconocemos cual era su espín primordial, pero sabemos que se está frenando, por lo que su espín primordial no pudo haber sido más lento que el período actual. Por otro lado, el que hubiera tenido de haber adquirido toda su masa a partir de la acreción de planetesimales es de 150 horas. De acuerdo con estos resultados, Marte y la Tierra no adquirieron sus períodos de rotación únicamente a partir de la acreción de planetesimales, sino durante uno o más impactos sufridos durante su formación.

En la población de planetas que se muestra en la figura 4.18, hallamos una gran muestra de planetas con características similares a las de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar.

Distribución de masas y semiejes mayores

En la parte II de nuestro estudio, estudiamos los cambios en el diagrama de masas y semiejes debido a diferentes factores, como las tasas de acreción de gas y migración de

tipo I (sección 4.2.3). Como ya mencionamos, este diagrama es de mucha importancia dado que refleja el proceso de formación planetaria y por eso analizamos las consecuencias que las colisiones pueden traer en el mismo.

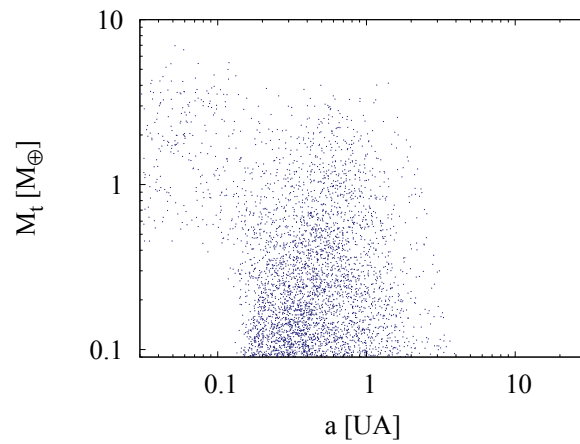
De la ecuación 4.28 podemos deducir que la tasa de acreción de sólidos depende de la región del disco donde el embrión crece y del material disponible para ese crecimiento, el cual es mayor cuanto menor es el semieje. Por esta razón, los embriones ubicados en la parte interna del disco crecen más rápido que los que se encuentran en las regiones externas del disco, donde el crecimiento es lento y pausado.

De acuerdo con nuestros resultados, la región en el disco donde crece el planeta, también tiene una fuerte influencia en el período de rotación que alcanza, debido a que un pequeño semieje mayor asegura que los planetas tengan más planetesimales disponibles para su crecimiento, lo que aumenta su momento angular. Además, si se encuentra en una región con una gran densidad de embriones, tiene más probabilidades de chocar con alguno o varios de ellos, lo que también modifica su rotación. Las figuras 4.19(a), 4.19(b) y 4.19(c) muestran la evolución del diagrama de masas y semiejes en tres tiempos diferentes de la simulación: cuando pasaron 1000, 10^5 y 2×10^7 años, respectivamente.

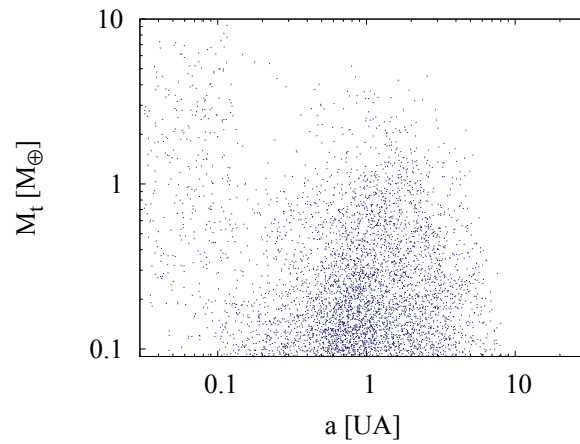
En un principio (figura, 4.19(a)), los embriones que crecen más rápido son aquellos que inicialmente se encuentran ubicados cerca de la estrella central, en las regiones más internas del disco. De acuerdo al resultado observado en la figura 4.18, estos embriones también son los que rotan más rápido. Por otro lado, aquellos embriones ubicados en la parte intermedia del disco, permanecen casi invariantes, con masas similares a sus masas iniciales. A medida que el tiempo pasa (figura 4.19(b)), observamos que los embriones que crecieron más rápidamente migraron hacia la estrella central o se fragmentaron y desaparecieron, mientras que los embriones ubicados en la parte intermedia del disco comenzaron a crecer. Los resultados obtenidos al final de la simulación, representados en la figura 4.19(c), muestran que los embriones ubicados inicialmente en la región intermedia del disco migraron hacia el radio interno del disco (o se fragmentaron y desaparecieron) y aquellos ubicados en las regiones más externas, comienzan a crecer, rotando lentamente con períodos de hasta ~ 10000 horas.

En nuestro estudio previo, que se muestra en la parte II de esta tesis, nos concentramos en los planetas con masas $1 > 1 M_{\oplus}$. Acá estudiamos los planetas con masas menores que $10 M_{\oplus}$ y encontramos otro proceso importante que modifica la distribución de masas y semiejes de los planetas terrestres. Los embriones que rotan muy rápido y no tienen la gravedad suficiente como para mantenerse unidos se fragmentan. Considerar este efecto puede modificar el diagrama de masas y semiejes obtenido en nuestro estudio previo. Para comparar con los resultados que obtuvimos anteriormente, en la figura 4.20 graficamos la distribución de masas y semiejes encontrada cuando no consideramos el efecto de la fragmentación por rotación rápida.

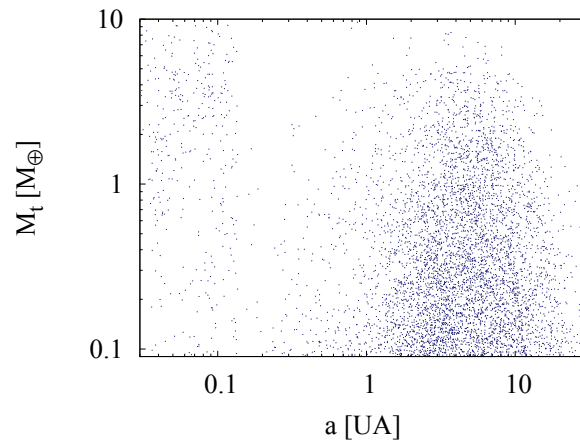
La comparación entre las figuras 4.19(c) y 4.20, nos muestra que hay una menor cantidad de planetas cuando consideramos la fragmentación por colisiones, que cuando no se tiene en cuenta. Por lo tanto este efecto es importante y debe ser considerado a la



(a)



(b)



(c)

Figura 4.19: Evolución del diagrama de masas y semiejes en diferentes tiempos de simulación. La figura 4.19(a) muestra los resultados cuando pasaron 1000 años, en la figura 4.19(b) pasaron 10^5 años y en la figura 4.19(c) graficamos los resultados al final de la simulación. En todas las simulaciones consideramos la fragmentación de los embriones por colisiones.

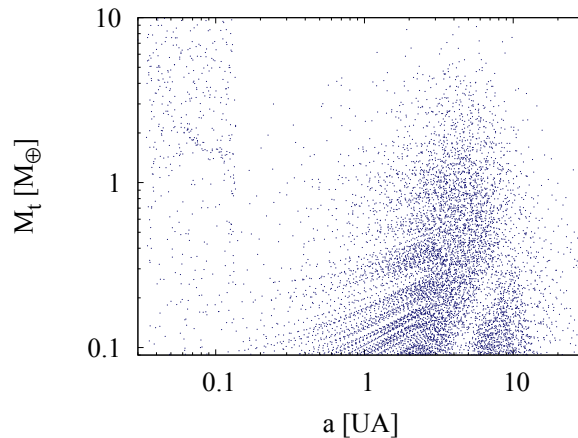


Figura 4.20: Distribución de masas y semiejes encontrada cuando no consideramos el efecto de la fragmentación por rotación rápida.

hora de trabajar con planetas terrestres.

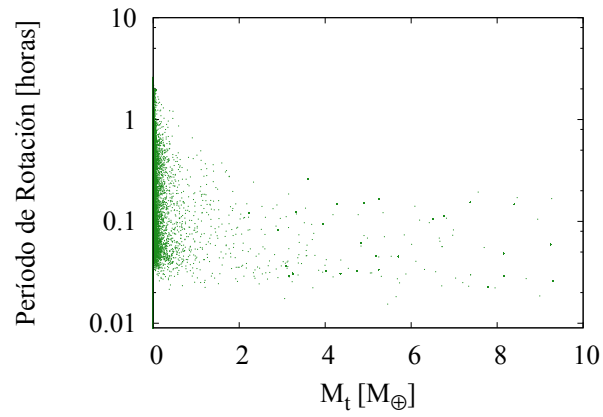
Aquellos que no sobrevivieron

Como mostramos en la sección 4.3.1, hay un límite de estabilidad más allá del cual los planetas no pueden permanecer unidos y se fragmentan. En esta sección, mostramos algunas características de los embriones que se fragmentaron y no sobrevivieron al final de la simulación.

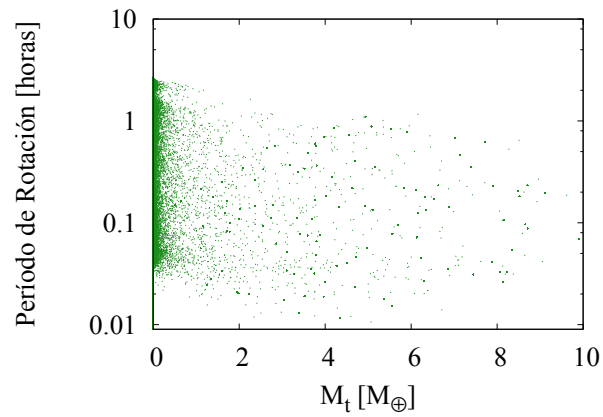
La figura 4.21 muestra la masa y período de rotación de estos embriones “rotos”, para diferentes tiempos de simulación. En la figura, mostramos como eran estos embriones en el momento en el que alcanzaron la velocidad angular crítica, que ocasionó su posterior fragmentación.

En la figura 4.21(a) graficamos los embriones que se fragmentaron antes de los primeros 1000 años, los cuales tienen en su mayoría períodos menores que 0,1 *horas*. La figura 4.21(b) muestra todos los embriones que se fragmentaron hasta los 10^5 años y finalmente el último gráfico (figura 4.21(c)) muestra todos los embriones que no sobrevivieron.

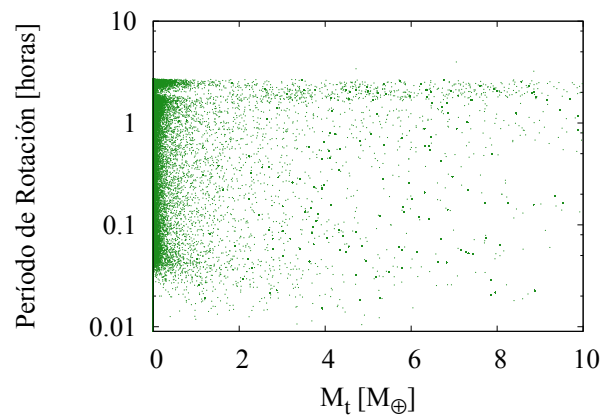
Como podemos observar en las figuras, todos los embriones rotos tienen períodos de rotación menores que ~ 2 *horas*, lo cual es aproximadamente el período de rotación crítico. También notamos, que los embriones con los menores períodos son los primeros que se fragmentan, luego los que tienen períodos cercanos a 1 *hora* y finalmente aquellos con períodos cercanos a ~ 2 *horas*.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.21: Masa y período de rotación de los embriones fragmentados. La figura 4.21(a) muestra todos los embriones que se rompieron antes de los primeros mil años, en la figura 4.21(b) mostramos los que se fragmentaron antes de los 10^5 años de simulación y la figura 4.21(c) muestra el número total de embriones que no sobrevivieron.

4.4. Parte IV: estructura del disco protoplanetario inicial

El hecho de que los sistemas planetarios se forman a partir de un disco primordial fue reconocido hace siglos, pero aún hoy nuestra comprensión de estos procesos sigue siendo incierta. Por este motivo, el objetivo de esta cuarta parte de la tesis es encontrar un modelo de nebulosa primordial que nos permita formar sistemas planetarios cuyos planetas reproduzcan la población de planetas extrasolares observados.

Los modelos semi-analíticos de formación planetaria presentados en los últimos años (Ida & Lin, 2004a; Mordasini et al., 2009), e incluso nuestro propio modelo publicado en los trabajos Miguel & Brunini (2008, 2009, 2010) y explicado en las partes I, II y III de esta tesis, tienen la intención de reproducir la muestra de exoplanetas observada y explicar con un modelo simple, las principales características de esta distribución, con el fin de obtener una mejor comprensión del proceso de formación planetaria. Todos estos modelos utilizan como condición inicial para el proceso de formación planetaria, un modelo de densidad superficial de disco basado en una ley de potencias convencional, como el modelo de la nebulosa solar de masa mínima (MMSN por sus siglas en inglés) propuesto por Hayashi en 1981. Este modelo, se basa en la composición actual del Sistema Solar y es una aproximación de la nebulosa primordial, que si bien se muestra eficaz en su simplicidad, tiene múltiples desventajas.

El modelo de la nebulosa solar de masa mínima (Edgeworth, 1949; Kuiper, 1956; Safronov, 1972; Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981), fue construido bajo el supuesto de que debería agregarse a las masas de los actuales planetas suficiente material helado e hidrógeno y helio como para lograr explicar la composición solar, asumiéndose que esta masa total debería distribuirse en el disco, principalmente en la vecindad de los planetas a los que dió origen. De esta manera, el modelo está basado en la suposición implícita de que los planetas acretaron todo el material en su zona de alimentación y que la acreción fue perfecta, lo que significa que la formación de un planeta gigante no trajo consecuencias en la formación de los demás. Si bien el modelo parece ser una aproximación razonable en la región intermedia de la nebulosa solar, sobrestima la densidad superficial en la región interior, desestima la densidad superficial en la nebulosa exterior y los límites interno y externo del disco deben ser impuestos, debido a que la masa total del disco es infinita en esta formulación. Por todas estas razones y a pesar de su uso generalizado, es evidente que este modelo debe ser actualizado o modificado.

Con esta finalidad, adoptamos un modelo de nebulosa con un perfil de densidad superficial caracterizado por una ley de potencias en la parte interior del disco y un decaimiento exponencial en la parte externa. Este modelo es una alternativa razonable porque es simple, aproxima muy bien a las observaciones de discos protoplanetarios y predice un borde exterior de la nebulosa sin introducir un corte arbitrario en el disco. Hay varios parámetros libres en este modelo de nebulosa que tenemos que ajustar con el

objetivo de explicar la distribución de exoplanetas observados y los planetas gigantes en nuestro Sistema Solar, tales como el exponente de la ley de potencias en la parte interior del disco, en donde encontramos que diferentes valores traen un impacto significativo en la formación de planetas gigantes.

El modelo adoptado en esta etapa de nuestro estudio es esencialmente el mismo considerado en las partes I, II y III, con excepción del modelo adoptado para la nebulosa primordial, el cual fue perfeccionado. Veamos en detalle cual es el modelo de disco considerado en esta etapa, que representa una importante mejora de nuestro modelo y nos ayuda a explicar la distribución de exoplanetas observados.

4.4.1. Estructura de la nebulosa protoplanetaria

Usualmente se asume que la estructura de la nebulosa protoplanetaria sigue una distribución basada en una ley de potencias en la forma,

$$\Sigma(a) = \Sigma_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p} \quad (4.60)$$

donde Σ_0 es la densidad superficial a un radio arbitrario a_0 . En esta formulación, los límites del disco deben ser especificados para que la masa total del disco no sea infinita.

Con el fin de considerar un modelo de disco más apropiado, nos basamos en los trabajos de Andrews et al. (2009) e Isella et al. (2009), quienes adoptaron un perfil de disco caracterizado por una ley de potencias en la parte interna del disco y un decaimiento exponencial en la parte externa, basándose en las soluciones de similaridad para la densidad superficial de un disco kepleriano delgado sujeto a la gravedad de una estrella puntual de masa M_* (Lynden-Bell & Pringle, 1974; Hartmann et al., 1998). En esta formulación, la densidad superficial de gas esta dada por,

$$\Sigma_g(a) = \Sigma_g^0 \left(\frac{a}{a_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{a}{a_c}\right)^{2-\gamma}} \quad (4.61)$$

donde a_c es un radio característico más allá del cual la densidad cae abruptamente, γ es el exponente que define el perfil de densidad y Σ_g^0 es un parámetro que se determina a partir de la masa total del disco, la cual esta dada por:

$$M_d = 2\pi \int_0^\infty \Sigma_g(a) a da \quad (4.62)$$

resolviendo esta integral obtenemos la expresión para Σ_g^0 ,

$$\Sigma_g^0 = \frac{(2 - \gamma)M_d}{2\pi a_c^2}, \quad \text{con } \gamma < 2 \quad (4.63)$$

Nosotros adoptamos un perfil de temperatura para un disco ópticamente delgado, dado por

$$T = 280 \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} K \quad (4.64)$$

Considerando un disco en equilibrio hidrostático, puede obtenerse la densidad volumétrica de gas,

$$\rho = \rho_0 e^{-\left(\frac{Z}{h}\right)} \quad (4.65)$$

con ρ_0 la densidad volumétrica en el plano medio del disco, Z la coordenada normal al plano medio y h la escala de altura del disco, definida por:

$$h = \left(\frac{2\kappa T R^3}{\mu m_H G M_\star} \right)^{1/2} \simeq 0,05 \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{1/4} a \quad (4.66)$$

con μ el peso molecular medio (~ 2) y m_H la masa de un átomo de hidrógeno. Luego usando que

$$\Sigma_g = \int_{-\infty}^{\infty} \rho \, dZ \quad (4.67)$$

se desprende que

$$\rho_0 = \frac{\Sigma_g}{h\sqrt{\pi}} = 8,33 \times 10^{-13} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{1/2} \frac{\Sigma_g^0}{a_c^{5/4}} \left(\frac{a}{a_c} \right)^{-\gamma-5/4} e^{-\left(\frac{a}{a_c}\right)^{2-\gamma}} \left(\frac{L_\odot}{L_\star} \right)^{1/8} g \, cm^{-3} \quad (4.68)$$

Nosotros asumimos que la densidad superficial de sólidos tiene una expresión similar a la ecuación 4.61,

$$\Sigma_s(a) = \Sigma_s^0 \eta_{ice} \left(\frac{a}{a_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{a}{a_c}\right)^{2-\gamma}} \quad (4.69)$$

con

$$\eta_{ice} = \begin{cases} 1 & \text{si } a > a_{ice} \\ \frac{1}{4} & \text{si } a \leq a_{ice} \end{cases} \quad (4.70)$$

y en donde Σ_s^0 se obtiene a partir de Σ_g^0 y de la abundancia primordial de elementos pesados en el disco, que para fines prácticos asumimos como la misma presente en la estrella central. En el caso del Sistema Solar, si llamamos z_0 a la abundancia primordial de elementos pesados en el Sol, entonces

$$\left(\frac{\Sigma_s^0}{\Sigma_g^0} \right)_\odot = z_0 \quad (4.71)$$

siguiendo el resultado de Lodders (2003) consideramos que $z_0 = 0,0149$. Generalizamos este resultado para cualquier estrella de metalicidad $[Fe/H]$, en donde asumimos que

$$\left(\frac{\Sigma_s^0}{\Sigma_g^0} \right)_\star = \left(\frac{\Sigma_s^0}{\Sigma_g^0} \right)_\odot 10^{[Fe/H]} = z_0 10^{[Fe/H]} \quad (4.72)$$

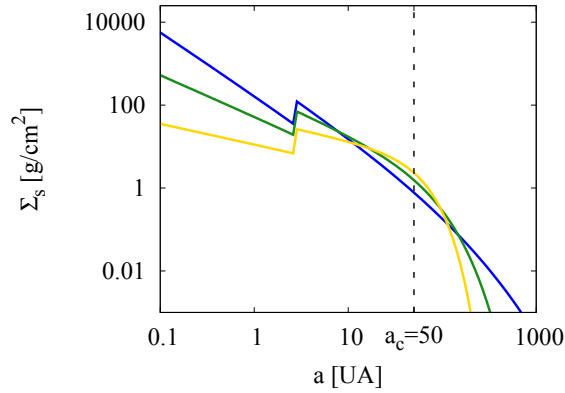


Figura 4.22: Densidad superficial de sólidos para tres discos con la misma masa total, el mismo radio característico y metalicidad, pero diferentes valores de γ . La línea azul representa la densidad de sólidos cuando el perfil del disco se caracteriza por $\gamma = 1,5$, la línea verde representa a los sólidos cuando $\gamma = 1$ y la línea amarilla muestra la densidad de sólidos cuando $\gamma = 0,5$.

Siguiendo el trabajo de Mordasini et al. (2009), tomamos las metalicidades al azar considerando que siguen una distribución log-normal fiteada a partir de resultados obtenidos por CORALIE dada por:

$$p([Fe/H]) = \frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}} e^{-\frac{([Fe/H]-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.73)$$

con media $\mu = -0,02$ y dispersión 0,22.

Para ilustrar, en la figura 4.22 graficamos la densidad superficial de sólidos como función del semieje mayor para tres discos con el mismo radio característico, $a_c = 50 UA$, la misma masa total de $0,05 M_\odot$, metalicidad solar, pero diferentes perfiles de disco caracterizados por valores distintos de γ . En la figura, el color azul esta representando a la densidad de sólidos como función del semieje cuando el perfil de disco se caracteriza por $\gamma = 1,5$, el color verde representa la densidad cuando el perfil esta caracterizado por $\gamma = 1$ y la línea amarilla muestra el perfil cuando $\gamma = 0,5$. Notamos que a medida que el valor del exponente γ disminuye, la cantidad de sólidos en la parte interna del disco se reduce también, mientras que aumenta en la parte externa del mismo, hecho que trae profundas consecuencias en la formación de los planetas gigantes, como veremos en los resultados de las simulaciones realizadas con este modelo. El caso más similar al MMSN es cuando $\gamma = 1,5$, caso en donde notamos un exceso de sólidos en la parte interna del disco, que cae abruptamente más allá de la línea de hielo. Este es el caso menos favorable para la formación de varios planetas de forma simultánea en el disco, dado que la masa esta concentrada únicamente en la parte interna y como consecuencia

se produce la formación de un único planeta gigante en los alrededores de la línea de hielo, sin dejar material residual para la formación de otros luego de su formación. Recientemente Guilera et al. (2010), mostraron que al emplear leyes de potencias para los perfiles de disco, de la forma $\Sigma \propto a^{-p}$, el valor $p = 1,5$ lleva a una rápida formación de Júpiter que inhibe la formación de Saturno cuando se considera la formación de ambos al mismo tiempo. Ellos también muestran que un perfil de disco más suave ($p = 1$ o $0,5$) favorece la formación simultánea de Júpiter y Saturno.

El disco se extiende entre a_{in} y a_{ext} , donde el radio interno se calcula de acuerdo a una expresión dada por Vinkovic (2006), quien la encontró a partir de observaciones en discos protoplanetarios y es la misma fórmula utilizada en las partes II y III de este estudio (ecuación 4.22), y el radio externo es aquel radio que contiene el 95 % de la masa, luego por definición:

$$0,95 M_d = 2\pi \int_0^{a_{ext}} \Sigma_g(a) da \quad (4.74)$$

en donde asumimos que la masa total del disco es aproximadamente la masa de gas del disco. Luego obtuvimos,

$$a_{ext} = 3^{\frac{1}{(2-\gamma)}} a_c \quad (4.75)$$

donde por ejemplo, para un disco caracterizado por $\gamma = 1$, el radio externo se encuentra entre ~ 90 y $\sim 300 UA$.

Tomamos la masa total de los discos y su radio característico al azar, considerando que siguen una distribución logaritmo-Gaussiana,

$$p(x) = \frac{1}{\sigma x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.76)$$

en donde la media y dispersión de esta distribución se obtuvo a partir del ajuste realizado a las últimas observaciones en discos protoplanetarios obtenidas por Andrews et al. (2009) e Isella et al. (2009). Nuestro ajuste arrojó que para el caso de la masa total del disco, la distribución dada por la ecuación 4.76 tiene media $\mu = -2,05$ y dispersión $0,86$. Mientras que para el radio característico del disco encontramos que distribución log-normal tiene media $\mu = 3,8$ y dispersión $\sigma = 0,2$.

Dado que las masas de los discos que generamos pueden ser lo suficientemente grandes como para que los mismos desarrollen inestabilidades gravitatorias, debemos chequear su estabilidad. La estabilidad gravitatoria de un disco de acreción kepleriano con velocidad del sonido c_s , se mide a partir del parámetro de Toomre, Q (Toomre, 1964), el cual esta definido por,

$$Q = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G \Sigma_g} \quad (4.77)$$

en donde necesitamos conocer la velocidad del sonido, c_s . Para un gas ideal frente a un

proceso adiabático tenemos,

$$c_s^2 = \frac{5}{3} \frac{k}{\mu m_H} T \quad (4.78)$$

Luego introduciendo la ecuación 4.64 encontramos:

$$c_s^2 = 2 \times 10^{10} \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{-1/2} \left(\frac{L_\star}{L_\odot} \right)^{1/4} \text{ cm}^2/\text{s}^2 \quad (4.79)$$

Finalmente para nuestro modelo de disco el parámetro Q esta dado por,

$$Q \simeq 1,24 \times 10^5 \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{\gamma - \frac{7}{4}} \left(\frac{a_c}{1 \text{ UA}} \right)^{-\gamma} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) \frac{e^{(\frac{a}{a_c})^{2-\gamma}}}{\Sigma_g^0} \quad (4.80)$$

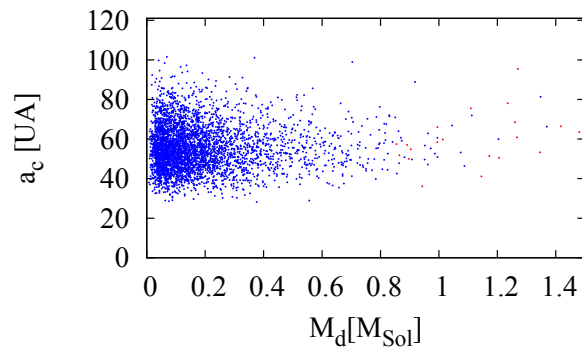
donde $Q \leq 1$ representa un disco gravitatoriamente inestable.

En la ecuación 4.80 vemos que el parámetro de inestabilidad depende del semieje mayor, por lo tanto cambia a lo largo del disco. El semieje mínimo (a_{min}) de la función $Q(a)$ se obtiene cuando

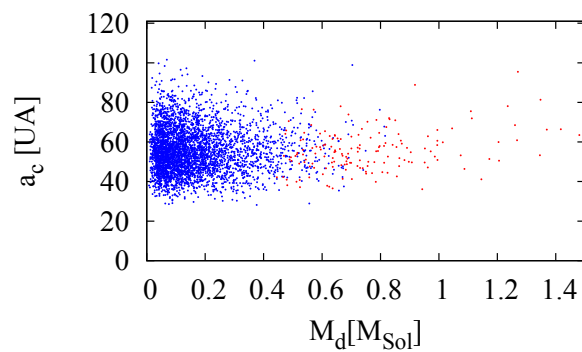
$$a_{min} = a_c \left(\frac{\frac{7}{4} - \gamma}{2 - \gamma} \right)^{\frac{1}{2-\gamma}} \quad (4.81)$$

por lo tanto, elegimos $Q_{a_{min}}$ (el valor de Q cuando $a = a_{min}$) como un valor representativo para chequear la estabilidad del disco. Aquellos discos con $Q_{a_{min}} > 1$ serán estables en todas partes y son los que vamos a usar como condición inicial para nuestras simulaciones. También observamos que el parámetro de inestabilidad gravitatoria depende de γ , por lo tanto, diferentes perfiles de disco o, equivalentemente, diferentes valores de γ , llevan a distintos valores de Q , lo que implica que dos discos con igual masa y radio característico pueden ser estables o inestables, dependiendo de su perfil de densidad.

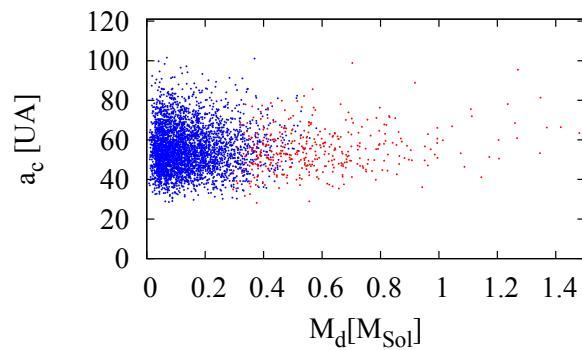
Este resultado también puede verse en las figuras 4.23, donde mostramos la masa y radio característico de todos los discos generados y en donde asumimos diferentes perfiles en cada caso, representados por las distintas subfiguras. En todos los casos, cada disco estable está representado por un punto azul mientras que los puntos rojos muestran a aquellos discos que superaron el límite de estabilidad, desarrollando inestabilidades gravitatorias y que por lo tanto, quedaron fuera de nuestro modelo. En la figura 4.23(a) mostramos los discos generados con un perfil de densidad que corresponde a $\gamma = 1,5$, la figura 4.23(b) muestra los discos en donde se asumió $\gamma = 1$ y en la figura 4.23(c), γ vale 0,5. Lo que podemos observar es que cuanto mayor es γ , hay una mayor cantidad de discos estables, dado que se necesita tener discos muy masivos para que desarrollen inestabilidades gravitatorias con perfiles en donde los sólidos se concentran en la parte interna del disco. Esto sugiere que la naturaleza global de la inestabilidad depende de la masa del disco y de cómo esa masa se distribuye en el mismo. Sin embargo, debemos tener en cuenta un hecho importante. En las figuras 4.23, observamos la presencia de discos



(a)



(b)



(c)

Figura 4.23: Masa y radio característico de todos los discos generados para distintos perfiles de densidad, en donde los puntos azules representan discos estables y los rojos discos inestables, de acuerdo con el criterio de Toomre. En el primer gráfico, figura 4.23(a), mostramos los resultados cuando se asume un valor de γ igual a 1,5, en la figura 4.23(b) se asume que los discos tienen un perfil caracterizado por $\gamma = 1$ y finalmente el valor de γ igual a 0,5 se representa en la figura 4.23(c).

extremadamente masivos. Estos discos, no pueden ser considerados como keplerianos y por lo tanto la ecuación 4.77 no es válida para ellos. Para evitar estos discos muy masivos en nuestras simulaciones, chequeamos también que la masa de los discos sea menor que el 20% de la masa de su estrella central (Hartmann et al., 1998). De esta manera consideramos que la estabilidad de los discos esta determinada por el criterio de Tomme y tambien por este criterio para la masa total del mismo.

De la misma manera que hicimos en las partes previas de nuestro estudio, consideraremos que la disipación del disco puede modelarse adoptando un decaimiento exponencial para la masa del disco gaseoso, que ocurre en escalas de tiempo entre 10^6 y 10^7 años, en acuerdo con los discos protoplanetarios observados (Haisch et al., 2001; Hillenbrand, 2005).

Crecimiento y migración orbital de los embriones

El modelo para representar el crecimiento de los embriones es esencialmente el mismo utilizado en las etapas anteriores de esta tesis, pero en donde las expresiones fueron recalculadas utilizando el nuevo perfil de densidad de gas y sólidos adoptado en esta parte de nuestro trabajo.

Tasa de acreción de gas Sumado a esto, la tasa de acreción de gas también cambia, debido a que fue actualizada realizando un nuevo ajuste a los últimos datos obtenidos con el modelo auto-consistente desarrollado por Andrea Fortier a lo largo de su tesis doctoral y que fueron publicados en Fortier et al. (2009). Con este nuevo ajuste realizado, encontramos que la tasa de acreción de gas ahora esta dada por:

$$\frac{dM_g}{dt} = \frac{M_t}{\tau_g} \quad (4.82)$$

donde la escala de tiempo característica para el crecimiento de la envoltura gaseosa es,

$$\tau_g = 8,35 \times 10^{10} \left(\frac{M_t}{M_{\oplus}} \right)^{-4,89} \text{ años} \quad (4.83)$$

Migración Planetaria Otras expresiones que también cambiaron son las fórmulas que nos dan la evolución orbital del embrión debido a su interacción con el gas nebular. De la misma manera que en las etapas II y III, seguimos el trabajo de Tanaka et al. (2002), de acuerdo con el cual la tasa de migración de tipo I es,

$$\left(\frac{da}{dt} \right)_{migI} = c_{migI} [2,7 + 1,1\beta] \left(\frac{M_t}{M_{\star}} \right) \frac{\Sigma_g a^2}{M_{\star}} \left(\frac{a\Omega_K}{c_s} \right)^2 a \Omega_K \quad (4.84)$$

donde en este caso recalculamos el factor β ,

$$\beta = -\frac{d \log(\Sigma_g)}{d \log(a)} = \gamma + (2 - \gamma) \left(\frac{a}{a_c}\right)^{2-\gamma} \quad (4.85)$$

Por otro lado, cuando el planeta alcanza la masa necesaria como para abrir un gap en su órbita, pasamos al régimen de migración de tipo II, caracterizada por la siguiente tasa de evolución orbital (Lin & Papaloizou, 1985; Lin et al., 1996),

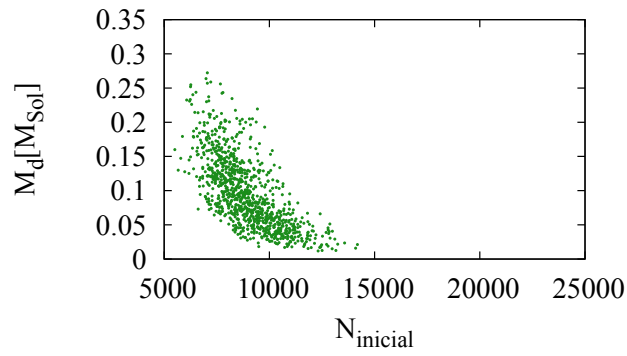
$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{migII} \simeq 3 \text{sign}(a - R_m) \alpha \frac{\Sigma_g(R_m) R_m^2}{M_t} \frac{\Omega_K(R_m)}{\Omega_K} \left(\frac{h(R_m)}{a}\right)^2 a \Omega_K(R_m) \quad (4.86)$$

4.4.2. Resultados

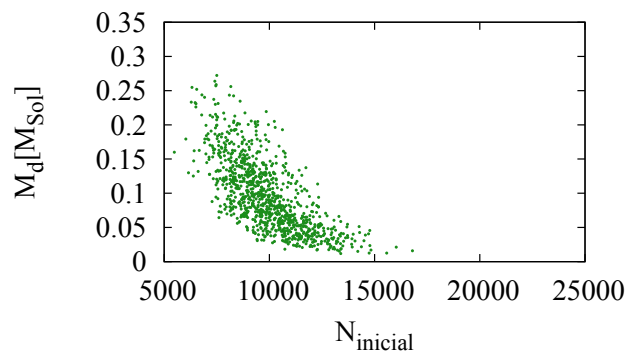
Con nuestro modelo, realizamos una serie de simulaciones adoptando diferentes perfiles de densidad para el disco y tasas de migración de tipo I. Con nuestros resultados analizamos la importancia de considerar diferentes perfiles de la nebulosa protoplanetaria en la formación de los sistemas planetarios, así como la importancia de la tasa de migración de tipo I. En cada simulación, formamos 1000 sistemas planetarios, donde cada sistema evoluciona durante 20 millones de años y las condiciones iniciales para cada uno de ellos se eligen al azar, con las mismas condiciones que en la parte III, pero en donde además asumimos que:

- la distribución de metalicidades para estrellas de tipo solar en la vecindad del Sol sigue una distribución normal con $\mu = -0,02$ y dispersión 0.22 (Mordasini et al., 2009).
- La masa total del disco esta bien aproximada por una distribución log-normal con media $-2,05$ y dispersión 0,85. Estos datos fueron obtenidos asumiendo una distribución log-normal y realizando un ajuste de mínimos cuadrados no-lineal a la muestra observada por Andrews et al. (2009) e Isella et al. (2009).
- El radio característico, a_c , también se aproxima por una distribución log-normal, pero en este caso los parámetros hallados con el ajuste son $\mu = 3,8$ y $\sigma = 0,18$.

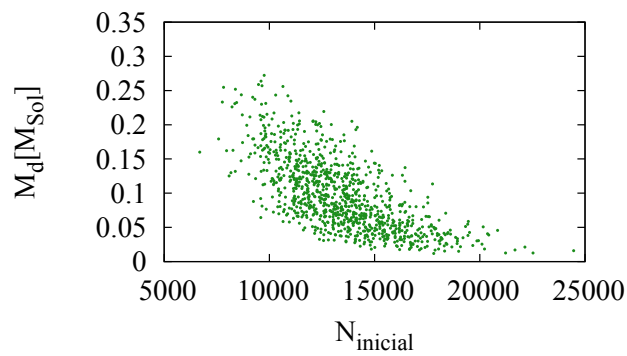
El número inicial de planetas por disco protoplanetario ($N_{inicial}$) depende del tamaño y masa del disco así como del radio interno y la masa de la estrella central, como se muestra en la figura 4.24, donde graficamos el número inicial de embriones en función de la masa del disco para tres perfiles de disco diferentes. Los discos caracterizados por un perfil con $\gamma = 1,5$ se muestran en la figura 4.24(a), cuando $\gamma = 1$ hallamos los resultados que se muestran en la figura 4.24(b) y la figura 4.24(c) representa los resultados cuando se asume $\gamma = 0,5$.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.24: Número inicial de embriones por sistema planetario como función de la masa del disco, para diferentes perfiles de disco. La primer figura (figura 4.24(c)) muestra el número inicial de embriones cuando los discos tienen un perfil caracterizado por $\gamma = 1,5$, cuando $\gamma = 1$ los resultados se grafican en la figura 4.24(b) y cuando $\gamma = 0,5$ el número inicial de embriones por disco se muestra en la figura 4.24(a).

Como observamos en la figura, cuanto mayor es la masa del disco, menor es el número de embriones iniciales. Esto se debe a que la separación entre los embriones es:

$$\Delta a = 10 \left(\frac{2M_c}{3M_\star} \right)^{\frac{1}{3}} a \quad (4.87)$$

Como vemos en la ecuación 4.87, la separación entre los embriones es mayor cuanto mayor es la masa inicial del embrión. Por otra parte, la masa inicial del embrión es mayor cuando la densidad de sólidos es mayor y esto a su vez, es más grande cuando tenemos un disco muy masivo. En resumen, cuanto mayor es la masa del disco, mayor es la separación entre los embriones y por lo tanto habrá un menor número inicial de núcleos planetarios.

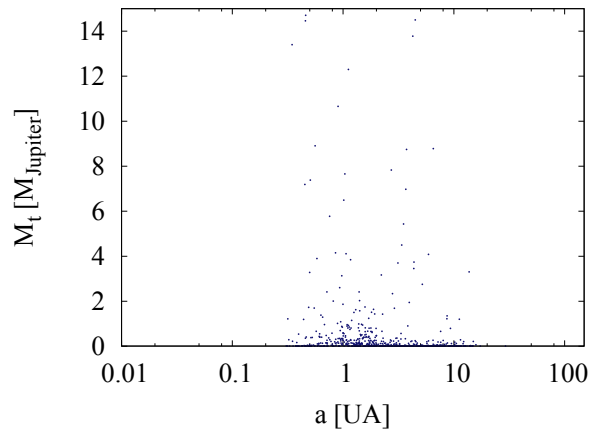
Diagrama de masas y semiejes

La figura 4.25 muestra la masa y el semieje mayor de todos los planetas generados en simulaciones en donde se adoptaron diferentes valores para el perfil de disco, pero la migración no fue considerada. Los perfiles iniciales de disco adoptados son $\gamma = 1,5$ en la figura 4.25(a), $\gamma = 1$ en la figura 4.25(b) y $\gamma = 0,5$ en la última figura.

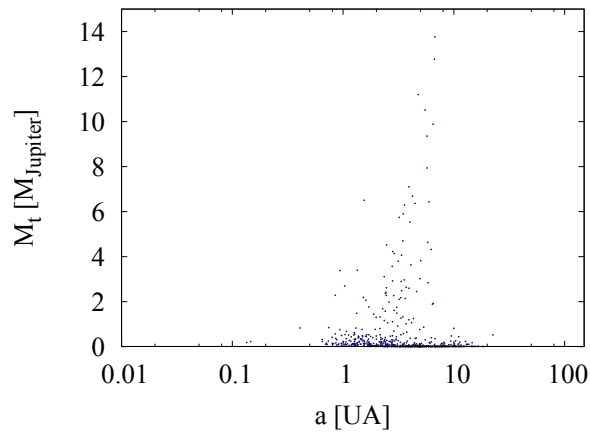
En la primer figura observamos los resultados hallados con un perfil similar al de MMSN, donde la mayor cantidad de sólidos disponible para el crecimiento planetario están en la línea del hielo, hecho que favorece la formación de planetas gigantes en esa ubicación, como puede verse en la figura. Este perfil es también el más empinado, favoreciendo la formación de un único planeta gigante cerca a la línea de hielo. En el segundo caso, cuando $\gamma = 1$, el perfil es un poco más suave y como consecuencia hay más sólidos disponibles en la parte externa del disco, hecho que promueve la formación de planetas gigantes más alejados de la estrella central. Finalmente la figura 4.25(c), caracterizada por el perfil más suave, permite la formación de planetas gigantes ubicados cerca de las 15 UA y también más lejos. *Como consecuencia, notamos que para formar planetas gigantes como los observados en nuestro propio Sistema Solar en sus ubicaciones actuales, es más conveniente considerar un modelo de nebulosa protoplanetaria con un perfil más suave que el adoptado por el MMSN.*

En las siguientes figuras, (figuras 4.26), se muestran los resultados cuando si se considera la migración planetaria, pero la migración de tipo I se frena 100 veces ($c_{migI} = 0,01$). La figura 4.26(a) muestra la distribución cuando la nebulosa protoplanetaria se modela con un perfil de densidad caracterizado por $\gamma = 1,5$, la figura 4.26(b) representa a todos los planetas generados cuando se asume $\gamma = 1$ y si adoptamos $\gamma = 0,5$, encontramos la distribución observada en la figura 4.26(c).

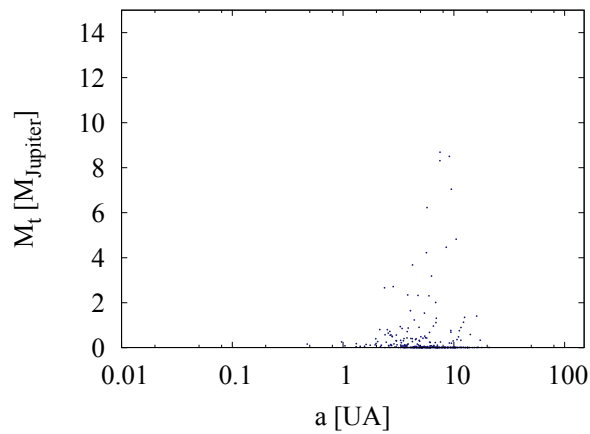
En estas figuras seguimos notando que la formación de planetas gigantes se ve favorecida cuando se asumen perfiles de disco más suaves. Una de las consecuencias de la migración planetaria es que se observa una mayor población de planetas gigantes.



(a)

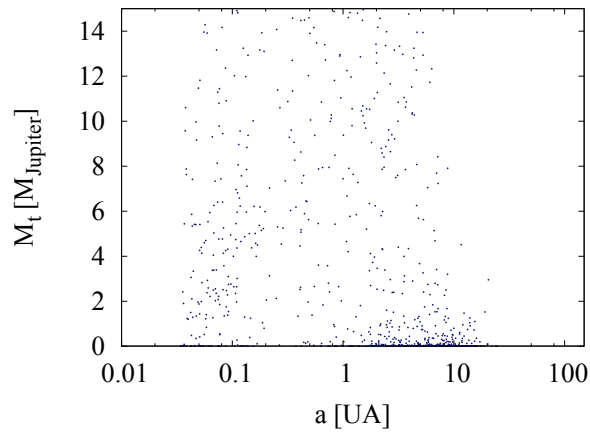


(b)

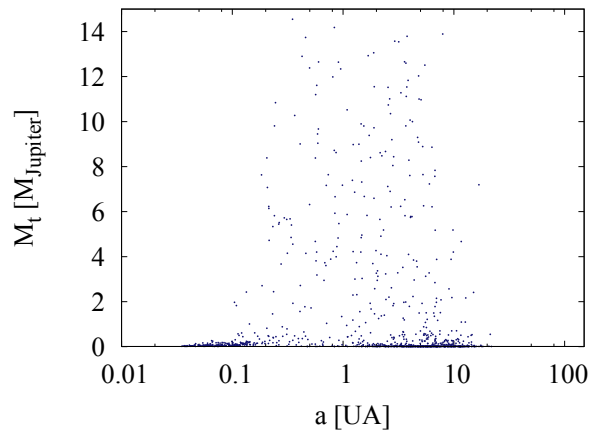


(c)

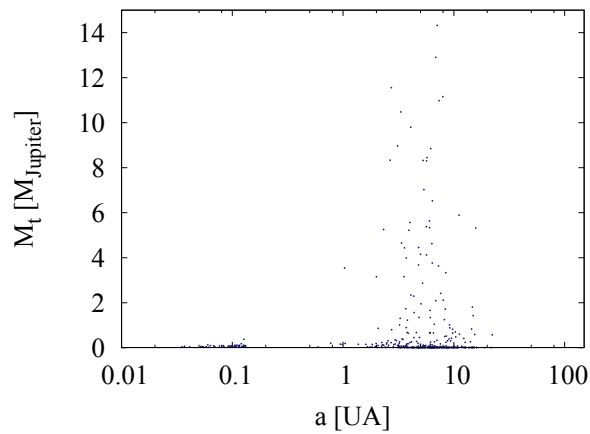
Figura 4.25: Masa y semieje mayor de todos los planetas generados en 1000 sistemas planetarios, donde la migración planetaria no se considera. La figura 4.25(a) muestra los resultados cuando se asume un perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1,5$, en la figura 4.25(b) se adoptó el valor $\gamma = 1$ y $\gamma = 0,5$ fue considerado para generar los sistemas planetarios mostrados en la figura 4.25(c).



(a)



(b)



(c)

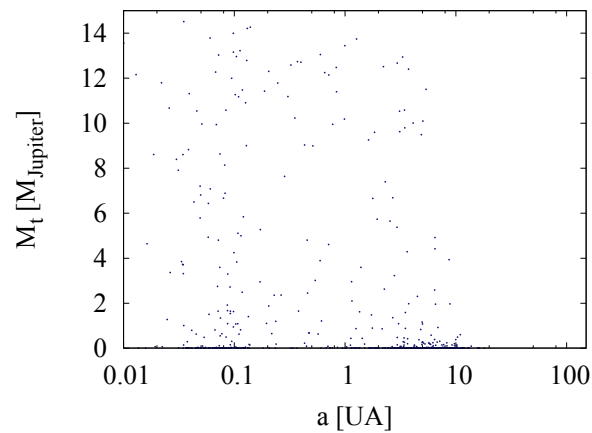
Figura 4.26: Las figuras muestran la distribución de masas y semiejes para todos los planetas formados cuando si se considera la migración planetaria, pero el régimen de migración de tipo I se frena 100 veces. La primer figura muestra los planetas formados cuando asumimos que $\gamma = 1,5$, en la figura 4.26(b) consideramos $\gamma = 1$ y $\gamma = 0,5$ en la figura 4.26(c).

Esto se debe a que cuando un planeta está migrando *lentamente*, encuentra más sólidos disponibles para acumular en la nueva zona de alimentación, creciendo más rápido. También hacemos notar que cuando $\gamma = 1,5$, se generan los planetas más grandes, lo que se debe a que este perfil sobrestima la masa de sólidos disponibles en la parte interna del disco y los planetas gigantes formados en esta región tienen más sólidos disponibles que en los otros casos, alcanzando mayores masas. Otro punto importante es que comienza a aparecer una población de planetas gigantes cerca de la estrella que no se observaba cuando la migración planetaria no estaba considerada. Llamamos a esta población de planetas Júpiter-caliente población I.

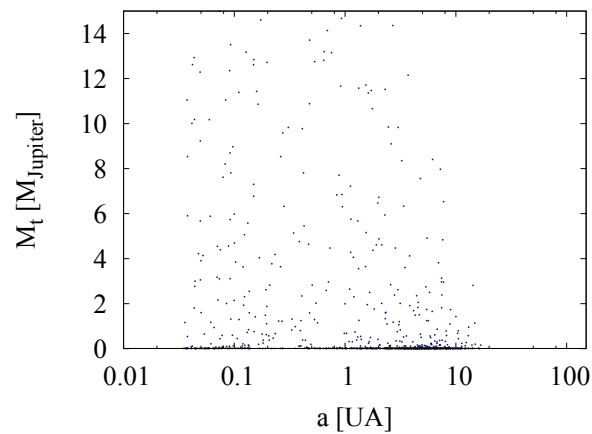
Si la migración se frena sólo 10 veces ($c_{mig} = 0,1$), encontramos la distribución de masas y semiejes que se muestra en la figura 4.27, donde las distintas subfiguras representan los resultados hallados cuando se adoptan distintos perfiles de disco. En la figura 4.27(a), consideramos un perfil con $\gamma = 1,5$, en la figura 4.27(b) el perfil es un poco más suave ($\gamma = 1$) y los resultados hallados cuando $\gamma = 0,5$ se muestran en la figura 4.27(c).

Aunque la migración es muy rápida, todavía puede observarse que cuanto menor es el valor de γ , mayor es la chance de formar planetas gigantes alejados de la estrella central. En estos diagramas hay una diferencia más marcada entre las dos poblaciones de planetas gigantes que empezamos a notar en la figura 4.26: la población I de planetas gigantes cerca de la estrella central y otra población de planetas gigantes ubicados más allá de la línea de hielo, lejos de la estrella central. Dado que esta diferenciación tan marcada no se observa en la distribución que hallamos sin migración (figuras 4.25), se deduce que éste debe ser un efecto causado por el movimiento orbital de los embriones. Los planetas que inicialmente se encontraban en una región rica en sólidos crecieron más rápido y se volvieron planetas gigantes en escalas de tiempo más cortas que la escala de tiempo de migración de tipo I. Estos planetas, comienzan a migrar con el régimen de tipo II, que es más lento y como resultado, permanecen cerca de la zona en donde nacieron. Por otro lado, observamos una población de planetas que inicialmente se encontraban dentro de la línea de hielo, más cerca de la estrella central, en esta región los sólidos disponibles no son suficientes como para formar planetas gigantes más rápido que la escala de tiempo de migración de tipo I y por lo tanto se mueven rápidamente hacia el radio interno del disco. En su paso hacia la estrella colisionan con otros embriones, y de esta manera crecen, volviéndose Júpiter-calientes. Observamos que cuando $\gamma = 0,5$, las dos poblaciones no están tan diferenciadas como en los otros casos, esto se debe a que con este perfil de disco, los planetas gigantes se forman en las partes más externas del disco y no hay tanto material en la región interna, por lo tanto estos discos no favorecen la formación de planetas Júpiter-calientes.

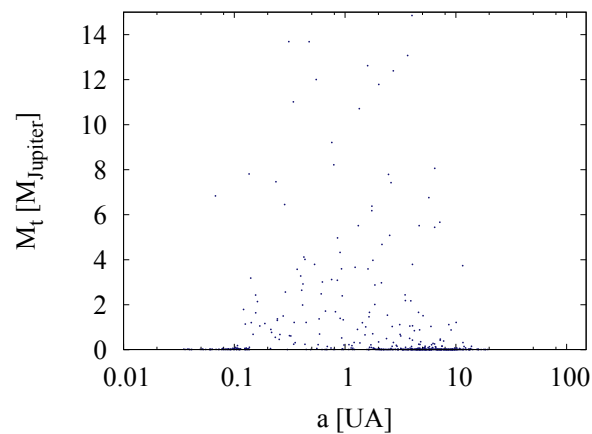
Finalmente, cuando asumimos que no hay ningún efecto que frene la migración de tipo I ($c_{migI} = 1$), observamos la distribución que se muestra en las figuras 4.28(a) ($\gamma = 1,5$), 4.28(b) ($\gamma = 1$) y 4.28(c) ($\gamma = 0,5$). En estos casos la migración es muy rápida, mucho más rápida que en todos los casos anteriores y como consecuencia los



(a)



(b)



(c)

Figura 4.27: Diagrama de masas y semiejes de todos los planetas generados cuando se considera la migración planetaria, pero la migración de tipo I se frena 10 veces y se adoptan distintos perfiles para representar la densidad del disco. La figura 4.27(a) muestra los resultados cuando consideramos $\gamma = 1,5$, en la figura 4.27(b) asumimos $\gamma = 1$ y finalmente los planetas generados con $\gamma = 0,5$ se muestran en la figura 4.27(c).

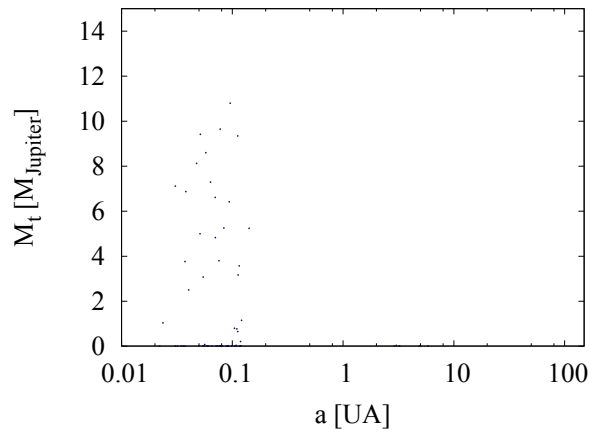
planetas se mueven rápidamente hacia la estrella central, en escalas de tiempo mayores que la escala de disipación del disco, lo que implica que los embriones no tienen tiempo suficiente para crecer y permanecen como pequeños núcleos. Por este motivo, notamos que la población de planetas gigantes disminuyó en comparación con los casos donde la migración era más lenta y la mayoría de los planetas se encuentra en el límite interno del disco, muy cerca de la estrella anfitriona, especialmente en el caso del perfil caracterizado por $\gamma = 1,5$, dado que en este caso los planetas se forman más cerca de la estrella central.

Comparación con la población de exoplanetas observados

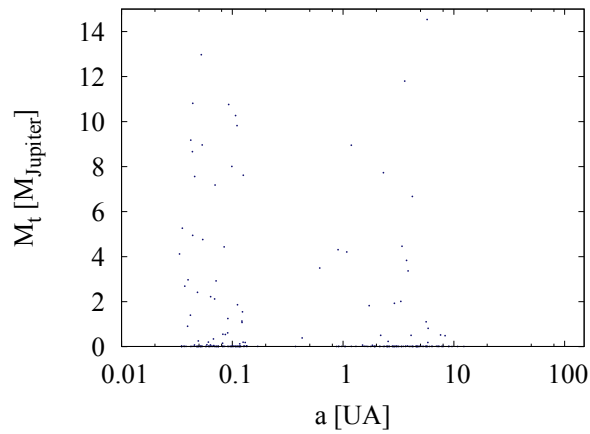
Con el objetivo de saber cuales son los parámetros que debemos considerar para tener una mejor comprensión de la realidad, en esta sección comparamos nuestros resultados, obtenidos a partir de simulaciones numéricas, con la distribución de masas y semiejes de los exoplanetas observados. Esta distribución observada, fue brevemente discutida en las secciones 2.2 y 2.2.2, en donde mencionamos las dos poblaciones de exoplanetas que se observan. En esta sección trataremos de explicar la presencia de estas dos poblaciones a partir de nuestras simulaciones y en donde consideramos que la migración de tipo I es la principal responsable de la existencia de las mismas. De todas formas, no es este el único mecanismo propuesto al tratar de explicar la presencia de Júpiter-calientes: los ciclos Kozai y el escatering entre planetas nos proveen de una explicación alternativa. Estos mecanismos excitan las inclinaciones de los planetas proyectadas en el cielo, dándonos una población de órbitas desalineadas con respecto a la rotación de la estrella central, lo que ahora esta comenzando a ser detectado. En el trabajo de Triaud et al. (2010), ellos presentan observaciones de algunos exoplanetas que presentan estos “desajustes”. De esta manera la población I podría explicarse como una combinación de estos mecanismos.

Para saber qué perfiles de disco y tasas de migración reproducen mejor a las observaciones y por lo tanto constituyen el modelo más fiel para explicar la realidad, en las figuras que presentamos en esta sección, graficamos los resultados de nuestras simulaciones a los cuales superponemos la población de exoplanetas observada, más los cuatro planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. Debido a que nosotros simulamos la formación de sistemas planetarios alrededor de estrellas simples, excluimos de la muestra observada a todos los planetas que fueron descubiertos orbitando alrededor de estrellas binarias o múltiples, porque su mecanismo de formación no puede explicarse con nuestro modelo y por lo tanto no nos sirven de comparación.

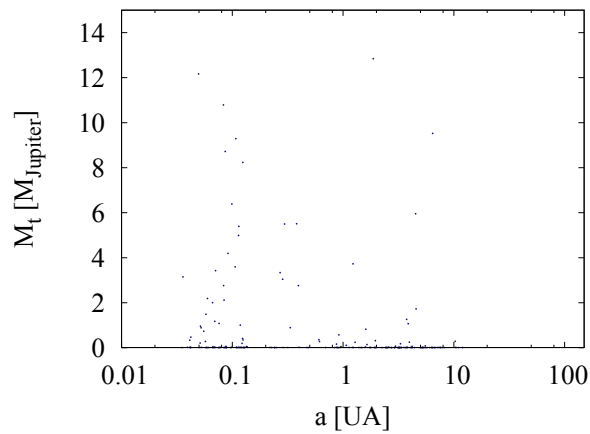
La figura 4.29 muestra los resultados de nuestras simulaciones en color azul, la población de exoplanetas observados en color verde y los cuatro planetas gigantes de nuestro Sistema Solar en color rojo. En esta figura, las simulaciones fueron realizadas sin considerar la migración planetaria. En la figura 4.30 si se considera la migración, pero la migración de tipo I se frena 100 veces. En la figura 4.31 la migración de tipo I se frena sólo 10 veces y en la figura 4.32, la migración de tipo I no se detiene. En todos los casos las distintas subfiguras representan los resultados de las simulaciones obtenidas con la



(a)



(b)



(c)

Figura 4.28: La figura muestra la distribución de masas y semiejes encontrados cuando no frenamos la migración de tipo I. Cuando el perfil de densidad corresponde a un valor de γ igual a 1,5, encontramos los resultados que se muestran en la figura 4.28(a), la figura 4.28(b) corresponde a $\gamma = 1$ y si modelamos la nebulosa protoplanetaria con $\gamma = 0,5$ obtenemos la distribución observada en la última figura (figura 4.28(c)).

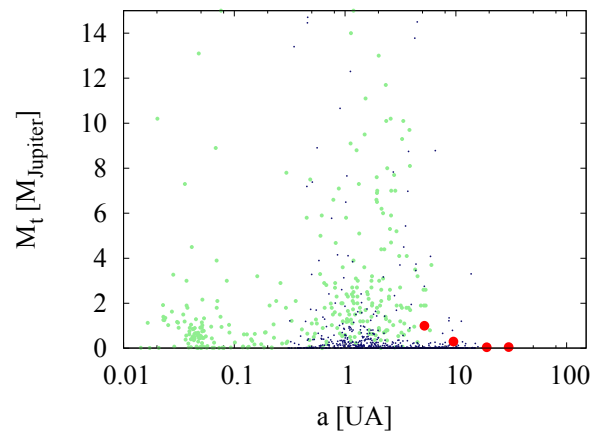
tasa de migración correspondiente y diferentes perfiles de densidad para el disco.

En la figura 4.29 mostramos una superposición de las observaciones, que se muestran en color verde, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno, que se muestran en color rojo y los resultados de nuestras simulaciones, cuando no se considera el efecto de migración planetaria, en color azul. El caso en donde $\gamma = 1,5$ se muestra en la figura 4.29(a), donde los resultados de la simulación ajustan bastante bien la población II de exoplanetas, pero no pueden reproducir ni la población I ni la formación de los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. Cuando $\gamma = 1$, hay más sólidos disponibles para formar planetas gigantes más lejos de la estrella central y como resultado, podemos reproducir la población II y los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. Finalmente, cuando $\gamma = 0,5$ las simulaciones muestran que los planetas gigantes se forman preferentemente alrededor de las $10 UA$, lo que reproduce la formación de los planetas gigantes del Sistema Solar, pero no nos permite ajustar la distribución de exoplanetas observada. *Podemos sacar como conclusión que el valor $\gamma = 1$, que es además el valor medio encontrado en las observaciones de discos protoplanetarios (Andrews et al.; 2009), es el que mejor reproduce la población II de exoplanetas observados y los planetas gigantes del Sistema Solar, pero falla al tratar de explicar la existencia de la población I de exoplanetas.*

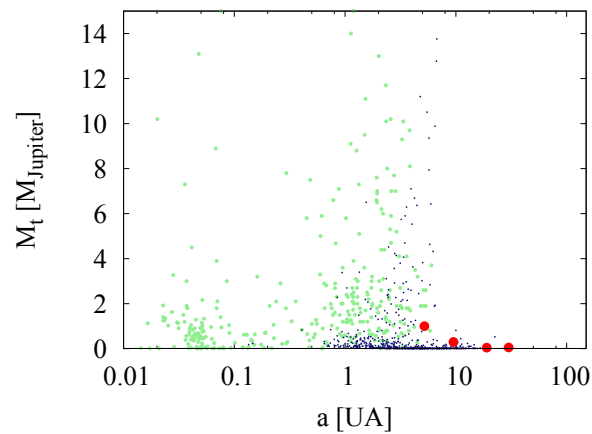
Para tratar de explicar la existencia de la población I de exoplanetas, introducimos el efecto de la migración planetaria. La figura 4.30 muestra los resultados para diferentes valores de γ cuando consideramos la migración planetaria, pero la migración de tipo I se frena 100 veces ($c_{migI} = 0,01$). La figura 4.30(a) muestra los resultados cuando $\gamma = 1,5$, cuando adoptamos un perfil con $\gamma = 1$ encontramos los resultados que se muestran en la figura 4.30(b) y la tercer figura se obtuvo cuando consideramos $\gamma = 0,5$. Podemos notar que la población I comienza a aparecer, siendo más fuerte su presencia en las figuras 4.30(a) y 4.30(b).

En la figura 4.31, mostramos la superposición de las observaciones más los planetas gigantes del Sistema Solar y los resultados de nuestras simulaciones cuando se considera la migración planetaria y la migración de tipo I se frena sólo 10 veces. Cuando utilizamos en la simulación un perfil con $\gamma = 1,5$ encontramos la distribución que se muestra en la figura 4.31(a), cuando $\gamma = 1$ obtenemos el diagrama representado en la figura 4.31(b) y con $\gamma = 0,5$ encontramos la superposición que se observa en la figura 4.31(c). Como fue explicado en la sección anterior, en estas figuras observamos la presencia de las poblaciones I y II, como consecuencia de la migración planetaria. Si bien las poblaciones se observan en todas las figuras, se pueden diferenciar más claramente en las figuras 4.31(a) y 4.31(b), lo que indica discos con perfiles $\gamma = 1,5$ y $\gamma = 1$.

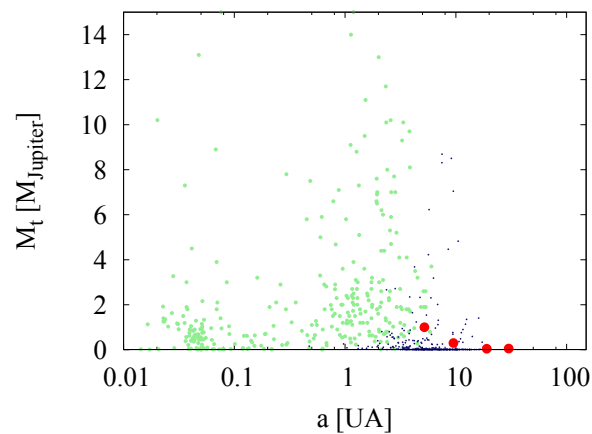
Aunque estas dos figuras muestran el resultado que mejor ajusta a las observaciones, puede observarse en los resultados de las simulaciones, la presencia de una población de planetas gigantes muy masivos (con masas superiores a $5 M_{Jupiter}$), que no se observan. Si calculamos el porcentaje de los exoplanetas observados con masas mayores a $5 M_{Jupiter}$ y situados a una distancia $\leq 0,4 UA$, encontramos que el 2,37% de los exoplanetas



(a)

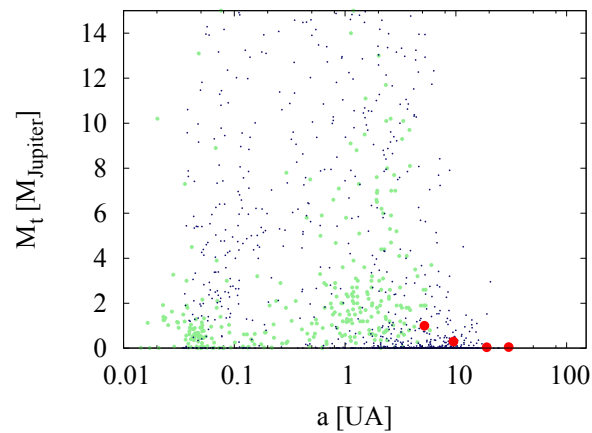


(b)

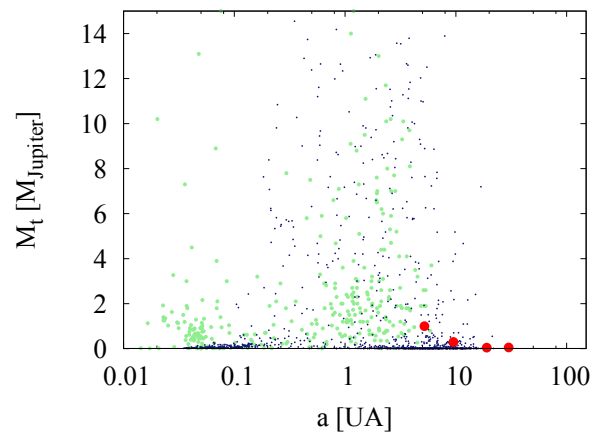


(c)

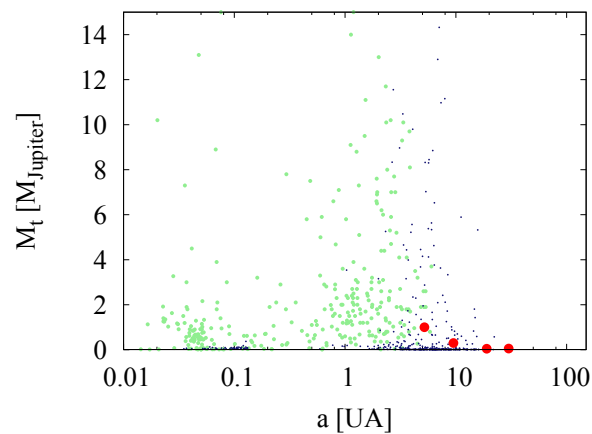
Figura 4.29: En la figura mostramos la masa y el semieje mayor de la distribución que obtuvimos con nuestras simulaciones, cuando no se considera la migración planetaria (en color azul), superpuesta a la distribución de exoplanetas observados, que se encuentra en color verde y los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar, los que están en rojo. La figura 4.29(a) muestra los resultados cuando en las simulaciones adoptamos un perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1,5$, en la figura 4.29(b) γ es igual a 1 y en la figura 4.29(c), $\gamma = 0,5$.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.30: Distribución de masas y semiejes de los planetas hallados en nuestras simulaciones con migración planetaria frenada 100 veces (puntos azules), a los que superpusimos la población de exoplanetas observados (puntos verdes) y los planetas gigantes del Sistema Solar (puntos rojos). La figura 4.30(a) muestra los gráficos cuando se utiliza un perfil con $\gamma = 1,5$ en las simulaciones, en la figura 4.30(b) consideramos $\gamma = 1$ y en la última figura el valor de γ adoptado es de $\gamma = 0,5$.

observados tienen estas características, mientras que el mismo cálculo realizado para los resultados de nuestras simulaciones muestran que el número de super Júpiter-calientes para el caso en donde $\gamma = 1,5$ y $c_{migI} = 0,1$ es de 30,86 %, y el porcentaje es del 18,58 % cuando $\gamma = 1$ y $c_{migI} = 0,1$. Podríamos pensar que esta población de super Júpiter-calientes existe, pero no se ha detectado todavía. Sin embargo, si estos planetas existieran, deberían haber sido observados, ya que su detección se ve favorecida por las técnicas de observación actuales, por lo que esta superpoblación debe representar una limitación de nuestro modelo. Discutiremos esto en la sección 4.4.2.

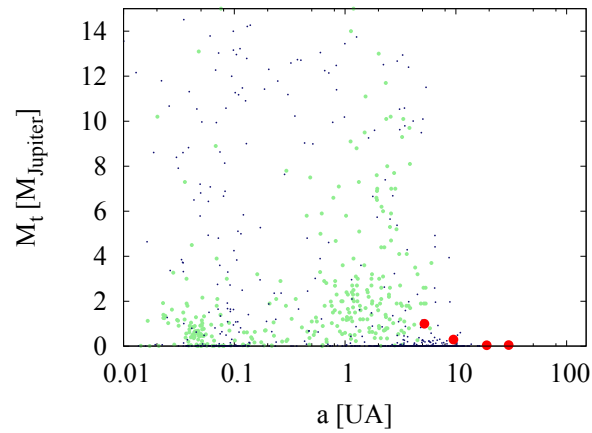
Si no hay ningún factor que actúe retrasando la migración de tipo I, la superposición de las observaciones y los resultados numéricos hallados con nuestras simulaciones se muestran en la figura 4.32, en donde las subfiguras corresponden a los resultados hallados asumiendo diferentes perfiles de disco. Si se asume $\gamma = 1,5$, los resultados se muestran en la figura 4.32(a), aquellos obtenidos con $\gamma = 1$ son los que se representan en la figura 4.32(b) y la última figura muestra los resultados que encontramos cuando se asume un perfil con $\gamma = 0,5$. En este caso notamos que la migración es demasiado rápida y como consecuencia la mayoría de los planetas alcanza el radio interno del disco. Por lo tanto, con este valor de c_{migI} podemos reproducir la población I de planetas extrasolares mientras que la población II está ausente.

En resumen, cuando no consideramos la migración planetaria, los resultados de las simulaciones sólo pueden reproducir la población II de planetas extrasolares. Cuando la migración se considera pero no se retrasa, podemos reproducir la población I únicamente. Como conclusión, podemos decir que la migración planetaria es un factor decisivo para explicar la distribución de planetas extrasolares observada y necesitamos una mayor comprensión acerca de los factores que actúan retrasando la migración de los embriones, con el fin de obtener un mejor entendimiento del proceso de formación planetaria.

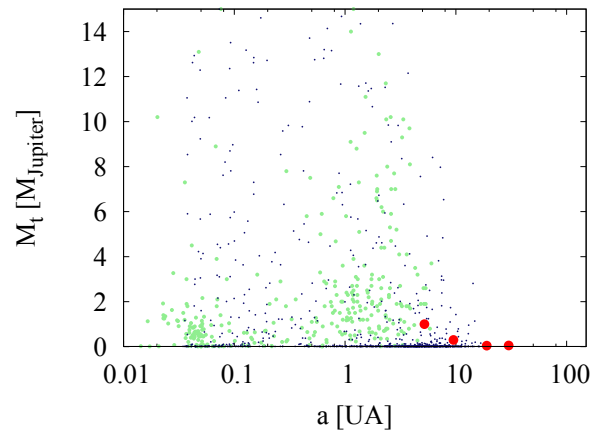
Por otro lado, uno de los principales objetivos de esta etapa es mostrar la importancia de considerar diferentes perfiles iniciales de la nebulosa protoplanetaria en la formación de planetas gigantes y encontrar cuál es el modelo de nebulosa que nos permite reproducir la distribución observada. Analizando las figuras, encontramos que tanto los perfiles de disco caracterizados por $\gamma = 1,5$ como aquellos con $\gamma = 1$ reproducen la población de exoplanetas observados bastante bien, pero elegimos a $\gamma = 1$ como el perfil que nos permite partir de un disco protoplanetario consistente con las observaciones y obtener planetas que reproducen la muestra observacional y también planetas como los gigantes de nuestro Sistema Solar.

Sobre la superpoblación de planetas gigantes muy masivos, cercanos a la estrella central

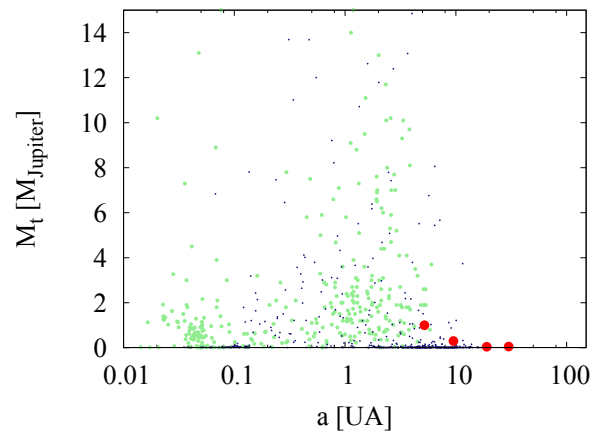
Como se discutió en la sección anterior, a pesar de que obtuvimos un buen ajuste a las observaciones, principalmente en el caso con $c_{migI} = 0,1$ y $\gamma = 1$ (ver figura 4.31(b)), encontramos un exceso de planetas con masas mayores a $5 M_{Jupiter}$ y situados muy



(a)

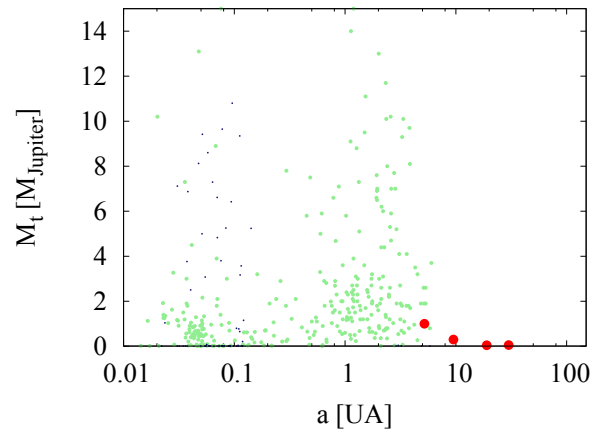


(b)

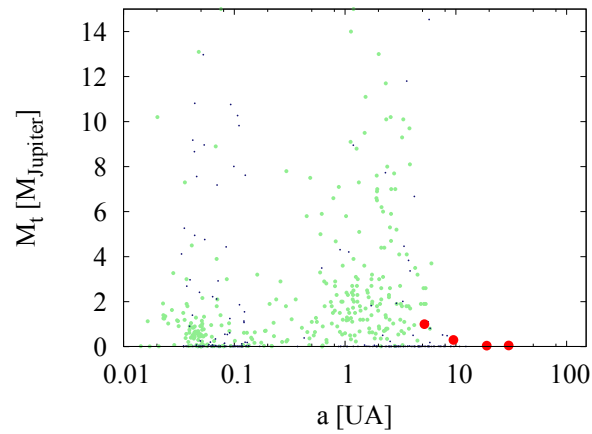


(c)

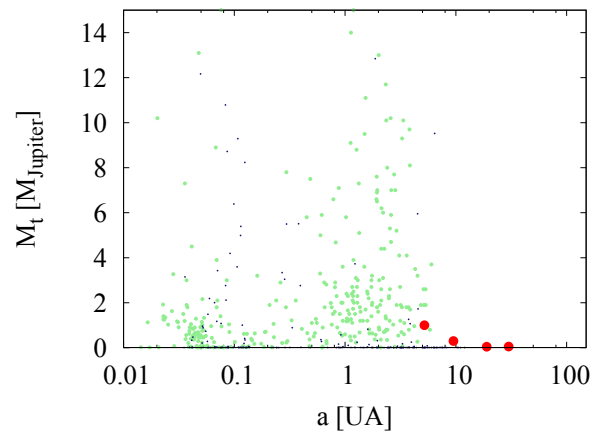
Figura 4.31: Las figuras muestran las masas y semiejes mayores de los planetas gigantes en el Sistema Solar, que se muestran en rojo, la distribución de exoplanetas observados, en verde y los resultados de nuestras simulaciones realizadas considerando la migración planetaria y retrasando la migración de tipo I 10 veces, que se muestran en azul. Los resultados hallados cuando $\gamma = 1,5$ están en la figura (4.31(a)), cuando $\gamma = 1$ se muestran en la figura 4.31(b) y con $\gamma = 0,5$ en la figura 4.31(c).



(a)



(b)



(c)

Figura 4.32: En las figuras se muestra la distribución de masas y semiejes de los planetas extrasolares (en verde), los planetas gigantes del Sistema Solar (en rojo) y los resultados de nuestras simulaciones cuando no se frena la migración de tipo I (en azul). La figura 4.32(a) muestra los resultados de las simulaciones realizadas con $\gamma = 1,5$, la figura 4.32(b) representa los resultados cuando $\gamma = 1$ y si se asume $\gamma = 0,5$ obtenemos los resultados que se muestran en la figura 4.32(c).

cerca de la estrella central, que no se detectan observacionalmente. Con el fin de tratar de determinar la causa de este exceso de planetas gigantes en el límite interno del disco, hemos explorado diferentes alternativas.

Por un lado analizamos la posibilidad de que tales planetas puedan haber perdido gran parte de su atmósfera debido a la erosión causada por los vientos estelares y como resultado, la mayor parte de su envoltura gaseosa primordial escapó al espacio. De acuerdo con (Lammer et al., 2003), la pérdida de masa de Júpiter-calientes debido a este efecto es de $\sim 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ o $\sim 1,5 \times 10^{-2} M_{\text{Jupiter}}/10^9$ años, el cual es un efecto importante para los planetas con masas menores o iguales a la de Júpiter, pero es irrelevante para planetas muy masivos como los super Júpiter-calientes, por lo que no explica el exceso de masa hallada en las simulaciones.

Por otro lado también analizamos la posibilidad de que la disipación del gas en la nebulosa tenga un efecto significativo en estos super Júpiter-calientes. El disco gaseoso se disipa en escalas de tiempo que van entre 1 y 10 millones de años (Haisch et al., 2001; Hillenbrand, 2005), debido a diferentes causas, una de ellas es el drenaje viscoso hacia la estrella central (Hartmann et al., 1998), aunque la fotoevaporación es también un efecto muy importante (Hollenbach et al, 1994; Clarke et al., 2001). En nuestro estudio consideramos un modelo muy simple de disipación del disco gaseoso, en donde el gas se disipa de forma exponencial, independientemente de su distancia a la estrella central. En la realidad, la disipación gaseosa es mucho más complicada. Clarke y colaboradores (2001), mostraron que un bajo nivel de fotoevaporización de masa del disco en la región entre 5 y 10 UA , puede promover el cambio rápido en el disco hacia el interior de este radio, lo que coincide con la época en que la tasa de acreción del disco cae como consecuencia del drenaje viscoso, a un nivel comparable con la tasa de pérdida de masa. Como resultado, el disco interior se vacía más rápido que el resto del disco. Este fenómeno podría detener la migración de tipo II de un planeta gigante ya formado. Esta podría ser una de las posibles causas de por qué no se observan planetas gigantes super masivos cerca de la estrella anfitriona. Para explorar este efecto necesitamos tener un modelo más riguroso para representar la evolución del disco.

Finalmente, cuando comparamos la figura 4.31(b) con otros gráficos obtenidos con diferentes tasas de migración, observamos que la superpoblación no existe cuando la migración es más lenta (figura 4.30(b)), por lo tanto éste efecto también puede ser debido a una limitación de nuestras simulaciones, relacionado con el valor de c_{migI} adoptado.

Para los modelos de disco estándar, la migración de tipo I es principalmente hacia el interior y su escala de tiempo es al menos 1 o 2 ordenes de magnitud menor que la vida útil del disco, lo que significa que los núcleos caen a la estrella central antes de que puedan desarrollar una envoltura gaseosa sustancial. Por lo tanto, con el fin de evitar que los planetas sean devorados por sus estrellas centrales, la migración del planeta debe ser considerablemente retrasada o detenida de alguna manera. Con este fin se utiliza el factor c_{migI} . Pero la pregunta es, ¿cuánto debemos frenar la migración planetaria?

Se propusieron un gran número de escenarios para resolver el problema de frenar

la migración. Menou y Goodman (2004) exploraron cómo las incertezas en la estructura de los discos protoplanetarios pueden afectar a las tasas de migración de tipo I y encontraron que ésta puede ser significativamente retrasada cuando se encuentran con transiciones de opacidades en el disco; Lyra et al., (2009) mostraron que cuando la temperatura y densidad superficial del disco se hacen menores, la migración orbital y las escalas de tiempo de disipación del disco se hacen comparables; en el trabajo de Paardekooper y Mellema (2006), ellos muestran a través de simulaciones hidrodinámicas en tres dimensiones, que los planetas pueden moverse hacia adentro o hacia afuera, dependiendo del valor de la opacidad local; Matsumura et al. (2007) propusieron que las regiones de baja viscosidad en el disco (zonas muertas) pueden frenar significativamente el movimiento orbital del planeta; Terquem (2003) y Nelson y Papaloizou (2004), mostraron que cuando se incluyen los efectos de los campos magnéticos, la migración de tipo I se retrasa significativamente e incluso se frena en algunos casos; Masset et. al (2006a) mostraron que los saltos en la densidad superficial del disco pueden atrapar a los protoplanetas menos masivos, reduciendo la tasa de migración de tipo I a la tasa de acreción viscosa del disco. Finalmente también agregamos que la irradiación podría abrir un agujero debido a la fotoevaporización (Clarke et al., 2001; Alexander et al., 2006a, 2006b), que vacía rápidamente el disco, deteniendo la migración aún más rápidamente.

Todos estos trabajos muestran que la tasa de migración de tipo I depende fuertemente de las condiciones exactas del disco en la vecindad del embrión. Por lo tanto, debemos ser cautelosos acerca de cual es el valor de c_{migI} adoptado. El factor que detiene la migración debería ser una función que dependa de las condiciones del disco en las proximidades del embrión y como tal, no debería ser un único valor para todos los discos sino una distribución de valores, dependiendo de las características de la nebulosa primordial. Esta puede ser una solución al problema de la superpoblación hallada en las simulaciones, dado que el número de planetas super masivos observados en la población I es fuertemente dependiente del valor de c_{migI} considerado, en otras palabras, de la tasa de migración de tipo I adoptada. Por lo tanto, con el fin de tener un modelo más apropiado de disco, deberíamos considerar una distribución de valores de c_{migI} , teniendo en cuenta que los factores que inhiben la migración dependen del disco en los cuales los planetas están inmersos.

4.5. Parte V: Análisis de la arquitectura de los sistemas planetarios y estudio de la habitabilidad

Sabemos que el número de sistemas planetarios hallados alrededor de estrellas de tipo solar, en nuestra vecindad cósmica asciende a 225¹, de los cuales 195 se encuentran orbitando estrellas simples. Como vimos en la sección 2.2.3, la población de sistemas

¹<http://exoplanets.org/>

planetarios de múltiples planetas es muy diversa y presenta una gran variedad de arquitecturas que reflejan su medio ambiente de formación y que utilizaremos para testear nuestro modelo teórico de formación de sistemas planetarios.

Así, la última parte de esta tesis esta dedicada al estudio de la estructura de los sistemas planetarios, donde nos enfocamos en investigar la diversidad de arquitecturas observadas y su relación con el medio ambiente de formación, de forma tal de responder preguntas como ¿qué tan común son los sistemas planetarios como el nuestro en el Universo?, ¿qué factores influyen en la arquitectura de los sistemas planetarios?, ¿cuáles son las diferencias y similitudes entre los sistemas planetarios? y ¿cuáles son las arquitecturas posibles de sistemas planetarios esperamos encontrar en el Universo?.

Con este objetivo, exploramos la importancia de diversos factores que definen las condiciones iniciales de nacimiento de los sistemas planetarios, como la masa y el tamaño del disco, la metalicidad, la masa de la estrella central y la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso, analizando su influencia en la arquitectura del sistema planetario resultante. También exploramos la influencia de algunos parámetros clave de nuestro modelo, que ya habíamos explorado en etapas anteriores, como asumir distintos perfiles de disco inicial y tasas de migración planetarias, a fin de encontrar qué factores reproducen mejor la muestra diversa de sistemas planetarios observados. Para hacer el análisis, introducimos una nueva clasificación para los sistemas planetarios, basándonos en las observaciones y en un análisis teórico del proceso de formación. Con nuestros resultados, podemos predecir cuáles son los sistemas planetarios más comunes en el Universo y averiguar si nuestro Sistema Solar es una rareza o esperamos que se encuentren más sistemas planetarios análogos al nuestro en un futuro próximo, analizando también cuál es el hábitat más favorable para la formación de planetas terrestres potencialmente habitables.

El modelo que usamos en esta etapa es el mismo que detallamos en la parte IV de nuestro estudio, con lo cual en esta parte nos concentramos en los resultados que obtuvimos, los cuales se detallan también en nuestro trabajo Miguel et al. (2010b), y en comparar nuestros resultados numéricos con la población de sistemas planetarios extrasolares observados.

4.5.1. Sistemas planetarios reales y simulados

En la etapa previa de este estudio hemos estudiado algunos parámetros clave de nuestro modelo y analizamos su influencia en el diagrama de masas y semiejes de planetas extrasolares, encontrando que la tasa de migración de tipo I y perfil de densidad del disco son claves a la hora de reproducir la muestra de exoplanetas observados. En esta etapa de nuestro estudio realizaremos una serie de simulaciones numéricas, variando los mismos parámetros que fueron encontrados fundamentales en la etapa anterior y analizando estadísticamente nuestros resultados, explorando cuál es la típica composición que esperamos encontrar en un sistema planetario extrasolar. En cada simulación

generamos 1000 sistemas planetarios, en donde las condiciones iniciales para cada uno de ellos se toman al azar, basados en las mismas condiciones que utilizamos en la etapa anterior y que fueron especificadas en la sección 4.4.2.

Con el fin de determinar cuántos de los sistemas planetarios generados en nuestras simulaciones reproducen a un sistema planetario observado, asumimos que un sistema planetario real es reproducido cuantitativamente por uno artificial, cuando las masas y semiejes mayores de los planetas gigantes pertenecientes a dicho sistema coinciden a menos de un 10 % con los correspondientes planetas del sistema simulado. Hasta la fecha, hay 225 sistemas planetarios que se encuentran orbitando una estrella similar al Sol, 66 % de ellos pudo ser reproducido cuantitativamente por nuestras simulaciones. El restante 33 % si bien no pudo ser reproducido de forma cuantitativa, si pudo ser reproducido de forma cualitativa, con sistemas planetarios de similar arquitectura pero en donde las masas y/o semiejes de sus planetas no concuerdan exactamente. En la siguiente sección mostramos esta comparación cualitativa y también analizamos las diferentes arquitecturas encontradas, las características de los sistemas planetarios simulados y cómo es que es estas características finales mapean los discos en donde nacieron.

4.5.2. Una clasificación para los sistemas planetarios

Los sistemas planetarios encontrados hasta ahora presentan características diferentes y con el fin de comprender su formación, composición y relación con su disco de nacimiento, es conveniente clasificarlos de acuerdo a su arquitectura. La clasificación que introducimos en nuestro trabajo Miguel et al. (2010b), fue explicada en la sección 2.2.3 y esta basada en las propiedades de los planetas gigantes observados y en algunas consideraciones teóricas. De acuerdo con esta clasificación, podemos separar a los sistemas planetarios en sistemas Júpiter-calientes, sistemas solares, sistemas combinados, sistemas Júpiter-fríos y sistemas rocosos.

En la tabla 2.8 presentada en la sección 2.2.3, mostramos la estadística de la población de sistemas planetarios extrasolares observados, en donde encontramos que la mayoría de los sistemas planetarios son sistemas Júpiter-calientes, pero también hallamos una población grande de sistemas análogos a nuestro Sistema Solar.

En lo que sigue, exploraremos estadísticamente la población de sistemas planetarios artificiales generada con nuestras simulaciones. Las tablas 4.2, 4.3 y 4.4, muestran el porcentaje de los sistemas generados en nuestras simulaciones que pertenecen a las distintas clases de sistemas planetarios de nuestra clasificación. Cada tabla muestra el resultado de simulaciones realizadas adoptando distintos perfiles de disco inicial, de esta manera, la tabla 4.2 muestra los resultados cuando se asumió $\gamma = 0,5$, en la tabla 4.3, se adoptó $\gamma = 1$ y en la tabla 4.4 analizamos estadísticamente los resultados hallados cuando se considera $\gamma = 1,5$ en las simulaciones. En cada tabla, las distintas columnas muestran la estadística hallada en simulaciones realizadas adoptando diferentes tasas de migración de tipo I.

El primer resultado de gran impacto que encontramos, es que en todos los casos, independientemente del perfil de disco o la tasa de migración adoptada, siempre son mayoría los sistemas planetarios rocosos. Estos sistemas son una mayoría invisible, dado que todavía no se observó ningún sistema planetario de estas características, debido a que las técnicas de detección de planetas extrasolares no permiten aún la observación de estos sistemas. Nosotros esperamos que cuando las técnicas observacionales lo permitan detectemos una gran cantidad de estos sistemas planetarios.

También notamos que no hay ningún sistema planetario Júpiter-frío en nuestras simulaciones. Esto se debe a que adoptamos el modelo de inestabilidad del núcleo para la formación de planetas gigantes y de acuerdo con este modelo, podemos formar planetas gigantes cerca de la estrella central, preferentemente en los alrededores de la línea de hielo, que para una estrella como el Sol esta ubicada a $\sim 2,7 UA$. Este modelo adoptado para representar la formación de un planeta gigante no explica la formación de planetas ubicados a distancias mayores que $30 UA$. Podría ocurrir que el planeta se forme en las regiones internas del sistema planetario y después migre hacia una región exterior, pero de acuerdo al modelo de migración adoptado en nuestro estudio, la mayoría de los planetas migra hacia la estrella central. Finalmente podría ocurrir que el planeta se haya formado en el sistema planetario interior y posteriormente haya sido eyectado a la parte externa del mismo, pero este problema no fue abordado en nuestro estudio. Por lo tanto, necesitamos un escenario diferente para explicar el origen de estos planetas gigantes, como podría ser un mecanismo diferente de formación (ver por ejemplo, Boss, 1997, 1998) o bien la formación y posterior eyección de los planetas hacia la parte externa del sistema (Chatterjee et al., 2008; Dodson-Robinson et al., 2009; Veras et al., 2009).

Finalmente podemos ver en las tablas que hay otro tipo de sistemas planetarios denominados *sistemas fallidos*. Estos son sistemas que nacieron en discos de muy baja masa, los cuales no permitieron la formación de objetos con masas mayores que la masa del planeta Mercurio.

Como podemos observar en la tabla 4.2, cuando no se considera la migración planetaria encontramos un alto porcentaje de sistemas solares, mientras que el porcentaje de sistemas Júpiter-calientes es realmente bajo. Esto se debe a que los planetas gigantes se forman en regiones de alta acumulación de sólidos. La densidad superficial de sólidos considerada en este caso permite la formación de estos planetas únicamente en los alrededores de la línea de hielo, dado que no hay acumulación de material sólidos en otras regiones del disco. Sumado a esto, si la migración no se considera, estos planetas permanecen donde se formaron, convirtiendo al sistema en un sistema análogo a nuestro Sistema Solar.

Cuando la migración se considera, los planetas tienen un movimiento orbital hacia la estrella central y como consecuencia, el número de sistemas Júpiter-caliente y sistemas combinados aumenta, mientras que el número de sistemas solares disminuye. También observamos que cuando la migración es demasiado rápida ($c_{migI} = 1$), la población de sistemas rocosos aumenta dramáticamente, debido a que en este caso la escala de tiempo

Cuadro 4.2: Porcentaje (%) de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 0,5$ y diferentes tasas de migración de tipo I.

$\gamma = 0,5$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	0.2	2.7	4.3	4.1
sistema solar	11.3	12.6	9.1	1.8
Júpiter-frío	0	0	0	0 0
combinado	0	3	2.2	0.5
rocoso	77.2	70.8	73.4	81.9
fallido	11.3	10.9	11	11.7

Cuadro 4.3: Porcentaje (%) de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 1$ y diferentes tasas de migración de tipo I.

$\gamma = 1$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	1.8	8.2	11.1	5.8
sistema solar	23.7	19.9	7.7	1.4
Júpiter-frío	0	0	0	0 0
combinado	0	9.3	6.3	0.3
rocoso	73.4	61.6	72.8	88.3
fallido	1.1	1	2.1	4.2

de migración muy corta e inhibe el crecimiento de los embriones.

La tabla 4.3 muestra los porcentajes de cada clase hallados en las simulaciones que realizamos con un perfil de disco caracterizado por un exponente 1 en la parte interna del disco. Asumir un perfil de disco más empinado, implica que los sólidos están acumulados en la parte interna del disco. Esta acumulación permite la formación de una mayor cantidad de planetas gigantes y como resultado, el número de sistemas rocosos disminuye, como puede verse en la tabla en todos los casos excepto cuando el parámetro para detener la migración de tipo I es igual a 1. Como hemos dicho, esta rápida migración inhibe el crecimiento de los embriones, aún para un disco con $\gamma = 1$.

Cuando asumimos un perfil con $\gamma = 1,5$, encontramos los resultados que se muestran en la tabla 4.4. Este caso se caracteriza por un exceso de sólidos en la región interna del disco y una baja densidad en la región externa del mismo. Mientras que la población de sistemas rocosos sigue decreciendo y el número de sistemas solares y Júpiter-calientes

Cuadro 4.4: Porcentaje (%) de sistemas planetarios formados cuando se asume un perfil caracterizado por $\gamma = 1,5$ y diferentes tasas de migración de tipo I.

$\gamma = 1,5$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	4.5	15.3	14.8	3.7
sistema solar	27.1	16.4	7.2	0
Júpiter-frío	0	0	0	0
combinado	0.9	15.6	6	0
rocoso	67.3	52.5	64.6	56.6
fallido	0.2	0.2	7.4	39.7

sigue aumentando, hay una diferencia con el caso previo ($\gamma = 1$) y este, en términos del porcentaje de sistemas Júpiter-caliente y solares que encontramos. Cuando $\gamma = 1,5$ la densidad superficial de sólidos es muy alta en las partes internas del disco, mientras que cae rápidamente más allá de la línea de hielo, hecho que favorece la formación de Júpiter-calientes y como consecuencia encontramos una mayor porcentaje de sistemas Júpiter-caliente en este caso.

4.5.3. Caracterizando a las distintas clases de sistemas planetarios

Dividimos a los sistemas planetarios en cinco clases de acuerdo con las características de sus planetas y realizamos un análisis estadístico de los mismos, comparando con los datos observacionales. En esta sección exploramos en detalle cada clase de sistema planetario.

Sistemas Júpiter-calientes

Como vimos en la tabla 2.8, el 55,3% de los sistemas planetarios conocidos son sistemas Júpiter-calientes. Esto se debe a que estos sistemas son los más fáciles de ser detectados con las técnicas de observación actuales, pero de acuerdo con nuestros resultados, este tipo de sistema planetario no sería el más común en el Universo.

La figura 4.33 muestra una comparación entre algunos sistemas Júpiter-calientes detectados y algunos generados artificialmente en nuestras simulaciones. En la figura, sólo se graficaron los planetas con masas mayores que $15 M_{\oplus}$ en el caso de los sistemas artificiales. Como podemos ver, nuestro modelo reproduce cuantitativamente los sistemas observados.

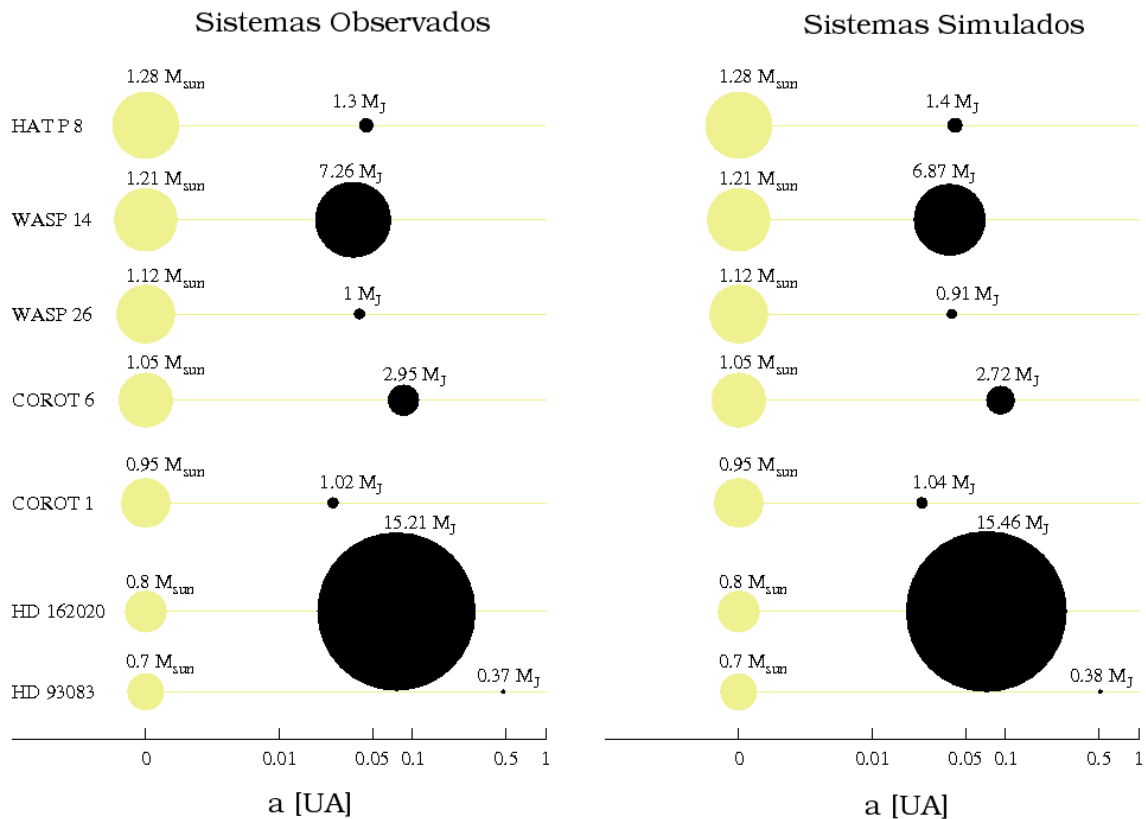


Figura 4.33: La figura muestra algunos ejemplos de sistemas Júpiter-calientes con un sólo planeta observados, los cuales se muestran en la primera columna, comparados con sistemas análogos hallados en nuestras simulaciones, los cuales se muestran en la segunda columna. El semieje mayor de cada planeta se muestra en las abscisas, mientras que el tamaño del círculo indica su masa, la que también está impresa en unidades de masas de Júpiter encima de cada uno de los planetas.

Los sistemas HAT-P-8 (primera fila), WASP-26 (tercera fila) y el sistema HD 162020 (sexta fila), son similares a sistemas simulados que fueron generados asumiendo un perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1$ y la tasa de migración más rápida. Por otro lado, los sistemas simulados que se muestran en las filas 2 y 5, fueron formados considerando un perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1,5$ y $c_{migI} = 1$. El sistema análogo al Corot 6 (cuarta fila) se formó asumiendo que $\gamma = 1,5$ y una tasa de migración retrasada 10 sólo 10 veces y finalmente, el sistema con el Júpiter-caliente de menor masa que se muestra en la última fila, se formó adoptando como condiciones iniciales que $\gamma = 1,5$ y en donde no se consideró la migración planetaria.

Como puede verse en las figuras, con la excepción del último sistema, todos los otros se formaron asumiendo un perfil de disco caracterizado por una gran acumulación de sólidos en la parte interna del disco y una rápida migración. Estas son las condiciones preferenciales para la formación de estos sistemas. El sistema generado en la última fila, es un sistema raro, que fue formado en un disco muy masivo donde los sólidos son abundantes y están concentrados en la parte interna del mismo ($\gamma = 1,5$), lo que permitió la formación de un planeta gigante cerca de la estrella.

De acuerdo con los datos observados, la mayoría de los sistemas Júpiter-calientes tienen un único planeta gigante. Con el fin de determinar si esta es una característica intrínseca de estos sistemas, analizamos el número de planetas gigantes que esperamos encontrar en un sistema de esta clase.

La figura 4.34 muestra histogramas representando el porcentaje de sistemas Júpiter-caliente que albergan uno, dos o tres planetas gigantes. En nuestras simulaciones no se formó ningún sistema Júpiter-caliente con más de tres planetas gigantes. En la figura, las filas muestran resultados de simulaciones realizadas con diferentes valores de γ . En la primera, $\gamma = 0,5$, en la segunda fila se adoptó $\gamma = 1$ y la última muestra los histogramas resultantes de asumir $\gamma = 1,5$. Por otro lado, las diferentes columnas muestran los resultados de las simulaciones realizadas cuando se adoptaron diferentes tasas de migración de tipo I. En la primera columna la migración no fue considerada, en la segunda, la migración se considera, pero la migración de tipo I se retrasa 100 veces, en la tercer columna se asumió un valor para c_{migI} igual a 0,1 y la última columna muestra los histogramas que obtuvimos cuando no se detiene la migración.

Como podemos ver en las figuras, el número de planetas gigantes que alberga un sistema Júpiter-caliente es fuertemente dependiente de la tasa de migración adoptada. Cuando la migración no se considera (primera columna), todos los sistemas albergan un único planeta gigante. Estos sistemas se forman en discos muy masivos y forman planetas in situ, siendo sistemas muy raros.

Cuando la migración se considera pero se frena 100 veces (segunda columna), hay algunos sistemas que albergan dos planetas gigantes, pero únicamente aquellos sistemas que se formaron asumiendo el perfil de disco más empinado ($\gamma = 1$ o 1,5). Un disco que se caracteriza por un perfil con un exponente en la parte interna dado por $\gamma = 1$, es un disco que favorece la formación de varios planetas gigantes en forma simultánea, luego

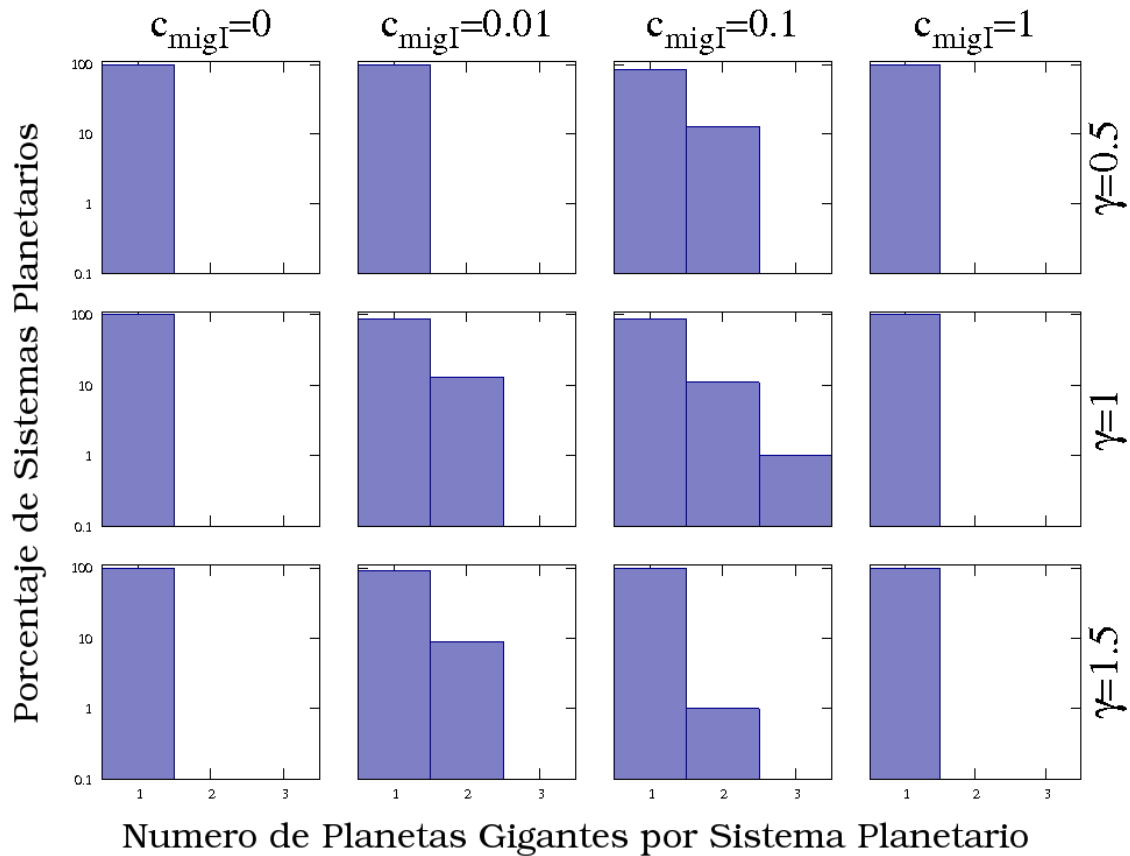


Figura 4.34: Histogramas que muestran el porcentaje de sistemas Júpiter-calientes que albergan uno, dos o tres planetas con masas mayores que $15 M_{\oplus}$. Mostramos los resultados encontrados para todos los casos analizados. Las diferentes filas muestran los histogramas resultantes de simulaciones en las que se adoptaron diferentes perfiles de disco y las columnas muestran los resultados obtenidos con diferentes tasas de migración.

la migración los empuja hacia la estrella, formando sistemas Júpiter-calientes. Cuando tenemos un sistema formado asumiendo $\gamma = 1,5$, este tipo de perfiles no favorece la formación simultánea de varios planetas gigantes, dado que los sólidos se concentran mucho en la región interna, dando lugar preferentemente a un único planeta gigante. Como consecuencia, si bien encontramos algunos sistemas con más de un planeta gigante, estos son la minoría, y un porcentaje mucho menor que la cantidad de sistemas con dos planetas gigantes hallados con un perfil más suave.

En la tercer columna la migración se detiene solo 10 veces y notamos que cuando la migración es más rápida, todos los perfiles de disco explorados forman algunos sistemas con dos planetas gigantes y hasta hay algunos sistemas con tres planetas gigantes, en el caso en que $\gamma = 1$, que es el caso que más favorece la formación simultánea de varios planetas gigantes en el disco.

Finalmente, la última columna muestra los resultados cuando la migración no se detiene. Lo que notamos es que una rápida migración inhibe el crecimiento de los embriones y por lo tanto no encontramos sistemas que tengan más de un planeta gigante.

Como conclusión general, observamos que en todos los casos analizados la mayoría de los sistemas están compuestos por un único planeta gigante, lo que también es una tendencia de los datos observacionales (Wright et al., 2009).

Sistemas solares

Hasta ahora, se observaron 82 sistemas alrededor de estrellas solitarias, que pueden ser clasificados como sistemas solares. Estos 82 sistemas representan el $\sim 36\%$ de todos los sistemas planetarios detectados, como se mostró en la tabla 2.8.

La figura 4.35 muestra una comparación cualitativa entre algunos ejemplos de sistemas solares observados, que se muestran en la primera columna y algunos sistemas simulados, que se muestran en la segunda. En todos los casos graficamos únicamente los planetas con masas mayores que $15 M_{\oplus}$, por una cuestión de escala. En la figura, el semieje mayor de los planetas se indica en el eje x, mientras que sus masas se representan mediante el tamaño de los círculos y esta especificada en cada planeta. Como podemos ver, los sistemas solares observados pueden reproducirse con nuestro modelo.

En la figura, el sistema solar artificial que se muestra en la primera fila se formó asumiendo $\gamma = 1$ y $c_{migI} = 0,1$. En la segunda fila, el sistema simulado se originó adoptando $\gamma = 0,5$ y $c_{migI} = 0,1$. Como podemos ver en ambos casos, se necesita tener un perfil de disco más bien chato para originar esta clase de sistemas. Esto se debe a que bajos valores de γ , favorecen la formación de varios planetas gigantes al mismo tiempo en el disco, lejos de la estrella central. Para poder generar un sistema solar en un disco con una gran acumulación de sólidos en la parte interna, como ocurre cuando $\gamma = 1,5$ y que también es el perfil más similar al modelo de la nebulosa solar de masa mínima (Hayashi, 1981), se necesita tener una migración muy lenta o ninguna, para que los planetas gigantes que se forman en la línea de hielo no migren demasiado formando un

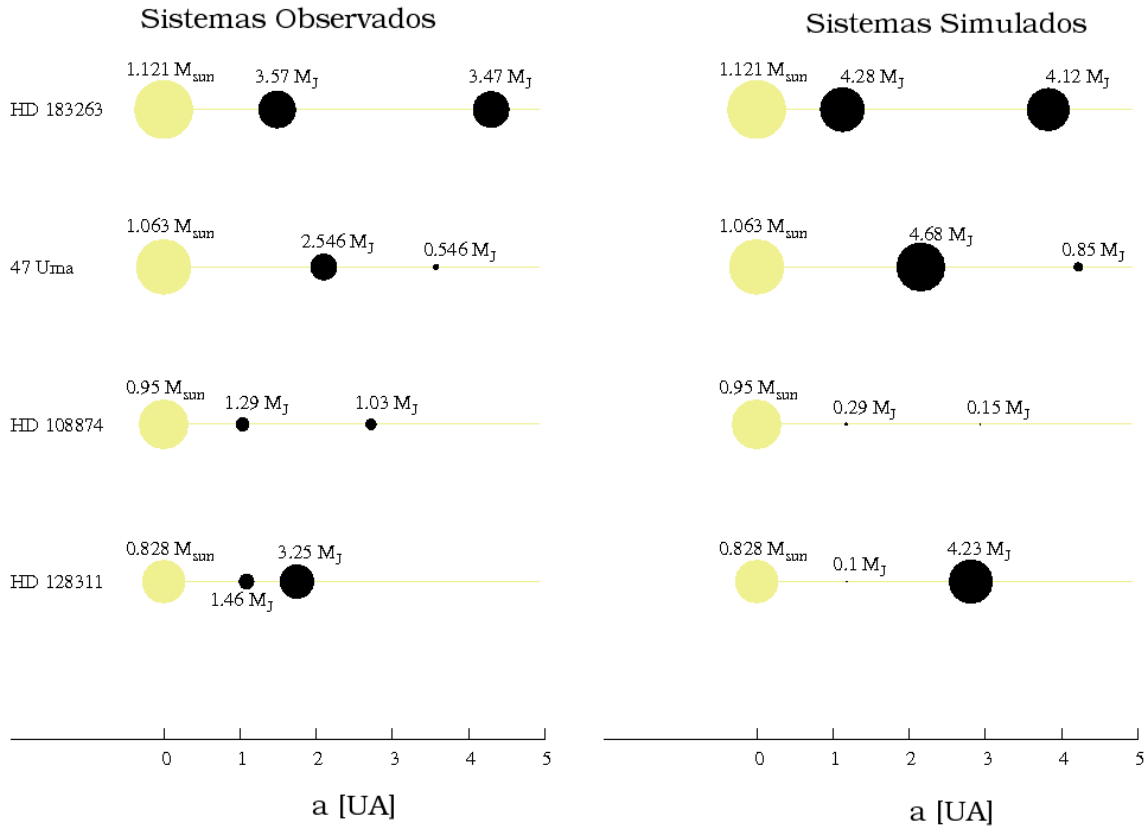


Figura 4.35: Una pequeña muestra de sistemas solares observados, los cuales se muestran en la primera columna, comparados con algunos de los sistemas generados en nuestras simulaciones, en la segunda columna. La posición a lo largo del eje x indica el semieje del planeta, mientras que la masa de cada uno se indica con el tamaño del círculo que lo representa y está indicada en cada planeta.

sistema Júpiter-caliente. Esto es precisamente lo que observamos en el sistema artificial formado en la tercer fila, que fue originado asumiendo un perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1,5$ y en donde no se consideró la migración planetaria. Finalmente, el sistema planetario formado en la cuarta fila, se originó en un disco caracterizado por $\gamma = 1$ y en donde no se consideró la migración, lo que es el escenario más favorable para la formación de estos sistemas.

En este estudio, no podemos ignorar a nuestro propio Sistema Solar. En la figura 4.36 mostramos una comparación cualitativa entre nuestro Sistema Solar y uno artificial. En el eje x se muestra el semieje de los planetas y su masa se representa por el tamaño del círculo y se muestra encima de cada planeta.

En la figura mostramos únicamente a Júpiter y Saturno, dado que no encontramos ningún sistema artificial con la masa y ubicación exacta de todos los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar. Luego, el sistema solar artificial que se muestra en la figura, reproduce únicamente la formación de dos de los planetas gigantes de nuestro Sistema. Para la formación del sistema artificial se adoptó un disco con $\gamma = 0,5$ y sin migración planetaria. Como ya vimos en la parte IV de nuestro estudio, un sistema caracterizado por un valor de γ muy grande no permite la formación de planetas gigantes alejados de la estrella central. Por otro lado, una migración muy rápida mueve a los planetas hacia la parte interna del disco y lo convierte en un sistema Júpiter-caliente. Así, se necesita un bajo valor de γ y una tasa de migración lenta, para formar sistemas como el nuestro.

Mirando la composición de los 83 sistemas solares detectados hasta ahora (en donde incluimos a nuestro propio Sistema Solar), podemos notar que sólo 5 de ellos tienen más de un planeta gigante detectado. Sumado a esto, y con la excepción de nuestro Sistema Solar, todos ellos contienen dos planetas gigantes. Dado que no sabemos si esto es un bias observacional o es una característica de estos sistemas, analizamos nuestros resultados.

La figura 4.37 muestra histogramas del porcentaje de sistemas solares generados en todas nuestras simulaciones que albergan uno, dos o tres planetas con masas mayores que $15M_{\oplus}$. Las columnas en el gráfico muestran los resultados de las simulaciones realizadas con diferentes tasas de migración, siendo la primera columna el resultado de simular sistemas planetarios cuando no se considera la migración, en la segunda columna $c_{migI} = 0,01$, en la tercera $c_{migI} = 0,1$ y en la cuarta columna no se detiene la migración de tipo I. Mientras que en las diferentes filas mostramos los resultados de las simulaciones realizadas con diferentes perfiles de disco.

La primera fila muestra los resultados que hallamos cuando el perfil de densidad se caracteriza por $\gamma = 0,5$. La densidad superficial en estos discos es muy suave y no hay acumulación de gas y sólidos en la parte interna del mismo. Como consecuencia, la formación de planetas gigantes ocurre más lejos de la estrella central que en los casos de perfiles más empinados. La migración los mueve hacia la estrella, pero esta no es suficiente como para situarlos dentro de $1 UA$ y por esta razón estos sistemas permanecen como sistemas solares. Dado que en este caso se permite la formación de

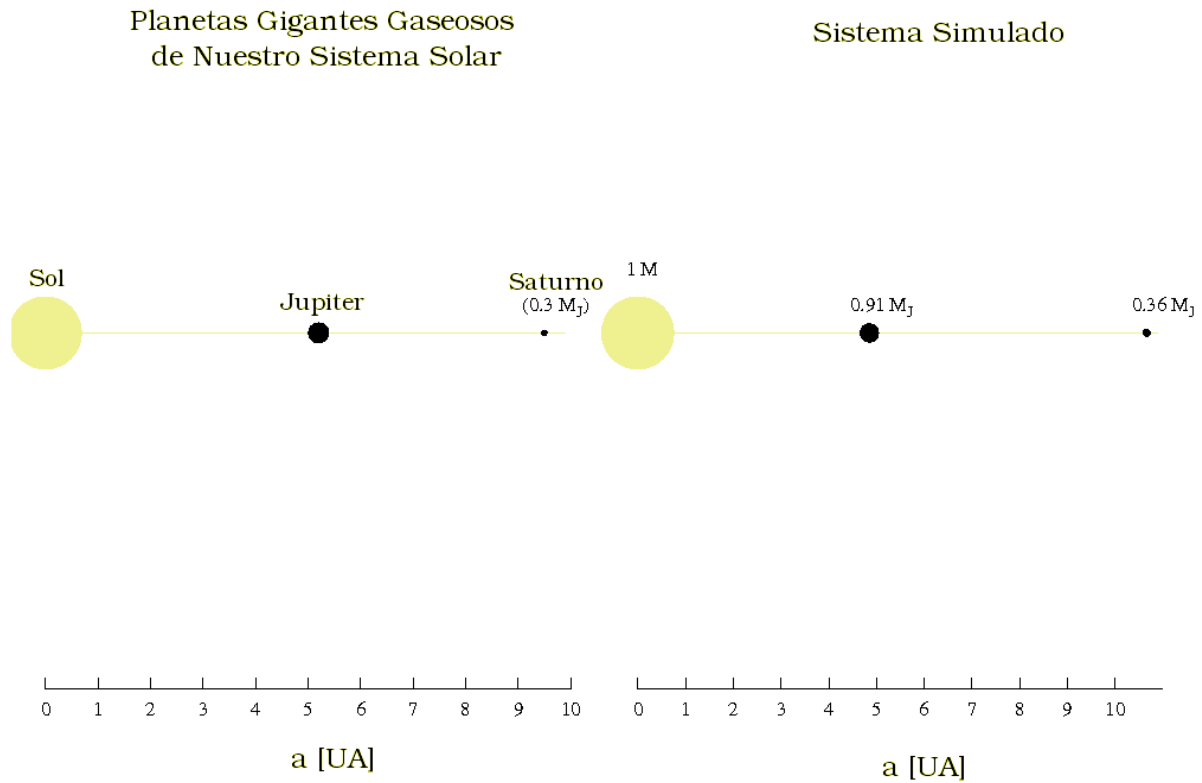


Figura 4.36: La figura muestra una comparación entre nuestro Sistema Solar (primera columna) y un sistema solar generado en nuestras simulaciones (segunda columna). El semieje mayor de cada planeta se muestra en el eje x. La masa de cada planeta esta indicada en masas de Júpiter y se representa por el tamaño del círculo.

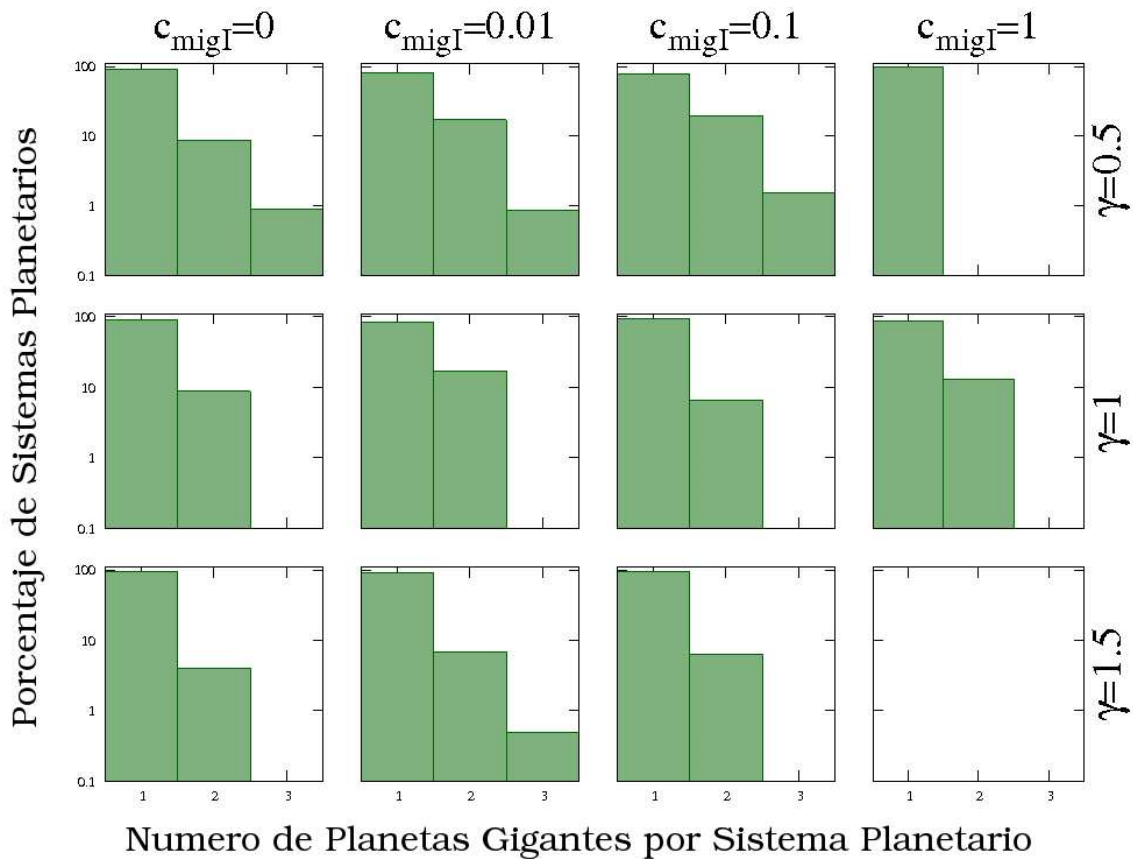


Figura 4.37: La figura muestra los histogramas generados a partir de los resultados de nuestras simulaciones, en donde se indica el porcentaje de sistemas solares que albergan uno, dos o tres planetas gigantes. Mostramos los resultados hallados en todas las simulaciones realizadas, donde las filas y columnas representan los resultados hallados con diferentes perfiles de disco y tasas de migración, respectivamente.

varios planetas gigantes alejados de la estrella central, encontramos sistemas con más de un planeta gigante, incluso con tres, con casi todas las tasas de migración consideradas.

Cuando el perfil de densidad es un poco más empinado, $\gamma = 1$, notamos que hay algunos sistemas con dos planetas gigantes, por lo tanto, este perfil de disco también permite la formación de varios planetas gigantes, aunque en ningún caso encontramos sistemas con más de dos. De todas formas, notamos que cuando la migración es más lenta, hay un mayor porcentaje de sistemas con dos planetas gigantes, aunque en ningún caso excede el porcentaje de sistemas con uno solo.

Finalmente, en el caso del perfil más empinado de todos los adoptados en nuestro estudio ($\gamma = 1,5$), vemos globalmente que el porcentaje de los sistemas con múltiples planetas gigantes se redujo en comparación con los casos anteriores, ya que hay una mayor acumulación de sólidos en la parte interior del disco que favorece la formación de un único planeta gigante por sistema, lo que está de acuerdo con los resultados encontrados por Guilera et al. (2010).

Sistemas combinados

Estos sistemas representan una clase intermedia entre los sistemas Júpiter-caliente y los sistemas análogos a nuestro Sistema Solar. Dado que pertenecer a esta clase implica la presencia de al menos un planeta gigante dentro de $1 UA$ y al menos uno más alejado de la estrella anfitriona, todos los sistemas que pertenecen a esta categoría albergan más de un planeta con masa mayor que $15 M_{\oplus}$. Nuestros resultados coinciden con las observaciones en cuanto a la frecuencia de estos sistemas. De acuerdo con las observaciones, sólo el 8% de los sistemas planetarios descubiertos hasta ahora pertenecen a esta clase, mientras que nuestras simulaciones muestran que en ningún caso los sistemas combinados generados superan el 12% de la muestra artificial total.

La figura 4.38 muestra una comparación entre algunos sistemas combinados observados (primera columna) y sistemas artificiales (segunda columna), donde graficamos únicamente los planetas gigantes. Los círculos amarillos indican la masa de la estrella central (en masas solares), mientras que los círculos negros indican la masa de los planetas (en masas de Júpiter). En el eje x están representados los semiejes de los planetas.

Como puede verse en la figura, los sistemas combinados generados en nuestras simulaciones reproducen cualitativamente a los observados, de forma que la arquitectura de estos últimos puede ser explicada por el modelo de acreción del núcleo y las tasas de migración adoptadas en nuestro estudio. También observamos que mientras estos sistemas pertenecen a la misma categoría, son cualitativamente distintos, dado que hay múltiples factores que actúan determinando su arquitectura.

Por un lado, la fila uno muestra un sistema con dos planetas gigantes en el cual la masa del planeta interior es menor que la masa del exterior. El sistema artificial fue generado usando un perfil de disco caracterizado por un exponente en la parte interna de $\gamma = 1$ y una baja tasa de migración ($c_{migI} = 0,01$). Este sistema fue originado en un

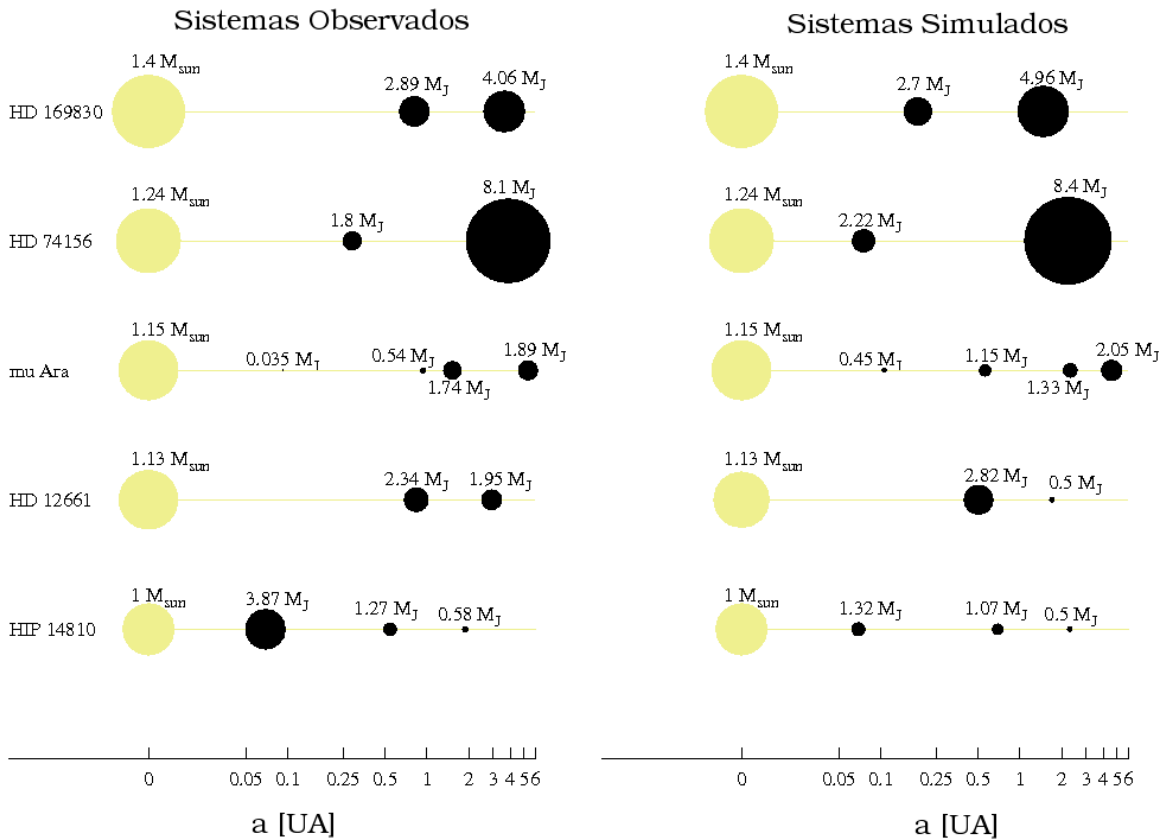


Figura 4.38: Ejemplos de sistemas combinados observados (primera columna), comparados con aquellos generados en nuestras simulaciones (segunda columna), donde graficamos únicamente los planetas gigantes. Las posiciones de los círculos a lo largo de las abscisas indican el semieje de los planetas y el tamaño del círculo indica la masa de los mismos. Además, también indicamos la masa de cada planeta en masas de Júpiter.

disco con un perfil suave, donde el planeta más masivo se formó en la región de mayor acumulación de sólidos y el menor se formó más cerca de la estrella anfitriona. Dado que la migración se retrasó 100 veces, estos planetas no se movieron mucho de la región en la que nacieron.

También observamos sistemas como el que se muestra en la segunda fila, donde la masa de los planetas también crece hacia afuera, pero la diferencia entre las masas del planeta interno y externo es mucho más marcada que en el caso previo. El sistema artificial se originó a partir de un disco caracterizado por $\gamma = 1,5$ y una tasa de migración lenta ($c_{migI} = 0,01$). Este perfil de disco se caracteriza por un exceso de sólidos en la parte interna, especialmente en la línea de hielo, causando la rápida formación del planeta más grande en esta región. Por otro lado, el planeta menor se formó más cerca de la estrella central, con los sólidos disponibles en esa región. La migración empujó lentamente a este planeta más aún hacia la estrella, encontrando nuevo material para acretar que aumenta la masa de su núcleo y le permite adquirir una envoltura gaseosa.

En el sistema planetario que se muestra en la tercer fila, también se observa que el gradiente de masa crece hacia afuera, pero en este caso el sistema alberga 4 planetas con masas mayores que $15 M_{\oplus}$ y menores que $2 M_J$. El sistema simulado se originó en un disco con un perfil caracterizado por $\gamma = 1$ y una tasa de migración más rápida que en los casos anteriores ($c_{migI} = 0,1$). Dado que el disco es bastante chato, se permitió la formación de varios planetas gigantes en el mismo disco.

Por otro lado hay sistemas como los que se muestran en las filas 4 y 5, donde en ambos casos la masa crece hacia dentro y los sistemas artificiales fueron obtenidos a partir de un disco con $\gamma = 1$ y una rápida migración frenada sólo 10 veces ($c_{migI} = 0,1$). En estos sistemas los planetas se forman más allá de la línea del hielo y migran hacia la estrella central adquiriendo más masa. Los planetas inicialmente más cercanos a la línea de hielo tienen una mayor cantidad de sólidos disponibles para su crecimiento que los que se forman en regiones más externas y por eso son más masivos. Luego migraron hasta alcanzar sus posiciones finales.

Sistemas rocosos

Aunque ninguno de estos sistemas fue observado todavía, las tablas 4.2, 4.3 y 4.4, muestran que de acuerdo con nuestros resultados, la mayoría de los sistemas planetarios pertenecen a esta categoría.

Con nuestro modelo somos capaces de analizar las primeras etapas de la formación de los planetas terrestres, los cuales se originan en un disco donde varios embriones crecen de forma simultánea. Estudiar las últimas etapas de crecimiento de los planetas rocosos, implica un monitoreo de la dinámica de los mismos, tales como las interacciones resonantes importantes durante las últimas etapas de su crecimiento (por ejemplo, Chambers, 2001; Raymond et al., 2009), que no analizamos con nuestro modelo. Sin embargo, creemos que nuestros estudios son un complemento importante de los estudios

numéricos dinámicos que analizan las últimas fases de evolución, ya que proporcionan las condiciones iniciales para estos estudios.

Como vimos en la sección 4.2, el número final de planetas que encontramos por sistema planetario depende de muchos factores, siendo la masa del disco uno de los más importantes. Vamos a repetir este estudio aquí, dividiendo a los sistemas planetarios como los formados en discos de baja masa ($M_d < 0,05$), masa intermedia ($0,05 \leq M_d < 0,1$) y en discos muy masivos ($0,1 \leq M_d$), analizando con esta división el número final de planetas hallado por sistema planetario.

Las figuras 4.39 muestran histogramas que representan el número final de embriones por sistema planetario rocoso hallado en nuestras simulaciones, en donde no se considera la migración planetaria.

En las figuras, la línea roja muestra el histograma para los sistemas planetarios formados en discos de baja masa, la línea gris representa el histograma para los sistemas que nacieron en discos con masa intermedia y la línea azul muestra el histograma para discos muy masivos. Como la evolución de un sistema planetario es diferente al asumir perfiles de disco distintos, mostramos los histogramas para diferentes valores de γ , siendo la figura 4.39(a) la que muestra los resultados cuando asumimos $\gamma = 0,5$, la figura 4.39(b) muestra el histograma resultante cuando se adopta $\gamma = 1$ y cuando $\gamma = 1,5$ encontramos los resultados hallados en la figura 4.39(c).

Como vimos en la figura 4.24, los discos más masivos tienen un menor número de núcleos iniciales debido a que la separación entre los embriones es mayor. Esto causa que en los discos más masivos los embriones tengan que crecer más para colisionar con un embrión vecino en ausencia de migración planetaria. Cuando el perfil de disco se caracteriza por un exponente en la parte interna dado por $\gamma = 0,5$, esto indica que el disco es chato y el crecimiento de los embriones es más lento cuando se lo compara con otros discos con mayor acumulación de sólidos. Como resultado, el número final de embriones en estos discos es mayor que el número alcanzado por discos menos masivos, como vemos en la figura 4.39(a). También observamos que la mayoría de los sistemas planetarios formados en discos muy masivos representados por la línea azul, tienen entre 20 y 25 embriones al final de la simulación, mientras que los sistemas formados en discos con poca masa tienen entre 10 y 15 planetas rocosos al final de la simulación.

Cuando el perfil es un poco más empinado ($\gamma = 1$) esta tendencia continúa, como podemos ver en la figura 4.39(b), pero cuando el disco tiene un perfil de densidad caracterizado por un exponente $\gamma = 1,5$, el crecimiento de los embriones es realmente rápido en las partes internas del disco, lo que favorece la fusión entre los embriones vecinos y como resultado el número final de embriones en discos muy masivos es menor que el número final en discos con poca masa. La figura 4.39(c) muestra que cuanto más masa tiene el disco inicial, menor es la cantidad de embriones pasados 20 millones de años.

Como vemos en las figuras 4.39(a) , 4.39(b) y 4.39(c) el número final de planetas en un sistema planetario es fuertemente dependiente del perfil inicial del disco. Sin embargo,

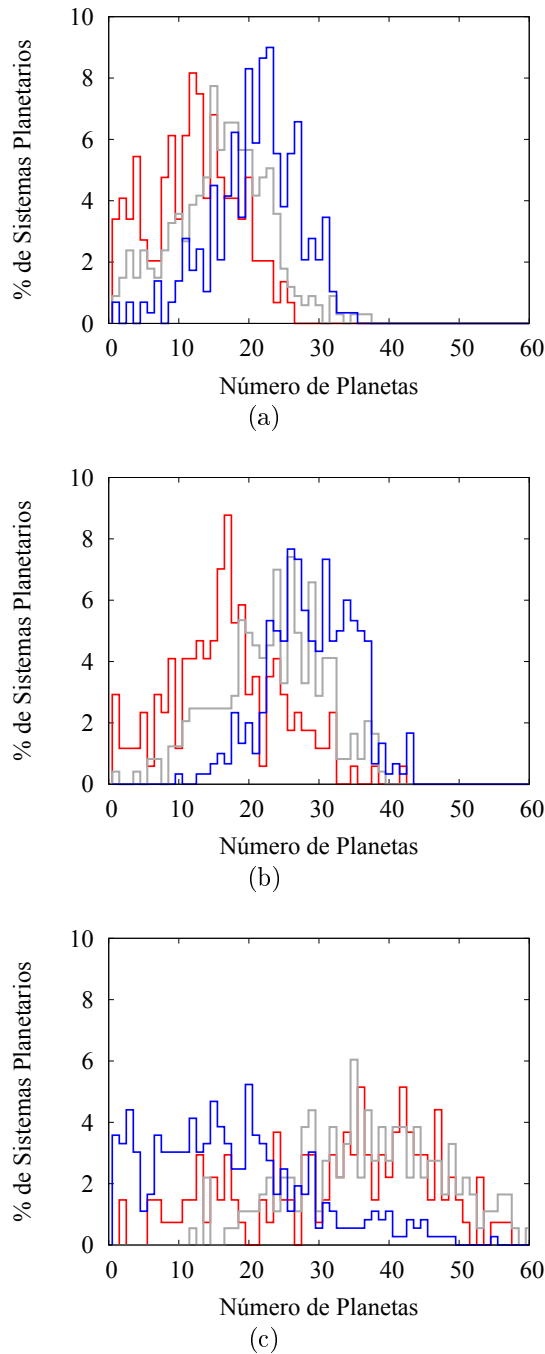


Figura 4.39: Histogramas que muestran el número de planetas por sistema planetario rocoso, donde la migración no es considerada y se asumen diferentes perfiles de disco. La figura 4.39(a) muestra los resultados cuando consideramos $\gamma = 0,5$, la figura 4.39(b) muestra el porcentaje de sistemas planetarios con un cierto número final de planetas cuando $\gamma = 1$ y finalmente los resultados obtenidos con $\gamma = 1,5$ se muestran en la figura 4.39(c). En cada figura, la línea roja representa los sistemas planetarios rocosos formados en discos con baja masa, la línea gris representa los sistemas originados en discos con masa intermedia y la línea azul representa el histograma de los sistemas planetarios originados en discos muy masivos.

este no es el único factor importante, también la migración planetaria modifica el número final de planetas y por eso exploramos que pasa cuando se consideran diferentes tasas de migración. La figura 4.40 muestra el número final de planetas por sistema planetario, cuando se adoptan diferentes perfiles del disco y también diferentes tasas de migración de tipo I. En la figura, las diferentes columnas muestran los resultados de las simulaciones realizadas con diferentes tasas de migración de tipo I, siendo $c_{migI} = 0,01$ en la primera columna, en la segunda columna se muestran los histogramas que resultan cuando la migración se retrasa 10 veces y la última columna muestra los resultados cuando se asume $c_{migI} = 1$. Los histogramas en las diferentes filas son los que resultan de considerar diferentes perfiles de disco (en la primera fila $\gamma = 0,5$, en la segunda $\gamma = 1$ y en la última $\gamma = 1,5$).

La interacción entre un embrión y el gas nebular mueve a los embriones hacia la estrella central. Esto produce que los núcleos sufran un mayor número de colisiones y como resultado de estas fusiones hay un menor número de embriones al final de la simulación. Mientras que este efecto es realmente importante para determinar el número final de planetas por sistema rocoso, la tasa de migración también depende del perfil de disco considerado por lo tanto analizamos ambos efectos.

Cuando consideramos un perfil caracterizado por $\gamma = 0,5$, notamos que si la tasa de migración es $c_{migI} = 0,01$ el histograma es similar al caso sin migración, aunque en este caso la mayoría de los sistemas planetarios formados en discos muy masivos albergan ~ 20 planetas. Cuando la migración es más rápida ($c_{migI} = 0,1$), notamos que la mayoría de los sistemas alberga entre 15 y 20 planetas al final de la simulación y cuando la migración no se retrasa, la mayoría de los sistemas planetarios alberga menos de 15 planetas al final de la simulación.

Cuando el perfil inicial del disco se caracteriza por $\gamma = 1$ y $c_{migI} = 0,01$, notamos que la mayoría de los sistemas planetarios formados a partir de discos poco masivos albergan entre 15 y 20 planetas finales, mientras que la mayoría de los sistemas rocosos formados a partir de discos muy masivos terminan con entre 5 y 10 planetas finales. Cuando la migración es más rápida, los histogramas de los sistemas formados a partir de diferentes perfiles de disco, comienzan a ser similares y la mayoría de los sistemas (formados en cualquier disco), albergan menos de 15 planetas al final de la simulación. Finalmente, cuando la migración no se detiene, observamos que la mayoría de los sistemas alberga menos de 10 planetas.

La última fila muestra los histogramas resultantes cuando se considera $\gamma = 1,5$. En este caso notamos que aún cuando la migración es lenta ($c_{migI} = 0,01$), la mayoría de los sistemas formados en discos muy masivos albergan 5 planetas al final de la simulación. Por otro lado, el número final de planetas formados en discos con baja masa, permanece grande. Cuando la migración es más rápida ($c_{migI} = 0,1$), la mayoría de los sistemas planetarios formados en cualquier disco alberga 10 planetas al final de la simulación. Finalmente, cuando $c_{migI} = 1$ observamos que la mayoría de los sistemas formados en discos de masa intermedia y baja tienen entre 5 y 10 planetas mientras que la gran

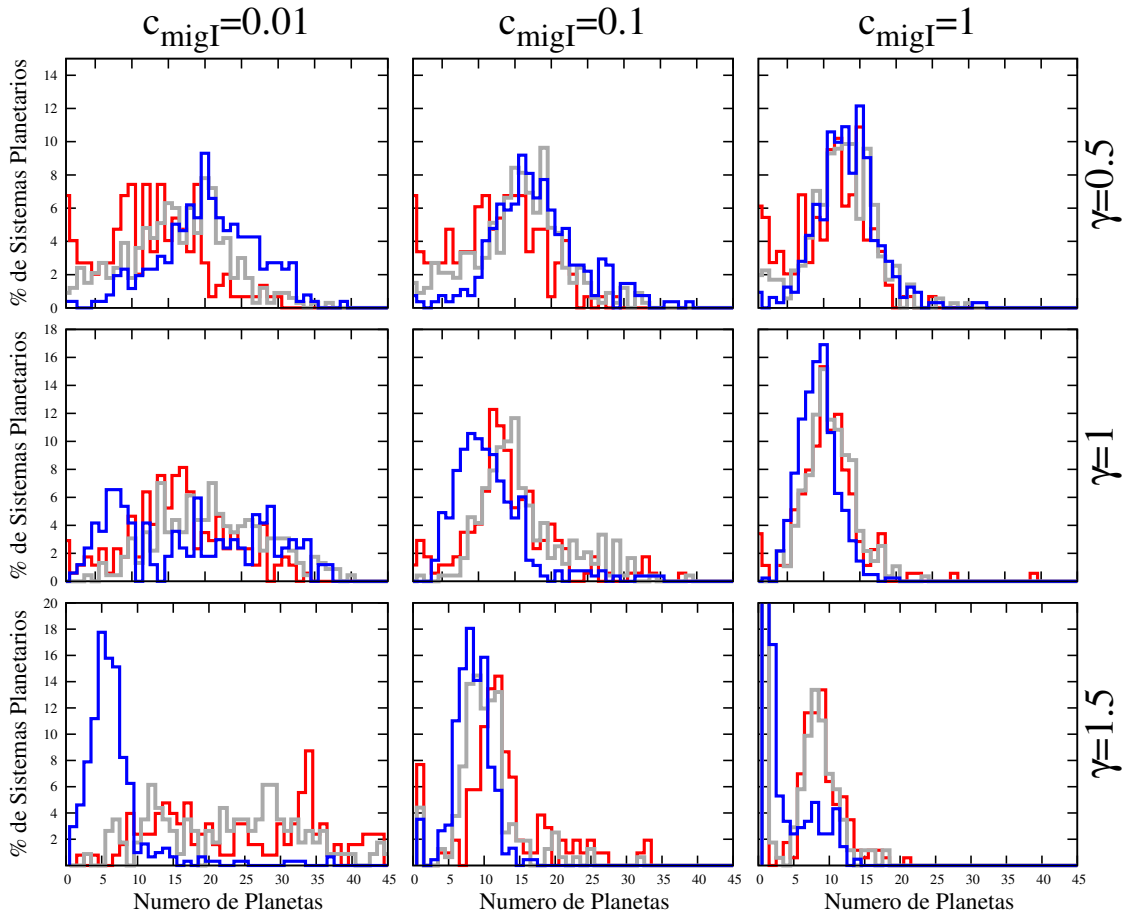


Figura 4.40: La figura muestra histogramas que representan el número de planetas albergados por sistema planetario cuando se considera la migración planetaria. En los histogramas, los resultados de la simulación se separaron en tres: los sistemas planetarios formados en discos poco masivos, que se muestran en rojo, los sistemas originados en discos con una masa intermedia, se muestran en gris y los sistemas generados a partir de discos con mucha masa, los que se muestran en azul. Las filas muestran los resultados encontrados cuando se adoptan diferentes discos iniciales ($\gamma = 0,5, 1$ y $1,5$) y las columnas muestran los resultados numéricos cuando se asumen diferentes tasas de migración, $c_{migI} = 0,01, 0,1$ y 1 .

mayoría de los sistemas formados en discos muy masivos albergan menos de 5 planetas al final de la simulación.

4.5.4. Planetas habitables

La definición de la llamada *zona habitable* está basada en consideraciones del flujo estelar y el clima planetario. Esta zona es la región en la cual un planeta como la Tierra podría tener agua en estado líquido en su superficie (Kasting et al., 1993). De acuerdo con esta definición, para el rango de masas estelares consideradas en nuestro estudio, la zona habitable se encuentra entre 0,9 y 1,1 *UA*. Pero la evolución de un planeta habitable, como la Tierra, es un proceso complejo y ubicar a un planeta en esta región no es garantía para su habitabilidad.

A pesar de que la potencial habitabilidad de un planeta como la Tierra depende de muchos factores como el calentamiento por marea (Barnes et al., 2009; Jackson et al., 2009); su entorno geofísico y evolución atmosférica (Lammer et al., 2010); la actividad de la estrella y el campo magnético intrínseco de los planetas (Khodachenko et al., 2009), es posible que los planetas en la zona habitable puedan contener agua y alberguen alguna forma de vida. Por esta razón, las misiones de búsqueda de exoplanetas intentan encontrar pequeños planetas situados en la zona habitable y la caracterización de las estrellas y sistemas planetarios que albergan estos planetas es de gran importancia (Borucki et al., 2009; Kaltenegger et al., 2010).

Por otro lado, los planetas gigantes gaseosos son mucho más fáciles de detectar que los planetas terrestres y la mayoría de los sistemas planetarios detectados hasta ahora están compuestos por planetas gigantes. Entonces, ¿debemos seguir monitoreando estos sistemas en la búsqueda de planetas como la Tierra, o la presencia de un gigante gaseoso inhibe la formación de un pequeño planeta en la zona habitable?. Cuando se habla de sistemas Júpiter-calientes, es bastante claro que un planeta gigante que está migrando causará la pérdida de los planetas de baja masa o planetesimales preexistentes ubicados en el paso del gigante, ya sea porque los acreta o los dispersa. Lo que no está claro, es si podría haber alguna generación posterior de planetas formados a partir del disco remanente una vez que el gigante ya pasó o si los planetas rocosos que se formaron más alejados de su estrella central, pudieron migrar posteriormente, ubicándose muy cerca de la estrella central, quizás en la zona habitable.

Estudios recientes presentan resultados diversos, como por ejemplo el trabajo desarrollado por Armitage (2003), quien desarrolló un modelo simple para la evolución del gas y los sólidos del disco y analizó la naturaleza del disco remanente después de la migración de un planeta gigante. Él encontró que la reposición de material sólido en el disco interior después de la migración de un planeta gigante, es por lo general ineficiente y no permitiría la formación de una segunda generación de planetas habitables. Por otro lado, Mandell y colaboradores (2007), investigaron a través de un código numérico la dinámica de los sistemas planetarios post-migración, considerando la migración de un

Cuadro 4.5: Porcentaje (%) de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 0,5$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.

$\gamma = 0,5$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	0	0	0	0.1
sistema solar	2.8	1.4	0.7	0.4
combinado	0	0	0	0
rocoso	2.5	0.5	1.9	8.1

Cuadro 4.6: Porcentaje (%) de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 1$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.

$\gamma = 1$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	0	0	0.2	0.2
sistema solar	22.1	9.1	0.5	0
combinado	0	0	0	0
rocoso	38.7	19.7	14	9.5

único planeta gigante y encontraron que la formación de un planeta terrestre puede ocurrir durante y después de la migración de un planeta gigante. Como se ve, este problema no está definido aún, y depende de muchos factores tales como la escala de tiempo de disipación del gas y las tasas de acreción y migración planetaria.

Con nuestro modelo, somos incapaces de analizar la subsiguiente formación de planetas terrestres, pero podemos analizar si es posible que los planetas similares a la Tierra se formen más alejados de la estrella central y la migración los lleve hasta la zona habitable. De acuerdo con nuestro modelo, cuando un planeta gigante migra hacia la estrella, los embriones más pequeños que encuentran en su camino son acretados o eyectados en órbitas exteriores, lo que indica que si encontramos un planeta como la Tierra localizado en la zona habitable de un sistema de Júpiter-caliente, esto significa que nació en a una distancia mayor y la migración lo empujó hasta la zona habitable.

Las tablas 4.5, 4.6 y 4.7, muestran el porcentaje de sistemas planetarios encontrados en nuestras simulaciones que albergan planetas terrestres ubicados entre 0,9 y 1,1 UA , en todos los casos analizados.

Como vemos en las tablas, hay muy pocos sistemas Júpiter-caliente en donde la migración ubica a los planetas terrestres en la zona habitable. Dado que cuanto mayor es

Cuadro 4.7: Porcentaje (%) de sistemas planetarios originados cuando $\gamma = 1,5$ y con diferentes tasas de migración, que albergan planetas habitables.

$\gamma = 1,5$				
Tipo de sistema planetario	Sin migración	$c_{migI} = 0,01$	$c_{migI} = 0,1$	$c_{migI} = 1$
Júpiter-caliente	0	0.4	0.3	0.2
sistema solar	22	3.4	0.4	0
combinado	0	0	0.1	0
rocoso	59.2	25.3	9.2	2.6

la densidad de gas en el disco, más rápida es la migración, aquellos discos caracterizados con perfiles de densidad suaves requieren de tasas de migración mayores para ubicar planetas rocosos en la zona habitable. Por esta razón, cuando $\gamma = 0,5$, los planetas habitables se encuentran únicamente en sistemas Júpiter-caliente, cuando la migración considerada se caracteriza por $c_{migI} = 1$. Cuando el perfil del disco es un poco más empinado ($\gamma = 1$), los planetas terrestres en la zona habitable se encuentran aún cuando $c_{migI} = 0,1$ y con $\gamma = 1,5$, hay planetas que alcanzan la zona habitable aún para tasas de migración tan lentas como el caso en el que se retrasa 100 veces.

Por otro lado encontramos que los planetas rocosos, potencialmente habitables, se encuentran preferentemente en sistemas planetarios análogos a nuestro Sistema Solar o en sistemas rocosos. Estos son los medio ambientes de formación más favorables para el desarrollo de estos planetas.

4.5.5. Mapeando el sistema planetario con su disco de origen

Uno de los ejes clave en el estudio de sistemas planetarios es cómo es que las propiedades de los sistemas reflejan las condiciones de la nebulosa primordial a partir de la cual se originaron. Hay muchos parámetros clave que actúan definiendo la arquitectura de un sistema planetario, aquí exploramos la relevancia de la masa inicial del disco, su radio característico, su metalicidad, la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso, la distribución del material en el disco y las tasas de migración.

Masa y radio característico del disco

El material disponible para el crecimiento de los embriones queda determinado por la masa total del sistema y su distribución en el disco. Un disco con poca masa inicial va a formar preferentemente sistemas rocosos, mientras que un disco muy masivo favorece la formación de sistemas planetarios con planetas gigantes.

Así, el radio característico y el exponente γ , que caracteriza el perfil del disco, son importantes debido a que indican como se distribuye la masa en el disco primordial. Un disco con un valor grande de a_c y pequeño γ , es más extendido y favorece la formación de núcleos más alejados de la estrella central, pero dado que la masa se distribuye a lo largo de un gran disco delgado, esto no permite la concentración de masa y por lo tanto la frecuencia de formación de planetas gigantes disminuye.

En la figura 4.41, cada punto representa un sistema planetario formado a partir de un disco con masa y radio característico M_d y a_c . Los sistemas planetarios análogos a nuestro Sistema Solar se grafican con puntos azules, los sistemas Júpiter-caliente son los rojos y los sistemas rocosos son los pequeños puntos grises. Cada fila de la figura muestra una serie de gráficos que son resultado de las simulaciones realizadas con diferentes valores de γ , siendo en la primera fila $\gamma = 0,5$, en la segunda $\gamma = 1$ y en la tercera $\gamma = 1,5$. Por otro lado, las diferentes columnas representan las simulaciones realizadas con diferentes tasas de migración, siendo la primera columna la que muestra los resultados hallados cuando no se considera la migración, en la segunda $c_{migI} = 0,01$, en la tercera $c_{migI} = 0,1$ y en la última se muestran los sistemas planetarios que resultaron cuando no se detiene la migración de tipo I ($c_{migI} = 1$).

De acuerdo con nuestros resultados, en el caso de un disco caracterizado por un perfil con exponente en la parte interna $\gamma = 0,5$ (primera fila de la figura), se necesita que el disco tenga una masa de al menos $0,06M_\odot$ para originar un sistema solar y su formación se ve favorecida cuando consideramos tasas de migración lentas. También notamos que en este caso de disco más bien chato, hay muy pocos sistemas Júpiter-calientes cuando consideramos bajas tasas de migración y esta población aumenta cuando consideramos tasas de migración más rápidas, pero aunque la tasa de migración sea rápida, también se necesita que el disco tenga una masa de al menos $0,1M_\odot$ para formar esta clase de sistemas. La excepción son los sistemas formados cuando la migración se retrasa 10 veces, en donde observamos algunos sistemas Júpiter-calientes formados a partir de un disco con baja masa. También hacemos notar que en general, la formación de sistemas Júpiter-caliente y solares, ocurre preferentemente para valores chicos del radio característico, lo que se debe a que pequeños valores de a_c permiten la concentración de gas y sólidos en una región más chica, favoreciendo la formación de planetas gigantes.

En la segunda fila mostramos los sistemas planetarios resultantes cuando se asume $\gamma = 1$. En este caso, el disco presenta una mayor concentración de gas y sólidos en la parte interna, que dan como resultado que los discos con masas mayores que $\sim 0,04M_\odot$ ya puedan formar sistemas solares y en donde no hay un valor de a_c preferencial para permitir la formación de estos sistemas. Se encuentra una población mayor de sistemas Júpiter calientes que en el caso de un disco más chato, aún cuando la migración no actúa, lo que implica que hay algunos discos que permiten la formación in-situ de planetas Júpiter-caliente, pero estos son una rara minoría.

Finalmente, en la última fila mostramos los sistemas planetarios formados cuando se considera un disco con perfil $\gamma = 1,5$. Estos discos presentan un exceso de gas y sólidos

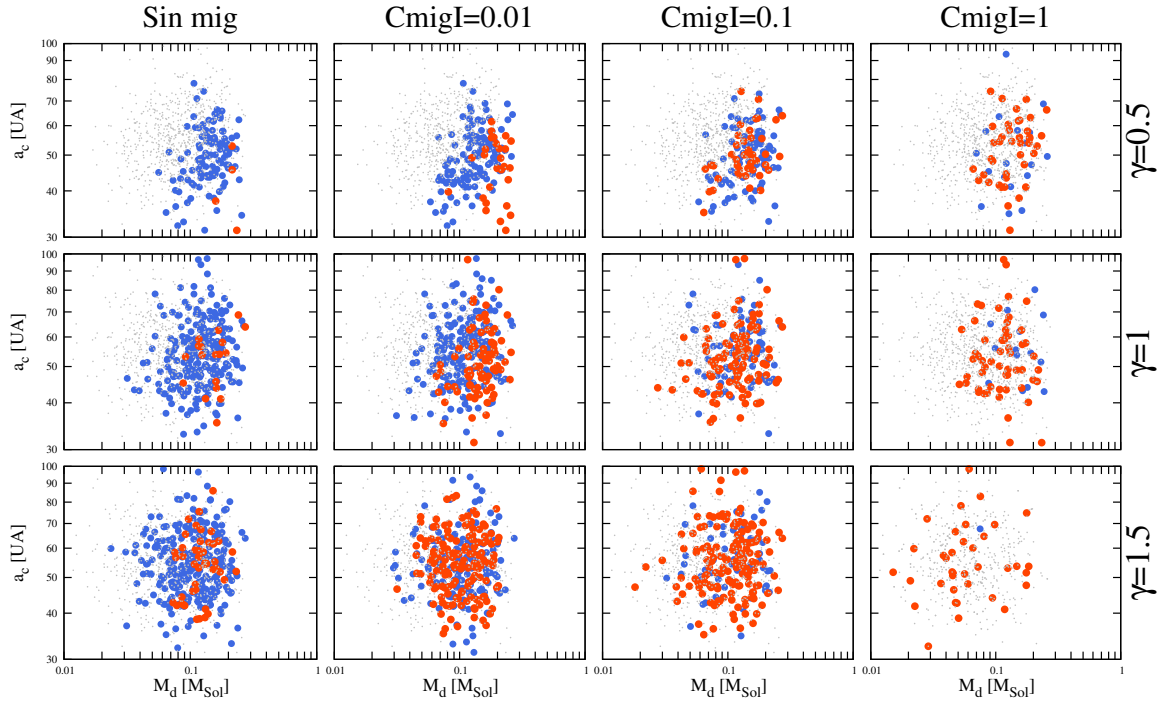


Figura 4.41: Masas y radios característicos de los discos que generan las distintas clases de sistemas planetarios. En la figura cada punto representa un sistema planetario, siendo los puntos de color azul los sistemas planetarios de la misma clase que nuestro Sistema Solar, los puntos rojos son los sistemas Júpiter-calientes y los pequeños puntos grises son los sistemas rocosos. Las filas de la figura muestran una serie de gráficos que resultan de las simulaciones realizadas con diferentes valores de γ , siendo en la primera columna $\gamma = 0,5$, en la segunda $\gamma = 1$ y en la tercera $\gamma = 1,5$. Por otro lado, las diferentes columnas representan las simulaciones realizadas con diferentes tasas de migración, siendo la primera columna los resultados hallados cuando no se considera la migración, en la segunda $c_{migI} = 0,01$, en la tercera $c_{migI} = 0,1$ y en la última se muestran los sistemas planetarios que resultaron cuando no se detiene la migración de tipo I ($c_{migI} = 1$).

en la parte interna, que permite la formación de sistemas Júpiter-caliente y solares aún para discos con masas iniciales de $M_d \sim 0,02M_\odot$ y para cualquier valor de a_c .

Metalicidad

Tanto los estudios espectroscópicos precisos, desviados hacia muestras estelares de alta metalicidad (Santos et al., 2004; Fischer & Valenti, 2005), así como los programas de búsqueda que monitorean estrellas con bajas metalicidades (Sozzetti et al., 2009), mostraron que las estrellas con planetas gigantes tienden a ser particularmente ricas en metales, en comparación con la media local de estrellas.

Hay dos mecanismos físicos propuestos para explicar esta correlación. Una posible explicación es que las nubes protoestelares con alta metalicidad, forman estrellas y discos con alta metalicidad, lo que genera una alta densidad superficial de sólidos, favoreciendo la formación de planetas gigantes. Alternativamente, también se propuso que la alta metalicidad observada en estas estrellas puede ser producto de la acreción de material sólido tardío y por lo tanto una alta metalicidad estelar no implica necesariamente que el disco inicial era rico en metales.

La mayoría de las evidencias sugiere que el exceso de metalicidad tiene un origen primordial (Pinsonneault et al., 2001; Santos et al., 2001; Sadakane et al., 2002; Santos et al., 2003) y por esta razón nosotros consideramos que una estrella de alta metalicidad implica que el disco también es rico en metales y por lo tanto el contenido metálico de la nebulosa primordial que da origen a la estrella y al sistema planetario es un parámetro clave para la formación de planetas gigantes y para determinar la arquitectura de los sistemas planetarios.

Ida y Lin (2004b) estudiaron a través de simulaciones numéricas realizadas con un modelo semi-analítico la formación de planetas gigantes en discos ricos en metales. Ellos encontraron que dado que la tasa de acreción de sólidos aumenta con la densidad superficial de sólidos en el disco, entonces la formación de planetas gigantes es favorecida en un ambiente rico en metales. Nuestros resultados apoyan esta idea, pero también ampliamos este estudio al rol de la metalicidad en la diversidad de sistemas planetarios.

En la figura 4.42 cada punto representa un sistema planetario, en donde los puntos azules son los sistemas solares, los rojos son los sistemas Júpiter-caliente y los pequeños puntos grises son los sistemas rocosos. En la figura, cada fila muestra diagramas M_d vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ resultado de las simulaciones realizadas con diferentes perfiles de disco ($\gamma = 0,5, 1$ y $1,5$) y en las distintas columnas mostramos los resultados de adoptar diferentes tasas de migración, siendo la primera columna la que muestra los resultados sin migración, en la columna dos $c_{migI} = 0,01$, en la tercer columna $c_{migI} = 0,1$ y en la última no retrasamos la migración.

Como vemos en las figuras, cuando $\gamma = 0,5$ (primera fila) se necesita un disco masivo y también una metalicidad de al menos $-0,2$ para formar sistemas solares y la metalicidad tiene que ser mayor que $-0,1$ para permitir la formación de sistemas Júpiter

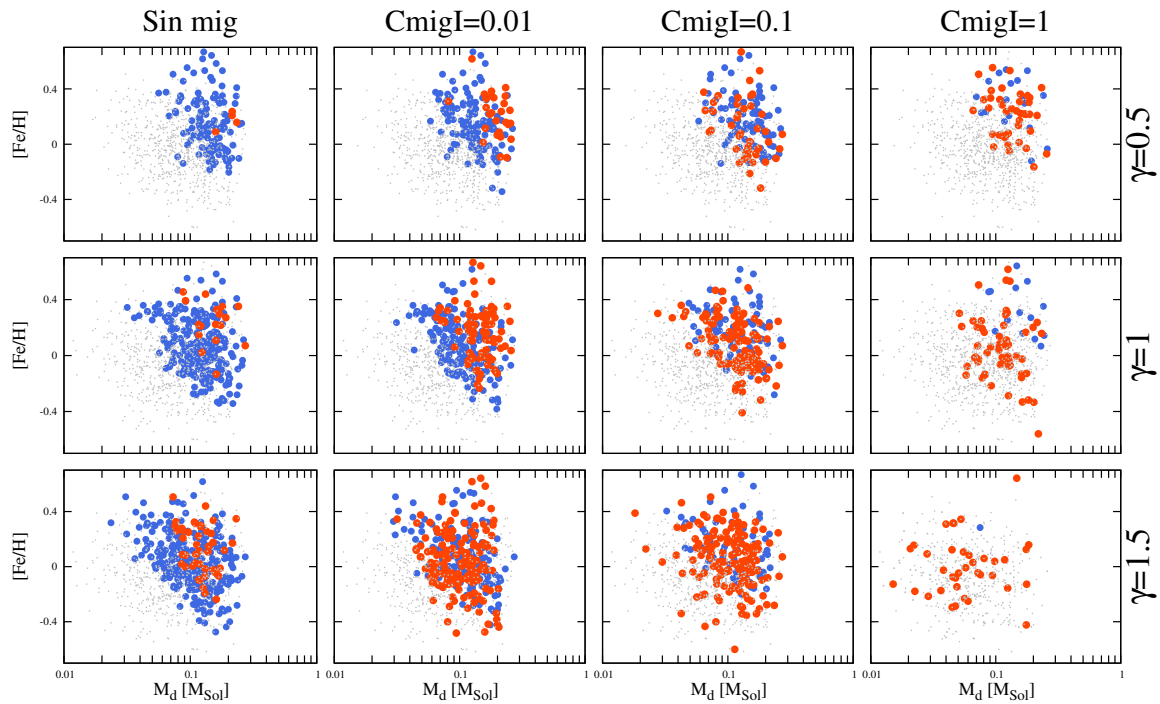


Figura 4.42: Los sistemas planetarios que resultan de discos con una cierta masa y metalicidad se grafican en las figuras. Los puntos azules son los sistemas solares, los puntos rojos son los sistemas Júpiter-calientes y los puntos grises más pequeños son los sistemas rocosos. Las diferentes columnas son los resultados de las simulaciones con diferentes tasas de migración: la primera columna muestra los resultados cuando en las simulaciones no se consideró la migración planetaria, la segunda columna muestra los resultados cuando se adoptó una tasa de migración retrasada 100 veces, en la tercera se asumió $c_{migI} = 0,1$ y en la última $c_{migI} = 1$. Las filas muestran los resultados de las simulaciones realizadas con distintos perfiles de densidad. Luego los resultados hallados con $\gamma = 0,5$ se muestran en la fila uno, cuando se adopta $\gamma = 1$ encontramos los resultados de la segunda fila y en la última γ es igual a 1,5.

calientes. Luego vemos que un disco con mucha masa no es condición suficiente para la generación de sistemas planetarios con planetas gigantes, también se necesita tener una alta metalicidad. En la figura vemos que existen sistemas planetarios generados a partir de discos muy masivos, pero al estar caracterizados por una baja metalicidad, no pudieron formar planetas gigantes y permanecieron como sistemas rocosos.

Cuando $\gamma = 1$, el perfil de densidad es más empinado que en el caso anterior, lo que permite la formación de sistemas solares y Júpiter-calientes en discos con metalicidades más bajas. En este caso, el límite inferior para la formación de sistemas solares es una metalicidad de al menos $-0,5$ y la formación de sistemas Júpiter-caliente necesita de discos con $[Fe/H] \geq -0,4$.

Finalmente en el último caso, cuando $\gamma = 1,5$, la densidad superficial del disco es la más empinada, lo que lleva a una sobreabundancia de sólidos en la parte interna del disco, que permite la formación de sistemas Júpiter-caliente aún con metalicidades $-0,5$, mientras que el límite inferior para formar sistemas solares es de $-0,6$.

Un resultado general es que la mayoría de los discos con baja metalicidad originan sistemas rocosos independientemente de la masa del disco. Este resultado está de acuerdo con los resultados espectroscópicos hallados por Santos et al. (2003) y también concuerda con los programas de búsqueda en estrellas de baja metalicidad, los cuales no encontraron planetas gigantes orbitando estas estrellas (Sozzetti et al., 2009). También notamos que cuanto mayor es el valor de γ , menor es la metalicidad necesaria para dar origen a sistemas con planetas gigantes, por lo tanto un perfil de disco caracterizado por $\gamma < 1,5$ está en mejor acuerdo con los resultados observacionales.

La disipación del disco gaseoso

La pérdida de la componente gaseosa de los discos protoplanetarios se debe a una combinación de la acreción hacia la estrella central, la fotoevaporización y el escape del gas nebular como resultado de la iluminación por una fuente de radiación ionizante externa. De acuerdo con las observaciones en discos protoplanetarios, las escalas de tiempo para la disipación del disco gaseoso están entre 1 y 10 millones de años (Haisch et al., 2001; Hillenbrand, 2005). Esta escala de tiempo es un parámetro clave para la formación de sistemas planetarios dado que establece un límite para la formación de planetas gigantes, afecta el medio ambiente para la formación de planetas terrestres y determina la tasa de migración planetaria.

La figura 4.43 muestra la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso vs. la masa inicial del disco para todos los sistemas planetarios formados, donde los puntos azules representan a los sistemas solares, los puntos rojos son los sistemas Júpiter-calientes y los pequeños puntos grises son los sistemas rocosos. En la figura, las diferentes filas muestran los resultados de las simulaciones que se realizan con diferentes perfiles de disco: en la fila uno $\gamma = 0,5$, en la fila dos $\gamma = 1$ y en la fila tres $\gamma = 1,5$. Las diferentes columnas muestran los resultados cuando se adoptan distintas tasas de migración, en

la primera columna no consideramos la migración, en la segunda columna se adopta $c_{migI} = 0,01$, en la tercer columna usamos $c_{migI} = 0,1$ y en la última, $c_{migI} = 1$.

Cuando el perfil de densidad es $\gamma = 0,5$ (primera fila), no hay acumulación de material en el disco, lo que lleva a un crecimiento más lento y la tasa de disipación de gas es importante para determinar la arquitectura del sistema planetario. Como resultado, notamos que un disco de baja masa combinado con una rápida disipación del gas lleva a originar sistemas rocosos. Por otro lado, un disco de gran masa combinado con una lenta disipación del disco gaseoso lleva a la generación de sistemas Júpiter-caliente, resultado que concuerda con los encontrados previamente por Thommes et al. (2008).

Cuando $\gamma = 1$ y $\gamma = 1,5$, la densidad superficial es más empinada, y como resultado el material se acumula en el disco interno, favoreciendo la rápida formación y migración de los planetas gigantes. Por lo tanto, en este caso de formación rápida, la disipación del disco gaseoso no es un factor relevante para determinar la arquitectura de los sistemas planetarios.

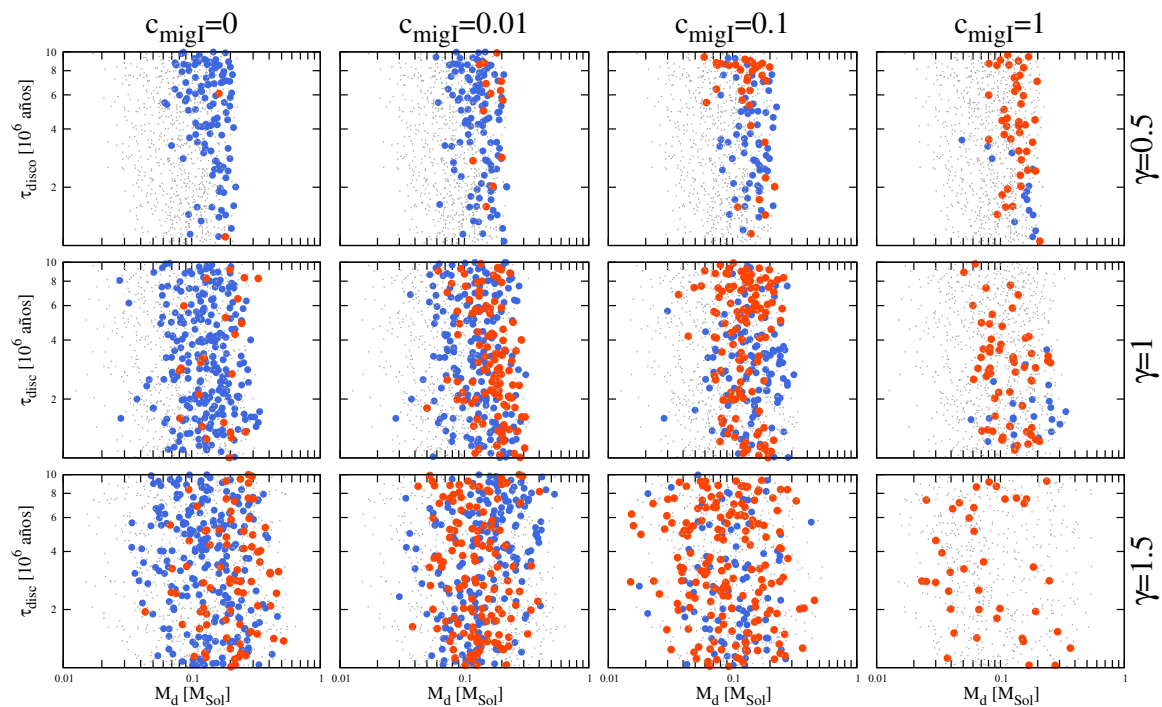


Figura 4.43: Escala de tiempo de disipación del disco gaseoso vs. la masa total del disco para todos los sistemas planetarios formados en las distintas simulaciones realizadas. En este gráfico los puntos azules son los sistemas solares, los puntos rojos son los sistemas Júpiter-caliente y los grises son los sistemas rocosos. Las filas muestran los resultados cuando se consideran diferentes perfiles de disco, siendo $\gamma = 0,5$ en la primera fila, $\gamma = 1$ en la segunda fila y $\gamma = 1,5$ en la última. Las columnas muestran los resultados cuando se consideran diferentes tasas de migración (sin migración, $c_{migI} = 0,01, 0,1$ y 1).

Capítulo 5

Resumen y conclusiones

A lo largo de esta tesis desarrollamos un modelo para representar la formación de sistemas planetarios. Nuestro modelo está basado en la teoría de inestabilidad del núcleo para representar la formación de los planetas gigantes y en donde adoptamos el régimen de crecimiento oligárquico (Ida & Makino, 1993; Kokubo & Ida, 1998) como condición inicial para el crecimiento de los embriones planetarios, analizando la formación de los sistemas planetarios durante los 20 millones de años que siguen al comienzo de este régimen de crecimiento.

En un comienzo, nos basamos en el trabajo de Ida y Lin (2004a) y fuimos perfeccionando el modelo en las distintas partes de esta tesis, de forma tal que el modelo inicial que permitía la formación de un único planeta por disco, evolucionó para considerar la formación simultánea de varios embriones, lo que nos permitió formar sistemas planetarios de múltiples planetas. El hecho de que varios embriones estén creciendo en el mismo disco tiene una enorme influencia en diversos aspectos del proceso de formación, ya sea porque acota la cantidad de sólidos y gas disponible para el crecimiento de los embriones, porque permite los encuentros cercanos o incluso violentas colisiones entre los protoplanetas, constituyendo otra potencial fuente de crecimiento para los mismos, o porque es de vital importancia para analizar la dinámica del disco de planetesimales (Adachi et al., 1976).

Para modelar la acreción del núcleo sólido tuvimos en cuenta la evolución de las excentricidades e inclinaciones medias cuadráticas del conjunto de planetesimales en el cálculo de la tasa de acreción (Thommes et al., 2003). Sumado a esto, también consideramos el efecto de aumento de la sección eficaz de colisión debido al efecto de drag causado en los planetesimales por la presencia de una envoltura gaseosa asociada al embrión en crecimiento (Chambers, 2006).

Para aquellos núcleos que alcanzan una cierta masa crítica (Ikoma et al., 2000), comienza el proceso de acreción gaseosa. Para modelar este proceso, ajustamos una ley de potencias a los resultados obtenidos por Fortier et al. (2007, 2009), obteniendo un modelo simple, que no agrega demasiada complejidad a nuestro código y nos permite

representar la formación de planetas gigantes de acuerdo con un modelo auto-consistente desarrollado para interpretar su formación.

Los discos de gas y sólidos no son invariantes, sino que evolucionan en el tiempo. El disco de gas se disipa debido a una combinación de efectos, que tienen que ver con la acreción hacia la estrella central (Hartmann et al., 1998) y la fotoevaporización debida a la propia estrella o a una fuente externa (Hollenbach et al., 1994; Clarke et al., 2001). Las escalas de tiempo de disipación van entre 1 y 10 millones de años de acuerdo con las observaciones (Haisch et al., 2001; Hillenbrand, 2005). Nosotros adoptamos un modelo simple que representa este decaimiento con una exponencial, en donde la escala de tiempo de disipación varía entre 1 y 10 millones de años. Por otro lado, el disco de sólidos se vacía debido a la acreción de los embriones y también debido al efecto de arrastre del gas, que ocasiona una caída de los planetesimales hacia la estrella central.

Para modelar la colisión entre embriones, asumimos que dos embriones que se encuentran a una distancia menor que 3,5 radios de Hill mutuos van a impactar, adoptando dos escenarios posibles como resultado de la colisión: 1) luego del impacto, los embriones se fusionan y 2) si ambos embriones poseen gas, este se pierde y el resultado es un núcleo de masa igual a la suma de las masas sólidas de los embriones que impactaron, mientras que si uno tiene gas y el otro no, el resultado es la suma de las masas totales. Este modelo de acreción perfecta entre los embriones puede llevar a la generación de embriones que roten muy rápidamente y adquieran una aceleración mayor que la que los mantiene unidos, ocasionando la fragmentación del protoplaneta. Tuvimos en cuenta este límite de estabilidad, que trae cambios en el diagrama de masas y semiejes de planetas terrestres.

La acreción de una gran cantidad de planetesimales durante la formación genera una componente del momento angular de espín denominada “componente ordenada” (Dones & Tremaine, 1993), que se agrega al momento angular adquirido en las colisiones. Así, el momento angular total de espín será una combinación de ambos efectos, lo que está considerado en nuestro modelo.

Los planetas acretan sólidos hasta que agotan todos los disponibles en su zona de alimentación y adquieren gas hasta que alcanzan su masa aislada o hasta que el gas remanente en el disco sea 100 veces menor que el disco inicial.

Dado que los embriones planetarios están inmersos en un disco gaseoso, la interacción entre un embrión y el disco de gas lleva a un intercambio de momento angular, ocasionando la migración orbital de los embriones. En nuestro modelo, consideramos la migración de tipo I (Tanaka et al., 2002), cuyos protagonistas son los embriones de baja masa y la migración de tipo II (Lin et al., 1996), para aquellos embriones con la masa suficiente como para abrir una brecha en el disco. Las tasas de migración de tipo I son demasiado rápidas y ocasionan una caída de los planetas hacia la estrella central antes de que puedan formarse. Con el fin de evitar este inconveniente, se presentaron varios trabajos en los últimos años que introducen efectos para retrasar la tasa de migración de tipo I. Nosotros introducimos un factor c_{migI} en nuestro modelo, con el fin de retrasar

la migración, sin agregar un mayor grado de complejidad al código numérico.

La migración de un planeta gigante hacia la estrella central puede perturbar a los embriones más pequeños que encuentre a su paso, es por eso que en algunas simulaciones también consideramos que los embriones más chicos tienen el 71 % de posibilidades de sobrevivir el paso del gigante (Fogg & Nelson, 2007), aunque estas simulaciones no trajeron cambios significativos en la población encontrada.

Nuestro modelo está basado en el modelo de inestabilidad del núcleo y por lo tanto, la distribución de masa en el disco protoplanetario es de esencial importancia, dado que determina el número y ubicación de los planetas, definiendo la arquitectura del sistema planetario resultante. Por este motivo, en las últimas etapas de nuestro estudio, introducimos una importante mejora que consiste en adoptar un modelo más realista para representar a la nebulosa primordial, la que juega un papel fundamental en la formación de un sistema planetario. Nuestro modelo se basa en los resultados de las últimas observaciones realizadas en discos protoplanetarios (Andrews et al., 2009; Isella et al., 2009). En este modelo, el perfil de densidad superficial adoptado tiene la forma de las soluciones de similaridad para un disco de acreción viscoso (Hartmann et al., 1998) y está caracterizado por una ley de potencias en la parte interna del disco y un decaimiento exponencial para la parte externa, el cual tiene muchas ventajas, una de las cuales es que no necesitamos introducir un corte arbitrario en el disco para que la masa sea finita.

Nuestro objetivo consistió en utilizar este modelo para generar una gran población de sistemas planetarios artificiales, originados a partir de condiciones iniciales tomadas de las más recientes observaciones en discos protoplanetarios y que reproduzcan la muestra de sistemas planetarios extrasolares observados, de forma tal de establecer cotas y criterios a las teorías de formación planetaria. De esta manera, tendremos una mayor comprensión del proceso de formación de sistemas planetarios que estará bien representado por nuestro modelo de formación, permitiéndonos hacer predicciones acerca las características fundamentales de los sistemas planetarios, de forma tal de optimizar las búsquedas y el desarrollo y mejoras en la instrumentación, así como nuestro conocimiento del Universo y nuestro lugar en el mismo.

Con este fin, realizamos una serie de simulaciones numéricas y analizamos los resultados de forma estadística. En cada simulación generamos 1000 sistemas planetarios, cuyas condiciones iniciales (masa y el tamaño del disco, metalicidad, masa de la estrella central y escala de tiempo de la disipación del disco gaseoso) se toman al azar a partir de distribuciones generadas de acuerdo a los más recientes datos observacionales. Cada sistema evoluciona durante 10 millones de años en la primera parte del estudio y 20 millones en el resto de nuestro trabajo. En cada simulación variamos diferentes parámetros clave, con el fin de conocer su rol en la distribución de exoplanetas encontrados y hallar los parámetros que nos permitan reproducir la población observada.

En un principio, analizamos las consecuencias de asumir diferentes tasas de acreción

de gas y sólidos en la distribución de masas alcanzadas por los planetas. Nuestros resultados muestran que la tasa de acreción de gas que adoptamos es menos empinada que la utilizada en el modelo de contracción de Kelvin-Helmholtz adoptado por Ida y Lin (2004a). Como consecuencia, el proceso de acreción de gas fuera de control comienza cuando los núcleos alcanzan una masa mayor, lo que modifica la ubicación del desierto planetario. Esta región o desierto, es consecuencia del rápido crecimiento de los embriones, que se refleja en un hueco en la distribución de masas de los planetas, ubicado entre 10 y $100 M_{\oplus}$ para Ida y Lin (2004a), mientras que nosotros encontramos que esta región se trasladó más allá de $100 M_{\oplus}$. Por lo tanto, una de nuestras conclusiones es que la distribución de masas encontrada es fuertemente dependiente del modelo de acreción de gas considerado.

Al introducir no solo la formación de varios núcleos sino la evolución orbital de los embriones, fuimos capaces de analizar la distribución de masas y semiejes de los planetas generados. De esta manera, consideramos diferentes tasas de acreción de gas, pero también exploramos diferentes tasas de migración, siendo uno de nuestros principales resultados, mostrar la importancia de estos dos efectos en dicha distribución, principalmente debido a los efectos de la migración de tipo I. Los límites del desierto planetario se ensancharon debido a la rápida migración de los embriones que no alcanzan la masa suficiente como para abrir una brecha en el disco.

La generación de planetas en la zona habitable es también un tema de profundo interés y por lo tanto exploramos las mejores condiciones para la formación de estos planetas. La zona habitable es la región en la cual un planeta del tipo terrestre puede mantener agua en estado líquido en su superficie. Un resultado particularmente interesante es que se genera una mayor población de planetas habitables cuando la tasa de acreción de gas y la migración de tipo I son más lentas, lo que a su vez hace que disminuya la generación de planetas gigantes más allá de la línea de hielo.

Nuestras simulaciones generan sistemas planetarios de múltiples planetas, donde el número final de planetas formados en cada disco es resultado de la evolución del sistema planetario en conjunto. Nosotros mostramos que este número final de planetas es fuertemente dependiente de la masa inicial del disco así como de la tasa de migración de tipo I considerada. Cuando analizamos el número de planetas respecto de la tasa de migración, encontramos que existe una ausencia de sistemas planetarios con un número intermedio de planetas cuando asumimos que la tasa de migración es muy rápida y vemos que esta distribución se vuelve más uniforme a medida que se retrasa un poco esta migración. Por otro lado, observamos que aquellos discos que inicialmente tienen poca masa, formarán sistemas planetarios con muchos planetas pequeños, mientras que los discos más masivos forman sistemas planetarios con pocos planetas gigantes al final de la simulación, pero el rango de masas que corresponde al número final de planetas encontrados depende de la velocidad de migración. Cuando la migración es rápida, discos con baja masa son capaces de formar sistemas planetarios con pocos planetas, mientras que al disminuir la velocidad de migración observamos que solo los discos de gran masa pueden formar este

tipo de sistemas planetarios.

También analizamos los tipos de planetas que encontramos en cada disco y encontramos que los sistemas planetarios que tienen muchos planetas, tienen solo planetas terrestres, pero cuando miramos los sistemas con pocos planetas, observamos que el tipo de planetas formados varía de acuerdo con la migración de tipo I considerada. Cuando la migración es muy rápida, la mayoría de los sistemas tiene planetas terrestres, mientras que regímenes de migración más lenta permiten que los planetas crezcan más y sean gigantes. La población de planetas gigantes con poco gas es baja en todas las simulaciones y no es muy afectada por la tasa de migración adoptada.

En el proceso de formación planetaria los protoplanetas chocan unos con otros para formar planetas. Las colisiones entre los embriones planetarios representan una importante fuente de crecimiento que es analizada en nuestro estudio. Dado que se conoce muy poco acerca de los impactos entre planetas gigantes, analizamos los resultados de las colisiones entre planetas terrestres únicamente, explorando cuáles son los efectos producidos por los impactos sufridos durante su formación. De acuerdo con nuestros resultados, la mayoría de los planetas sufre menos de 5 impactos durante los primeros 20 millones de años, lo que indica que los espines primordiales de los planetas quedan determinados por algunos pocos impactos sufridos durante la acreción.

Prestamos especial atención al estado final del espín, tanto en las oblicuidades como en los períodos de rotación. Encontramos que la distribución de oblicuidades puede ser representada por una distribución isotrópica, resultado que confirma los obtenidos por otros autores (Agnor et al., 1999; Kokubo & Ida, 2007) y es independiente de la masa del planeta. Es decir que un planeta puede rotar en sentido directo o indirecto independientemente de su masa. Este hecho está en marcado contraste con los planetas en nuestro sistema solar, cuyos ejes de rotación están más o menos perpendiculares a sus planos orbitales (con excepción de Venus). Sin embargo, el eje de rotación de los planetas terrestres depende en gran medida las perturbaciones gravitatorias entre ellos, que crean una gran zona caótica para su oblicuidad. De esta manera, todas las oblicuidades de los planetas terrestres podrían haber experimentado grandes variaciones a lo largo de su historia y no pueden ser consideradas como primordiales (ver por ejemplo Laskar & Robutel, 1993). Así, el hecho de que los planetas terrestres en nuestro Sistema Solar presenten oblicuidades $\sim 0^\circ$ no indica necesariamente un problema con nuestro modelo. Deben tenerse en cuenta otros estudios para explicar la oblicuidades actuales de los planetas terrestres.

En cuanto a los períodos de rotación, encontramos que los períodos primordiales de los planetas terrestres dependen de su semieje mayor, es decir, de la región en la cual los embriones se forman y evolucionan. Por un lado, encontramos una pequeña población de planetas con períodos de rotación muy chicos (menores que $\sim 0,5$ horas), los cuales son planetas muy raros que están al borde de la inestabilidad. Por otro lado, hay una gran población de embriones con períodos de rotación de hasta $\simeq 10000$ horas. Estos rotadores lentos, probablemente adquirieron su período de rotación debido únicamente

a la acreción de planetesimales, mientras que los rotadores rápidos tuvieron que sufrir al menos una colisión para adquirir ese espín. Un resultado de particular importancia es que encontramos una población grande de planetas con las características de los planetas terrestres de nuestro Sistema Solar, y de acuerdo con nuestros resultados, estos planetas no adquirieron su período de rotación debido a la acreción de planetesimales únicamente, sino durante uno o más impactos sufridos durante su formación.

El diagrama de masas y semiejes también se ve afectado cuando se consideran las colisiones entre los embriones. Lo que se observa es que hay una menor cantidad de planetas cuando tenemos en cuenta las colisiones, debido a que muchas veces, los planetas adquieren una aceleración debido a la rotación demasiado rápida como para que el planeta pueda permanecer unido y se fragmenta. Es decir, que el efecto de la estabilidad debido a las colisiones afecta a la población de planetas terrestres generada y por lo tanto, es un efecto que debe tenerse en cuenta cuando hay planetas rocosos involucrados en el estudio.

El perfil de densidad superficial del disco tiene un papel fundamental en la formación de los planetas gigantes y, por tanto, en la formación del sistema planetario. Con el fin de obtener una clara comprensión de cuáles son las condiciones iniciales que permitieron la formación de los exoplanetas observados y los planetas gigantes de nuestro Sistema Solar, exploramos diferentes modelos para representar la estructura de la nebulosa protoplanetaria inicial. Siguiendo a las últimas observaciones en discos protoplanetarios, adoptamos diferentes valores para el exponente que caracteriza la parte interna en el perfil de disco. Adoptamos que este exponente, γ , puede tomar los valores $\gamma = 0,5$, $\gamma = 1$ y $\gamma = 1,5$, analizando en cada caso cuales son las consecuencias de adoptar diferentes perfiles en la formación de planetas gigantes y cuál de estos reproduce mejor la población observada. También adoptamos diferentes masas y tamaños característicos iniciales para los discos, basados en las observaciones realizadas por Andrews et al. (2009) e Isella et al. (2009).

Nuestros resultados muestran que tanto la población de planetas extrasolares observada, como Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno, pueden ser originados cuando se asume una migración lenta, retrasada entre 100 y 10 veces y a partir de un disco inicial con perfil caracterizado por un exponente $\gamma = 1$ en la parte interna, que representa un perfil más suave que el caso más similar al modelo de la nebulosa solar de masa mínima de Hayashi (1981). Debemos tener en cuenta que el parámetro adoptado para retrasar la migración de tipo I, depende fuertemente de las características del disco y debería tomarse de una distribución de valores y no, ser un único parámetro invariante, como el que consideramos en nuestro estudio. Por lo tanto se necesita tener una mejor comprensión de los factores que contribuyen retrasando la migración para tener una mejor representación del proceso de formación planetaria.

El conjunto de los sistemas planetarios de múltiples planetas descubiertos hasta ahora orbitando estrellas solitarias, presenta una gran diversidad de arquitecturas que son producto del proceso de formación y reflejan el medio ambiente de nacimiento de estos

sistemas. Para estudiarlos, introducimos una clasificación de sistemas planetarios, basada en la posición de los planetas gigantes relativa a la estrella central y caracterizamos cada clase explorando cómo es que reflejan el disco en el que nacieron, analizando la importancia de factores clave como la masa del disco, la metalicidad de la estrella central, la escala de tiempo de disipación del disco gaseoso y la tasa de migración planetaria. Mostramos las principales características de cada clase y el número de planetas gigantes que esperamos encontrar en cada una, así como el número de planetas terrestres que esperamos encontrar en los sistemas rocosos. También analizamos cuál es el mejor medio ambiente para la formación de planetas terrestres potencialmente habitables y en que clase se ve favorecida su formación y desarrollo.

Uno de los resultados clave que encontramos, es que en todos los casos analizados siempre la amplia mayoría de los sistemas planetarios originados son sistemas que contienen únicamente planetas rocosos, siendo estos los únicos sistemas que se forman cuando se consideran discos con bajas metalicidades, resultado que concuerda con los datos observacionales (Sozzetti et al., 2009). La formación de los sistemas rocosos se ve favorecida cuando se tienen discos con poca masa inicial, combinado con una rápida disipación del disco gaseoso, resultado que concuerda con las estimaciones realizadas por Thommes et al. (2008). El número final de embriones por sistema planetario rocoso es fuertemente dependiente del perfil de disco así como de la tasa de migración de tipo I adoptada.

Encontramos una gran cantidad de sistemas planetarios de la misma clase que nuestro Sistema Solar, los cuales se forman preferentemente en discos masivos, en un medio ambiente de alta metalicidad y donde el exponente que define la densidad superficial de gas y sólidos en el disco es pequeño. Sumado a esto, también se necesita que la tasa de migración adoptada no sea demasiado rápida, para evitar que los planetas sean empujados hacia la estrella central. Nosotros encontramos sistemas solares con más de un planeta gigante, incluso con tres, pero la mayoría alberga un único planeta con masa mayor que $15 M_{\oplus}$.

El perfil de disco caracterizado por $\gamma = 1,5$ es el perfil más empinado que consideramos en nuestro estudio, el cual se caracteriza por un exceso de sólidos en la parte interna del disco y un déficit en las regiones externas. Esta acumulación de sólidos en la región interior, favorece la formación de sistemas con planetas Júpiter-calientes, los que se forman preferentemente en discos muy masivos combinados con una lenta disipación del gas y un alto contenido metálico. También se necesita tener una migración rápida para formar estos sistemas. Nuestros resultados muestran que la mayoría de los sistemas Júpiter-calientes están compuestos por un único planeta gigante, lo que es también una tendencia de los datos observacionales actuales (Wright et al., 2009).

No encontramos ningún sistema planetario con planetas gigantes en las regiones exteriores del disco ($a > 30 UA$), lo que es una consecuencia directa del escenario que asumimos para la formación de los planetas gigantes.

También analizamos cuál es el medio ambiente más favorable para la formación de

planetas rocosos, potencialmente habitables y encontramos que estos se forman preferentemente en sistemas solares y también en sistemas rocosos, que constituyen el mejor medio ambiente para el desarrollo de estos planetas.

Apéndice A

Programa

Dado que una parte fundamental de nuestro trabajo en esta tesis fue el desarrollo de un programa que compute la formación de sistemas planetarios, en este apéndice adjuntamos la versión final del mismo. Debe tenerse en cuenta que este es el último programa utilizado y por lo tanto la primera parte de nuestros resultados fueron obtenidos con una versión mucho más simple.

```
c =====
c =====
c program FormandoMundos
c =====
c Realizado por: Yamila Miguel y Adrian Brunini entre 2006-2010
c Universidad Nacional de La Plata
c =====
c =====
c implicit real*8(a-h,o-z)
c real*8 metal,qest
c integer disipa,co,na,nn, ncol(100000)
c dimension emepla(100000),a(100000),erreh(100000),wcrit(100000)
c dimension sigmap(100000),indgas(100000),realo(100000)
c dimension emeiso(100000),emedot_crit(100000),w(100000)
c dimension emegas(100000),rplanet(100000),prot(100000),ele(3)
c dimension in(100000),eleang(100000,3),ele1(3),ele2(3),obli(100000)
c dimension bb(100000),ele3(3)
c =====
c common/pasar/ro_ice,r_med,g,dt,pi,emesol,uacm,yearsec
c 1 ,det,c1
c common/pla/emepla,b,erreh,s,amin,emestar
c =====
c Algunos parametros fijos a lo largo de la simulacion
c =====
c alfa=1.d-3 ! alfa de Shakura-Sunyaev (parametro adimensional que caracteriza a la viscosidad)
c disipa= 0 ! si disipa= 0, cuando chocan 2 embriones
```

```

c   la atmosfera se conserva. si disipa= 1 la atmosfera se pierde
r_min=1.d4           ! radio del planetesimal mas pequeño
r_max=1.d7           ! radio del planetesimal mas grande
wra=2.5              ! valor absoluto del indice de distribu-
c   cion de radios debe ser >2
ro_ice=1.5d0         ! densidad de los planetesimales mas alla
c   de la linea de hielo
ro_ro= 3.d0          ! idem pero para los que estan mas cerca
c   de la linea de hielo
b=10.d0              ! separacion entre embriones oligarcas
superpos= 3.5d0      ! superposicion de la zona de alimentacion
c   =====
c   Algunas constantes de paso de integracion y tiempos del programa
c   =====
nsal=100              ! espaciado nsal*dt de las salidas
tfin=2.d7             ! tiempo de la simulacion
dt=100.d0             ! paso de tiempo en años
c   =====
c   =====
nplanetas=1000       ! número de sistemas planetarios que originamos
c   =====
c   =====
c   Apertura de archivos de entrada y salida de datos
c   =====
open(333,file="sistemas-gama-1-migIyII.sal") !archivo de salida
open(50,file="taugas.dat") !lectura de valores del tau_disco
open(70,file="metal-normal.dat") !lectura de las metalicidades
open(30,file="discos-estables-gama1.dat")!lectura de la masa y radio
c   caracteristico del disco, masa de la estrella y factor de Toomre
c   para los discos que resultaron ser estables
c   =====
c   Cantidades auxiliares y constantes
c   =====
vluz=3.d10           ! velocidad de la luz(cm/seg)
cappa=4.d0           ! opacidad media de la atmosfera
pesomol=2.8d0        ! peso molecular del gas de la atmosfera
pi=4.d0*datan(1.d0)
uacm=1.5d13          ! cantidad de cm en una UA
yearsec=365.d0*86400.d0 ! cantidad de segundos en un año
emesol=2.d33         ! masa del Sol en gr
emet=5.67d27         ! masa de la Tierra en gr
g=6.672d-8           ! constante de gravitacion en cgs
ctpi=4.18879d0       ! =(4/3)*pi
c   -----
c   calculo del radio medio de los planetesimales
eme_min=4.d0*pi*ro_ice*r_min**3/3.d0
eme_max=4.d0*pi*ro_ice*r_max**3/3.d0
x1=4.d0-wra          !radio minimo de la distribucion de plane-
c   tesimales

```

```

x2=wra-1.d0          !radio maximo de la distribucion de plane-
c tesimales
eme_med=(x2/x1)*((eme_max**x1)*(eme_min**x2))*0.333333
r_med=(3.d0*eme_med/4.d0*pi*ro_ice)**0.333333
c -----
acre_gas=7.5d-4*pesomol**4*vluz
enumber=dexp(1.d0)
cont=0.0
dseed=145301987.d0 !numero semilla

c =====
c =====
c Generacion de los planetas y el disco inicial
c =====
c =====
do ii=1, nplanetas
c lee la masa del disco, su radio caracteristico, la masa de la estre-
c lla y el factor de Toomre
  read(30,*)emed,rc,emestar,qest
c lee la metalicidad
  read(70,*)emetal
c inicializo algunos valores
  n=1
  t=1.d0
c lee la escala de tiempo de disipacion de la nebulosa
  read(50,*)taugas
  if(emestar.ge.0.5d0)then
    elestar= (emestar)**4.0 ! luminosidad de la estrella en
c funcion de la del Sol
    else
      elestar= (emestar)**2.8d0
    endif
c =====
c Defino como es el perfil del disco, vamos a usar perfiles caracte-
c rizados con un exponente en la parte interna de 0.5, 1 y 1.5
c =====
  gama=1.0d0          ! este puede ser 0.5 y 1.5 tambien
c =====
  amin=0.07d0*sqrt(elestar) ! limite interno del disco
  a(1)=amin
  rice= 2.7d0*emestar**2 ! linea de condensacion de los hielos
  emestar=emesol*emestar ! masa de la estrella en gramos
c -----
c Factores numericos varios usados mas adelante
c -----
  faktor=3.9*b**(2./5.)*dsqrt(g)*emestar**(1./6.)
  faktor=faktor/ro_ice**(9./15.)
  faktor=faktor/eme_med**(2./15.)
100 if(a(n).gt.rice)then

```

```

    fice=1.d0
    ropla=ro_ice      !densidad del planeta
  else
    fice=0.25d0
    ropla=ro_ro
  endif
  sigmag_0=emed*(2.0d0-gama)*emesol/(2.*pi*rc**2.*2.25d26) ! densi-
c  dad inicial de gas en g/cm2
c  -----
c  Calculo de la densidad de solidos
c  -----
    sigmad_0=0.0149*sigmag_0*10.**emetal
    sigmap(n)=sigmad_0*fice*(a(n)/rc)**(-gama)*
&    exp(-(a(n)/rc)**(2.-gama)) !densidad de solidos en g/cm2
c  -----
c  Calculo de amax, que es el a que contiene el 95% de la masa del
c  disco
c  -----
    amax=3.0d0**(1.0d0/(2.0d0-gama))*rc ! en UA
c  -----
    a_cm=a(n)*uacm      ! grilla en cm
    emepla(n)=eme_med*
&    sigmap(n)*pi*a_cm**2*b/(1.5d0*emestar)**0.333333
    emepla(n)=emepla(n)**(3.d0/5.d0) ! masa inicial del planeta, esta
c  es la necesaria para que comience el OG (Thommes et al-Ida & Makino)
    rplanet(n)=(emepla(n)/(ctpi*ropla))**0.3333333 !radio del planeta
c  en cm
    emegas(n)=0.d0      ! inicializo la masa de gas inicial del
c  planeta a 0
c  -----
c  momentos angulares iniciales de los planetas (inicialmente no rotan)
    eleang(n,1)=0.d0!componente x del planeta n
    eleang(n,2)=0.d0!Ly del planeta n
    eleang(n,3)=0.d0!Lz del palneta n
c  -----
    obli(n)=90.d0
    realo(n)=0.d0      ! oblicuidad inicial en grados
    ncol(n)=0          ! numero de colisiones sufridas, inicial-
c  mente es 0
    erreh(n)=a(n)*(emepla(n)/(3.d0*emestar))**0.33333333 ! radio de
c  hill del planeta en UA
    da=a(n)*b*(0.667d0*emepla(n)/emestar)**0.33333333 ! separacion
c  entre los embriones
    indgas(n)=0
    a(n+1)=a(n)+da
    n=n+1
    if(a(n).lt.amax)goto 100
    do i=1,n
      in(i)=i

```

```

        enddo

c =====
c =====
c Calculo de la acrecion planetaria
c =====
c =====

200   continue          ! lazo por paso de tiempo
      do lt=1,nsal
        det=dexp(t/taugas)
        do k=1,n
          i=in(k)

c -----
c Densidad volumetrica del gas en el plano medio del disco
      ro_0=8.33d-13*(emestar/emesol)**0.5*sigmag_0/rc**1.25*
&      (a(i)/rc)**(-gama-1.25)*exp(-(a(i)/rc)**(2-gama))*
&      elestar**0.125 ! esta es la inicial, en g/cm3
      rogas=ro_0/det ! esta es la que va quedando

c -----
c Probabilidad de eyeccion mas que de acrecion (Ida & Lin 2004)
c -----
      if(emegas(i).gt.0.d0)then
        x=(efe*1.4d0*(emestar/emepla(i))**(2./3.))**2
      else
        x=(rplanet(i)*emestar/(2.d0*emepla(i)*a(i)*uacm))**2
      endif
      if(x.gt.1.d0)x=1.d0
      if(x.lt.0.1d0)x=0.d0

c -----
      dmdt=faktor*sigmap(i)*rogas**(2./5.)*emepla(i)**(2./3.)
      dmdt=dmdt*yearsec/(a(i)*uacm)**(1./10.) ! masa acretada por
c año
c -----
c Aumento de la seccion eficaz si el planeta tiene al menos media masa
c terrestre de gas ligado, pero con un limite maximo de 100 veces
c (Chambers, 2006)
c -----
      rhc=1.d0
      if(emegas(i).gt.0.5d0)then
        rcoc=acre_gas*a(i)**1.5*yearsec*(emepla(i)/emestar)**2
        rcoc=(rcoc/(cappa*r*sigmap(i))**0.5 ! cociente de los
c radios**2
          if(rcoc.gt.rhc)rhc=rcoc
          if(rhc.gt.100.d0)rhc=100.d0 ! si el cociente es mayor
c que 100 stop
        endif
        dmdt=dmdt*rhc ! aumento en la tasa de acrecion por este
c efecto

```

```

        emedot_crit(i)=dmdt*1.d6/emet !coef para el calculo de la
c   masa critica
        dm=dmdt*dt          !en gr
        emepla(i)=emepla(i)+dm*x
        erreh(i)=a(i)*(emepla(i)/(3.d0*emestar))**0.3333333 ! nue-
c   vo radio de hill
        sigmap(i)=sigmap(i)-dm/(2.d0*pi*b*a(i)*erreh(i)*uacm**2) !
c   le resta a la densidad de solidos lo que ya comio el planeta
        rplanet(i)=rplanet(i)*(1.d0+dm*x/(3.*emepla(i))) ! nuevo
c   radio del planeta en cm
c   -----
c   Calculo el momento angular adquirido debido a la acrecion de plane-
c   tesimales en una masa equivalente a dm
        arriba=6.54d-7*ro_0**0.4*emestar**(1./6.)*
&         emepla(i)**(2./3.)
        abajo=ropla**(11./15.)*(a(i)*1.5d13)**(0.1)
        eleang(i,3)=eleang(i,3)+(arriba/abajo)*dm
c   -----
c   Calcula la masa maxima de gas que podria llegar a acretar,
c   calculando todo el gas que hay disponible a partir de este momento
c   (pues algo de gas ya se disipo).
        if(indgas(i).ne.1)then! xq la masa aislada se calcula una
c   sola vez
        rogas=rogas*taugas/(taugas-t)
        rogas=rogas*(1.d0-det/enumber)
        emeiso(i)=rogas*s*4*pi*b/
@         ((3.d0*emestar)**0.333333)
        emeiso(i)=emeiso(i)*(a(i)**1.25d0)*uacm*(a(i)*uacm)**2
        emeiso(i)=emeiso(i)**1.5
        endif
c   -----
c   Acrecion gaseosa
        em=emepla(i)/emet ! em es la masa en masas terrestres
        crit_gas=emecrit*emedot_crit(i)**0.25 ! masa critica
        if(em.gt.crit_gas.and.emepla(i).lt.emeiso(i))then
            indgas(i)=1
            tkh=8.352913363d10/em**4.889865 !ajuste 17/12/09
            tasa=em/tkh
c   -----
            if(tasa.lt.1.d-6)then
                em=em+tasa*dt
                emegas(i)=emegas(i)+tasa*dt
            else
                ! esto es porque no dejamos que acrete
c   mas de una masa terrestre por año
                em=em+dt*em/1.d6
                emegas(i)=emegas(i)+dt*em/1.d6
            endif
            emepla(i)=em*emet ! la masa vuelve a estar en gr

```

```

        endif
        erreh(i)=a(i)*(emepla(i)/(3.d0*emestar)**0.33333333
        if(sigmap(i).lt.1.d-20) sigmap(i)=0.d0
c -----
c calculo el w, wcrit y prot porque ahora adquieren L por acrecion de
c planetesimales
        w(i)=dsqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+eleang(i,3)**2)/
&          (0.4d0*emepla(i)*rplanet(i)**2)
        wcrit(i)=(g*emepla(i)/(rplanet(i)**3.))**0.5
        prot(i)=6.28d0/(w(i)*3600.d0)
        enddo

c =====
c =====
c Estabilidad debido a la rotacion adquirida. Si el planeta supera el
c wcrit, desaparece
c -----
        kk=1
777      if(kk.ne.n) then
            i=in(kk)
            if(w(i).gt.wcrit(i)) then
                if(emepla(i)/5.7d27.le.10.0d0.and.a(i).gt.0.d0) then
                    if(prot(i).lt.1.0d15) then
                        elemodulo=sqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+
&                                     eleang(i,3)**2)
                        endif
                    endif
                do k=i,n-1
                    j=in(k)
                    jm1=in(k+1)
                    emepla(j)=emepla(jm1)
                    a(j)=a(jm1)
                    erreh(j)=erreh(jm1)
                    sigmap(j)=sigmap(jm1)
                    emeiso(j)=emeiso(jm1)
                    emegas(j)=emegas(jm1)
                    rplanet(j)=rplanet(jm1)
                    eleang(j,1)=eleang(jm1,1)
                    eleang(j,2)=eleang(jm1,2)
                    eleang(j,3)=eleang(jm1,3)
                    prot(j)=prot(jm1)
                    obli(j)=obli(jm1)
                    realo(j)=realo(jm1)
                    wcrit(j)=wcrit(jm1)
                    w(j)=w(jm1)
                    ncol(j)=ncol(jm1)
                enddo
                n=n-1
                goto 777

```



```

        else
            kk=kk+1
            goto 777
        endif
    else
        i=in(n)
        if(w(i).gt.wcrit(i))then
            if(emepla(i)/5.7d27.1e.10.0d0.and.a(i).gt.0.d0)then
                if(prot(i).lt.1.0d15)then
                    elemodulo=sqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+
&                    eleang(i,3)**2)
                    endif
                endif
                n=n-1
            endif
        endif
    endif
c =====
c =====
c Analisis de posibles acreciones entre embriones
c =====
c =====
    do l=1,n-1
        i=in(l)
        im1=in(l+1)
        da=superpos*(erreh(i)+erreh(im1))
        if(da.gt.a(im1)-a(i))then
c -----
c Incluimos el calculo de la nueva oblicuidad despues de la colision
c -----
            a1=a(im1)*1.5d13
            a2=a(i)*1.5d13
            delta=a1-a2 ! separacion entre las orbitas
            eme2=emepla(i)-emegas(i)*emet
            eme1=emepla(im1)-emegas(im1)*emet
            rpla1=rplanet(im1)
            rpla2=rplanet(i)
            ele2(1)=eleang(i,1)
            ele2(2)=eleang(i,2)
            ele2(3)=eleang(i,3)
            ele1(1)=eleang(im1,1)
            ele1(2)=eleang(im1,2)
            ele1(3)=eleang(im1,3)
            call spin(dseed,eme1,eme2,rpla1,rpla2,a1,a2,delta,
&            ele1,ele2,ele,ar,cont,emestar)
            eme=eme2+eme1
            ncol(i)=ncol(i)+1
            rplanet(i)=rpla2*(eme/eme2)**0.333333
            emepla(i)=eme
            a(i)=ar/1.5d13

```

```

                erreh(i)=a(i)*(emepla(i)/(3.d0*emestar)**0.3333333
                sigmap(i)=(sigmap(i)+sigmap(im1))/2.d0
c      Una vez que ya se produjo el choque calculamos la oblicuidad con la
c      que queda el planeta resultante.
                eleang(i,1)=ele(1)
                eleang(i,2)=ele(2)
                eleang(i,3)=ele(3)
c      Escribe la oblicuidad en grados y el periodo de rotacion en horas
                dinercia=0.4d0*emepla(i)*rplanet(i)**2 ! momento de
c      inercia de una esfera
                w(i)=dsqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+
&                eleang(i,3)**2)/dinercia ! mod velocidad angular,
                wcrit(i)=(g*emepla(i)/(rplanet(i)**3.))**0.5 ! en 1/seg
                prot(i)=6.28d0/(w(i)*3600.d0) ! prot=2pi/(w.seg x hora),
c      me da el periodo de rotacion
                obli(i)=datan(eleang(i,3)/dsqrt(eleang(i,1)**2+
&                eleang(i,2)**2))*180.d0/3.1416 ! en grados
                realo(i)=90.0d0-obli(i) ! oblicuidad en grados
c      =====
c      Cambia los indices de los planetas que estan mas afuera
c      pues, como resultado de la acrecion de dos, hay un planeta menos
                do k=im1,n-1
                j=in(k)
                jm1=in(k+1)
                emepla(j)=emepla(jm1)
                a(j)=a(jm1)
                erreh(j)=erreh(jm1)
                sigmap(j)=sigmap(jm1)
                emeiso(j)=emeiso(jm1)
                emegas(j)=emegas(jm1)
                rplanet(j)=rplanet(jm1)
                eleang(j,1)=eleang(jm1,1)
                eleang(j,2)=eleang(jm1,2)
                eleang(j,3)=eleang(jm1,3)
                prot(j)=prot(jm1)
                obli(j)=obli(jm1)
                realo(j)=realo(jm1)
                wcrit(j)=wcrit(jm1)
                w(j)=w(jm1)
                ncol(j)=ncol(jm1)
                enddo
                n=n-1
c      -----
c      Ahora, si ademas el valor de w supera al wcrit, entonces el nuevo
c      planeta desaparece. Para hacerlo desaparecer cambiamos nuevamente
c      los indices de los planetas que siguen.
c      -----
                if(w(i).gt.wcrit(i))then
                if(emepla(i)/5.7d27.le.10.0d0.and.a(i).gt.0.d0)then

```

```

        if(prot(i).lt.1.0d15)then
            elemodulo=sqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+
&                eleang(i,3)**2)
            endif
        endif
    do k=i,n-1
        j=in(k)
        jm1=in(k+1)
        emepla(j)=emepla(jm1)
        a(j)=a(jm1)
        erreh(j)=erreh(jm1)
        sigmap(j)=sigmap(jm1)
        emeiso(j)=emeiso(jm1)
        emegas(j)=emegas(jm1)
        rplanet(j)=rplanet(jm1)
        eleang(j,1)=eleang(jm1,1)
        eleang(j,2)=eleang(jm1,2)
        eleang(j,3)=eleang(jm1,3)
        prot(j)=prot(jm1)
        obli(j)=obli(jm1)
        realo(j)=realo(jm1)
        wcrit(j)=wcrit(jm1)
        w(j)=w(jm1)
        ncol(j)=ncol(jm1)
    enddo
    n=n-1
endif
endif
enddo

c =====
c =====
c Migracion de planetesimales debido al drag con el gas nebular
c     call migra_planetes(n,a,sigmap,in)
c =====
c Migracion de planetas Tipo II debido la interaccion Planeta-Disco
c     rm=10.d0*dexp(0.4d0*t/taugas) !esta en UA
c     call migrar(n,a,rm,alfa,in,gama,rc,sigmag_0)
c =====
c Migracion Tipo I de planetas debido a efecto de marea con el disco
c     call migrarI(n,a,in,alfa,gama,rc,elestar,sigmag_0)
c =====
c Como los planetas pueden migrar y pasar mas adentro o mas afuera que
c otros, se puede armar lio en la busqueda de acrecion entre embri-
c ones. Para evitarlo se los indexa y se ordenan los indices in(i) por
c distancia a la estrella central
c     if(n.eq.1)goto 999
c     if(n.lt.1)goto 666
c     do k=1,n

```

```

        bb(k)=in(k)
        enddo
        call indexx(n,a,in)
999      continue
c -----
c Actualiza el tiempo
        t=t+dt
        enddo
        if(t.lt.tfin)goto 200
        do k=1,n
            i=in(k)
            elemodulo=sqrt(eleang(i,1)**2+eleang(i,2)**2+
&             eleang(i,3)**2)
            if(emepla(i)/5.7d27.le.10000.0d0.and.emepla(i)/5.7d27.gt.
&             0.05d0)then
                if(a(i).gt.0.0d0)then
                    write(333,600)a(i),emegas(i),emepla(i)/5.7d27,
&                    rc,amax,amin,n,ii,emetal,emed,sigmag_0,emestar
                endif
            endif
        enddo
        call flush(20)
666      continue
        enddo
600 format(d15.4,1x,d12.4,1x,d15.4,1x,d12.4,1x,d12.4,1x,d12.4,
&         1x,i4,1x,i4,1x,d15.4,1x,d12.4,1x,d12.4,
&         1x,d15.4)          ! formato del archivo de salida
        stop
        end

c =====
c =====
c =====
c Subrutinas
c =====
c =====
c =====
c Subrutina que calcula el cambio de momento angular l por la colision
c todas las unidades seran c.g.s.
c entra: dseed: numero semilla
c m1,m2: masas planetarias
c rpla1,rpla2: radios planetarios
c a1,a2: semiejes de los planetas
c delta: separacion entre los planetas
c l1,l2: vector momento angular de spin de los planetas
c sale l: vector momento angular del planeta resultante

        subroutine spin(dseed,eme1,eme2,rpla1,rpla2,a1,a2,delta,
&         ele1,ele2,ele,a,cont,emestar)

```

```

implicit real*8(a-h,o-z)
dimension ele1(3),ele2(3),ele(3)
dimension v(3),pa(3),torque(3)
dseed=dseed+cont
cont=cont+1.0
a=(a1+a2)/2.d0          !la nueva posicion, en el medio de las
c anteriores,[cm]
c calcula la velocidad de escape
call vesc(eme1,eme2,rpla1,rpla2,ve)
c calcula la velocidad relativa de colision
call velo(a,delta,ve,vrel,emestar)
c se asume que el mas grande es el 2
rpla=rpla2
empla=eme1
c el momento angular de spin se conserva
do i=1,3
  ele(i)=ele1(i)+ele2(i)
enddo
c pero si el mas grande es el 1...
if(rpla1.gt.rpla2)then
  rpla=rpla1
  empla=eme2
endif
c calcula las componentes de la vel. relativa y el punto de aplicacion
call vr(dseed,rpla,vrel,v,pa)
c calcula el torque en el planeta mayor debido al impacto
call torquesub(empla,v,pa,torque)
c calcula la variacion de momento angular
call dl(ele,torque)
return
end

c =====
c =====
c =====
c Subrutina que calcula las tres componentes de la velocidad y el pun-
c to de aplicacion del impulso de la colision. Se supone que el menos
c masivo es el proyectil

subroutine vr(dseed,rpla,vrel,v,pa)

c  entra:
c  dseed: numero semilla
c  rpla: radio del planeta impactado
c  vrel: velocidad relativa
c  sale:
c  v: componentes de la velocidad de impacto
c  pa: punto de aplicacion del impulso

```

```

implicit real*8(a-h,o-z)
real*8 lambda,mu,l
dimension v(3),pa(3)
pi=4.d0*datan(1.d0)
c   calcula beta y lambda
lambda=2.d0*pi*rnd(dseed) ! es un angulo al azar
clambda=dcos(lambda)
slambda=dsin(lambda)
c   calcula beta
xxx=1.d0-2.d0*rnd(dseed) ! es un numero al azar
beta=dasin(xxx)          ! es un angulo al azar
cb=dcos(beta)
sb=dsin(beta)
c   calcula el punto de aplicacion (en coordenadas esfericas con
c   centro en el centro del planeta mas masivo, este punto es al azar)
pa(1)=rpla*cb*clambda
pa(2)=rpla*cb*slambda
pa(3)=rpla*sb
c   calcula los angulos eta y mu segun la receta de Henon
eta=2.d0*pi*rnd(dseed)
se=dsin(eta)
ce=dcos(eta)
mu=dasin(dsqrt(rnd(dseed)))
sm=dsin(mu)
cm=dcos(mu)
c   calcula l y theta
l=dacos(sb*cm-cb*sm*ce)
sl=dsin(l)
cl=dcos(l)
st=sm*se/sl
ct=(cm*sb+sm*cb*ce)/sl
theta=datan2(st,ct)
c   calcula s
s=lambda-theta
v(1)=-vrel*sl*dcos(s)    ! componente x de la velocidad de impacto
v(2)=-vrel*sl*dsin(s)   ! vy de impacto
v(3)=-vrel*cl           ! vz de impacto
return
end

c   =====
c   =====
c   =====
c   Subrutina que calcula la velocidad relativa entre dos planetas sepa-
c   rados una distancia delta, ambos en orbitas coplanares, suponiendo
c   que delta es << que los semiejes de ambos planetas.

subroutine velo(a,delta,ve,v,emestar)

```

```

c      a: semieje promedio de ambos semiejes
c      delta: separacion entre los dos planetas
c      ve: velocidad de escape mutua (se debe sumar para calcular
c      la velocidad de colision)
c      v: velocidad tipica de colision (aproximadamente)
c      implicit real*8(a-h,o-z)
c      gm=6.672d-8*emestar      ! G+Mstar
c      omega=dsqrt(gm/a**3)
c      v=omega*delta/2.d0
c      v=v+ve
c      return
c      end

c      =====
c      =====
c      =====
c      Subrutina que das la velocidad, la masa del impactor y el punto de
c      aplicacion, calcula el torque

c      subroutine torquesub(eme,v,pa,torque)

c      aca m es la masa del mas chico, ya que ese es el embrion que aplica
c      la fuerza, el que genera el torque
c      implicit real*8(a-h,o-z)
c      dimension v(3),pa(3),torque(3)
c      torque(1)=eme*(v(3)*pa(2)-v(2)*pa(3))
c      torque(2)=eme*(v(1)*pa(3)-v(3)*pa(1))
c      torque(3)=eme*(v(2)*pa(1)-v(1)*pa(2))
c      este es el torque por delta t. Consideramos que la vinicial es cero
c      frente a la de impacto. Por eso usamos v para el calculo
c      return
c      end

c      =====
c      =====
c      =====
c      Subrutina que cambia el vector momento angular de spin de un planeta

c      subroutine dl(ele,torque)

c      implicit real*8(a-h,o-z)
c      dimension ele(3),torque(3)
c      do i=1,3
c          ele(i)=ele(i)+torque(i) !recordemos que tau es torque por delta t
c      enddo
c      return
c      end

c      =====

```

```

c =====
c =====
c Subrutina que calcula la velocidad de escape de ambos planetas
  subroutine vesc(eme1,eme2,r1,r2,ve)
  implicit real*8(a-h,o-z)
  g=6.668d-8
  ve=dsqrt(2.d0*g*(eme1+eme2)/(r1+r2))
  return
  end

c =====
c =====
c =====
c Generacion de un numero al azar

  DOUBLE PRECISION FUNCTION RND(DSEED)

  DOUBLE PRECISION DSEED,D2A32
  D2A32=2.D0**32
  DSEED=DMOD(3125.*DSEED,D2A32)
  RND=DSEED/D2A32
  RETURN
  END

c =====
c =====
c =====
c Subrutina que migra planetesimales debido al efecto del drag
c (Ver Thommes et al. Icarus 161, 2003)

  subroutine migra_planetes(n,a,sigmap,in)

  implicit real*8(a-h,o-z)
  dimension a(100000),sigmap(100000),emepla(100000)
  dimension dadt(100000),erreh(100000),in(100000)
  common/pasar/ro_ice,r,g,dt,pi,emesol,uacm,yearsec,
1    det,c1
  common/pla/emepla,b,erreh,s,amin,emestar

  do j=1,n-1
    i=in(j)
    eta1=1.6d-3*a(i)**1.5
    vk1=dsqrt(g*emestar/(a(i)*uacm))
    rogas1=(fac_g*1.4d-9*a(i)**(-2.75))/det
    tau1=2.6667d0*ro_ice*r/(rogas1*vk1)
    rh1=(emepla(i)/(3.d0*emestar)**0.33333
    eq1=2.7d0*rh1*(r*ro_ice/(b*a(i)*uacm*rogas1)**0.2
    corch1=dsqrt(eta1**2+0.75d0*eq1**2)*(eta1+eq1**2)
    dadt(i)=-2.d0*a(i)*uacm*corch1/tau1

```



```

enddo

do j=1,n-2
  i=in(j)
  a1=a(i)*uacm
  a2=a(i+1)*uacm
  da=a2-a1
  ds2=a2*sigmap(i+1)*dadt(i+1)
  ds1=a1*sigmap(i)*dadt(i)
  ds=-(ds2-ds1)/(a(i)*uacm)
  sigmap(i)=sigmap(i)+ds*dt/(a(i)*uacm)
  if(sigmap(i).lt.1.d-20)sigmap(i)=0.d0
enddo
return
end

c =====
c =====
c =====
c Subrutina que migra planetas gigantes con migracion tipo II
c (Ver Ida y Lin, The Astrophysical Journal, 604:388, 2004)

subroutine migrar(n,a,rm,alfa,in,gama,rc,sigmag_0)

implicit real*8(a-h,o-z)
dimension emepla(100000),a(100000),erreh(100000)
dimension in(100000)
common/pasar/ro_ice,r,g,dt,pi,emesol,uacm,yearsec,
.   det,c1
common/pla/emepla,b,erreh,s,amin,emestar
sigmag=sigmag_0*(rm/rc)**(-gama)*exp(-(rm/rc)**(2-gama))
sigmag=sigmag/det
om=dsqrt(g*emestar/(rm*uacm)**3)
ememe=emestar/emesol
alfa3=alfa/1.d-3
coef=ememe*alfa3*5.67d27*30.d0
coef2=1.2d2*ememe*5.67d27
do j=1,n
  i=in(j)
  if(a(i).gt.amin)then ! no migra si llego al borde interno
    eme_gap=coef2*a(i)**0.75 ! masa para que abra un gap en gr
    if(emepla(i).gt.eme_gap)then ! migra si abrio un gap (Tipo II)
      sg=(a(i)-rm)/dabs(a(i)-rm)
      tau2=4.217d14*a(i)**0.5*(emepla(i)/5.67d27)*
&      ememe**(-0.5)*rm**(-0.25)/(alfa*sigmag) ! en años
      dadt=sg*a(i)/tau2
      da=dadt*dt
      if(dabs(da).lt.0.1d0)a(i)=a(i)+dadt*dt
    endif
  endif
enddo

```

```

        endif
    enddo

    return
end

c =====
c =====
c =====
c Subrutina que calcula el cambio en el semieje debido a la migracion
c de tipo I (Tanaka et al., 2002)

subroutine migrarI(n,a,in,alfa,gama,rc,elestar,sigmag_0)

    implicit real*8(a-h,o-z)
    dimension emepla(100000),a(100000),erreh(100000)
    dimension in(100000)

    common/pasar/ro_ice,r,g,dt,pi,emesol,uacm,yearsec,
    .   det,c1
    common/pla/emepla,b,erreh,s,amin,emestar

    constmigI=0.1d0
    ememe=emestar/emesol
    alfa3=alfa/1.d-3
    coef=ememe*alfa3*5.67d27*30.d0
    coef2=1.2d2*ememe*5.67d27
    do j=1,n
        i=in(j)
        if(a(i).gt.amin)then    ! no migra si llego al borde interno
            eme_gap=coef2*a(i)**0.75 ! masa para que abra un gap
            if(emepla(i).lt.eme_gap)then
                sigmag=sigmag_0*(a(i)/rc)**(-gama)*
&                exp(-(a(i)/rc)**(2.-gama))
                sigmag=sigmag/det
                cteaux=2.7+1.1*
&                (gama+(2-gama)*0.43429448*(a(i)/rc)**(2-gama))
                dadt=9.46d-10*cteaux*(emepla(i)/5.7d27)*ememe**0.5*
&                sigmag*elestar**(-0.25)*a(i)
                dadt=-dadt*constmigI
                da=dadt*dt
                if(dabs(da).lt.0.1d0)a(i)=a(i)+dadt*dt
            endif
        endif
    enddo
    return
end

```

```

c =====
c =====
c =====
c Esta rutina genera un vector de indices de acuerdo al orden crecien-
c te del vector arrin (Numerical Recipes)

SUBROUTINE INDEXX(N,ARRIN,INDX)

IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION ARRIN(N),INDX(N)
DO 11 J=1,N
    INDX(J)=J
11 CONTINUE
L=N/2+1
IR=N
10 CONTINUE
IF(L.GT.1)THEN
    L=L-1
    INDXT=INDX(L)
    Q=ARRIN(INDXT)
ELSE
    INDXT=INDX(IR)
    Q=ARRIN(INDXT)
    INDX(IR)=INDX(1)
    IR=IR-1
    IF(IR.EQ.1)THEN
        INDX(1)=INDXT
        RETURN
    ENDIF
ENDIF
I=L
J=L+L
20 IF(J.LE.IR)THEN
    IF(J.LT.IR)THEN
        IF(ARRIN(INDX(J)).LT.ARRIN(INDX(J+1)))J=J+1
    ENDIF
    IF(Q.LT.ARRIN(INDX(J)))THEN
        INDX(I)=INDX(J)
        I=J
        J=J+J
    ELSE
        J=IR+1
    ENDIF
    GO TO 20
ENDIF
INDX(I)=INDXT
GO TO 10
END

```

Bibliografía

Abel N. P., Alexander S. G., 2001, *Rigid Body Rotation in Gravitational N-Body Simulations and the Obliquity of Uranus*, APS Meeting Abstracts, 2003

Adachi I., Hayashi C., Nakazawa K., 1976, *The gas drag effect on the elliptical motion of a solid body in the primordial solar nebula.*, Prog. Theor. Phys., 56, 1756

Agnor C. B., Canup R. M., Levison H. F., 1999, *On the Character and Consequences of Large Impacts in the Late Stage of Terrestrial Planet Formation*, Icarus, 142, 219

Alexander R. D., Clarke C. J., Pringle J. E., 2006a, *Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models*, MNRAS, 369, 216

Alexander R. D., Clarke C. J., Pringle J. E., 2006b, *Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties*, MNRAS, 369, 229

Alibert Y., Baraffe I., Benz W., Chabrier G., Mordasini C., Lovis C., Mayor M., Pepe F., et al., 2006, *Formation and structure of the three Neptune-mass planets system around HD 69830*, A&A, 455, 25

Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi Ch. et al., 2009, *Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus*, ApJ, 700, 1502

Andrews S. M., Wilner D. J., Hughes A. M., Qi Ch., Dullemond C. P., 2010, *Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources*, ApJ, 723, 1241

Armitage P. J., 2000, *Suppression of giant planet formation in stellar clusters*, A&A, 362, 968

Armitage P. J., 2003, *A Reduced Efficiency of Terrestrial Planet Formation following Giant Planet Migration*, ApJ, 582, 47

- Armitage P., 2010, *Lecture notes on the formation and early evolution of planetary systems*, arXiv:astro-ph/0701485v3
- Atobe K. & Ida S., 2007, *Obliquity evolution of extrasolar terrestrial planets*, *Icarus*, 188, 1
- Bailes M., Lyne A. G., Shemar S. L., 1991, *A planet orbiting the neutron star PSR1829 - 10*, *Nature*, 352, 311
- Barnes R., Jackson B., Greenberg R., Raymond S. N., 2009, *Tidal Limits to Planetary Habitability*, *ApJ*, 700, 30
- Beaulieu J.-Ph., Bennett D., Fouqué., Williams A. et al., 2006, *Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing*, *Nature*, 439, 437
- Beckwith S. V. W. & Sargent A. I., 1993, *Molecular line emission from circumstellar disks*, *ApJ*, 402, 280
- Beckwith S. V. W. & Sargent A. I., 1996, *Circumstellar disks and the search for neighbouring planetary systems*, *Nature*, 383, 139
- Béjar V. J. S., Martín E. L., Zapatero Osorio M. R., Rebolo R., Barrado y Navascués D., Bailer-Jones C. A. L., Mundt R., Baraffe I., Chabrier C., Allard F., 2001, *The Substellar Mass Function in Orionis*, *ApJ*, 556, 830
- Bennett D., Bond I., Udalski A., Sumi T., 2008, *A Low-Mass Planet with a Possible Sub-Stellar-Mass Host in Microlensing Event MOA-2007-BLG-192*, *ApJ*, 684, 663
- Benvenuto O. G., Fortier A., Brunini A., 2009, *Forming Jupiter, Saturn, Uranus and Neptune in few million years by core accretion*, *Icarus*, 204, 752
- Benz W., Slattery W. L., Cameron A. G. W., 1988, *Collisional stripping of Mercury's mantle*, *Icarus*, 74, 516
- Biller B. A., Kasper M., Close L. M., Brandner, W. et al., 2006, *Discovery of a Brown Dwarf Very Close to the Sun: A Methane-rich Brown Dwarf Companion to the Low-Mass Star SCR 1845-6357*, *ApJ*, 641, 141
- Blum J., Wurm G., 2008, *The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks*, *Annual Review of A&A*, 46, 21
- Bodenheimer P., 2006. *Historical notes on planet formation*. *Planet Formation: Theory, Observations and Experiments 1*. Cambridge University Press. Ed. Klahr H. & Brandner W.

- Bodenheimer P., Lin D. N. C., Mardling R. A., 2001, *On the Tidal Inflation of Short-Period Extrasolar Planets*, ApJ, 548, 466
- Bodenheimer P. & Pollack J. B., 1986, *Calculations of the accretion and evolution of giant planets The effects of solid cores*, Icarus, 67, 391
- Bond I., Udalski A., Jaroszynski M., Rattenbury N. et al., 2004, *OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53: A Planetary Microlensing Event.*, ApJ, 606, L155
- Borucki W., Koch D., Batalha N., Caldwell D., Christensen-Dalsgaard J., Cochran W. D., Dunham E., Gautier T. N., et al., 2009, *KEPLER: Search for Earth-Size Planets in the Habitable Zone*, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, 253, 289
- Boss A., 1997, *Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. V. Loss of Magnetic Field Support*, ApJ, 483, 309
- Boss A., 1998, *Evolution of the Solar Nebula. IV. Giant Gaseous Protoplanet Formation*, ApJ, 503, 923
- Bou G., Laskar J., 2010, *A Collisionless Scenario for Uranus Tilting*, ApJ, 712, 44
- Brown M. E. & Trujillo C. A., 2003, *Direct Measurement of the Size of the Large Kuiper Belt Object (50000) Quaoar*, AJ, 127, 2413
- Bryden G., Lin D. N. C., Ida S., 2000, *Protoplanetary Formation. I. Neptune*, ApJ, 544, 481
- Brunini & Benvenuto, 2008, *On oligarchic growth of planets in protoplanetary disks*, Icarus, 194, 800
- Butler R. P., Marcy G. W., Fischer D. A., Brown T. M., Contos A. R., Korzenik S. G., Nisenson P., Noyes R. W., 1999, *Evidence for Multiple Companions to Andromedae*, ApJ, 526, 916
- Butler R. P., Marcy G. W., 1996, *A Planet Orbiting 47 Ursae Majoris*, ApJ, 464, 153
- Butler R. P., Vogt S. S., Marcy G. W., Fischer D. A., Wright J. T., Henry G. W., Laughlin G., Lissauer J. J., 2004, *A Neptune-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 436*, ApJ, 617, 580
- Cameron A. G. W. and Truran J. W., 1997, *The supernova trigger for formation of the Solar System*, Icarus, 30, 447

- Canup R. M., Asphaug E., 2001, *Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation*, Nature, 412, 708
- Canup R. M., 2004, *Simulations of a late lunar-forming impact*, Icarus, 168, 433
- Canup R. M., 2008, *Lunar-forming collisions with pre-impact rotation*, Icarus, 196, 518
- Chambers J. E., 2001, *Making More Terrestrial Planets*, Icarus, 152, 205
- Chambers J. E., 2006, *A semi-analytic model for oligarchic growth*, Icarus, 180, 496
- Charbonneau D., Brown T. M., Noyes R. W. & Gilliland R. L., 2002, *Detection of an extrasolar planet atmosphere*, ApJ, 568, 377
- Charbonneau D., Allen L. E., Megeath S. T., Torres G., Alonso R., Brown T. M., Gilliland R. L., Latham D. W., et al., 2005, *Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet*, ApJ, 626, 523
- Chatterjee S., Ford E. B., Matsumura S., Rasio F. A., 2008, *Dynamical Outcomes of Planet-Planet Scattering*, ApJ, 686, 580
- Carpenter J. M., Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., Meyer M. R., 2006, *Evidence for Mass-dependent Circumstellar Disk Evolution in the 5 Myr Old Upper Scorpius OB Association*, ApJ, 651, 49
- Chauvin G., Lagrange A.-M., Dumas C., Zuckerman B. et al., 2004, *A giant planet candidate near a young brown dwarf.*, A&A, 425, 29
- Chauvin G., Lagrange A.-M., Zuckerman B., Dumas C., et al., 2005, *A companion to AB Pic at the planet/brown dwarf boundary*, A&A, 438, 29
- Chmidt T., Neuhauser R., Seifahrt A., Vogt N. et al., 2008, *Direct evidence of a sub-stellar companion around CT Cha*, A&A, 491, 311
- Clarke C. J., Gendrin A., Sotomayor M., 2001, *The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch*, MNRAS, 328, 485
- Correia A. C. M., Laskar J., 2001, *The four final rotation states of Venus*, Nature, 411, 767
- Correia A. C. M., Laskar J., 2010, *Long-term evolution of the spin of Mercury. I. Effect of the obliquity and core-mantle friction*, Icarus, 205, 338

- Delfosse X., Forveille T., Mayor M., Perrier C., Naef D., Queloz D., *The closest extrasolar planet. A giant planet around the M4 dwarf GL 876*, 1998, A&A, 338, 67
- Deming D., Seager S., Richardson L. J., Harrington J., 2005, *Infrared radiation from an extrasolar planet*, Nature, 434, 740
- Deming D., Harrington J., Seager S., Richardson L. J., 2006, *Strong Infrared Emission from the Extrasolar Planet HD 189733b*, ApJ, 644, 560
- Desch S. J., 2007, *Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula*, ApJ, 671, 878
- Dodson-Robinson S. E., Veras D., Ford E. B., Beichman C. A., 2009, *The Formation Mechanism of Gas Giants on Wide Orbits*, ApJ, 707, 79
- Dones L. & Tremaine S., 1993, *On the origin of planetary spins*, Icarus, 103, 67
- Dong S., Bond I., Gould A., Kozlowski S. et al., 2009, *Microlensing Event MOA-2007-BLG-400: Exhuming the Buried Signature of a Cool, Jovian-Mass Planet*, ApJ, 698, 1826
- Dullemond C. P., Dominik C., 2005, *Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains*, A&A, 434, 971
- Dullemond C. P., Hollenbach D., Kamp I., D'Alessio P., 2007, *Models of the structure and evolution of protoplanetary discs*, en "Protostars and Planets V", ed. Reipurth, Jewitt and Keil.
- Edgeworth K. E., 1949, *The origin and evolution of the Solar System*, MNRAS, 109, 600
- Encrenaz T., Bibring J. -P., 1995, "The Solar System", ed. por Springer-Verlag
- Fischer D. A., Marcy G. W., Butler R. P., Laughlin G., Vogt S. S., 2002, *A Second Planet Orbiting 47 Ursae Majoris*, ApJ, 564, 1028
- Fischer D. A., Marcy G. W.; Butler R. P., Vogt S. S., Apps K., 1999, *Planetary Companions around Two Solar-Type Stars: HD 195019 and HD 217107*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 50
- Fischer D. A., Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S. et al., 2008, *Five Planets Orbiting 55 Cancri*, ApJ, 675, 790
- Fischer D. A. & Valenti J., 2005, *The Planet-Metallicity Correlation*, ApJ, 622, 1102

- Fogg M., Nelson R., 2007, *The effect of type I migration on the formation of terrestrial planets in hot-Jupiter systems*, A&A, 472, 1003
- Fortier A., Benvenuto O. G., Brunini A., 2007, *Oligarchic planetesimal accretion and giant planet formation*, A&A, 473, 311
- Fortier A., Benvenuto O. G., Brunini A., 2009, *Oligarchic planetesimal accretion and giant planet formation II*, A&A, 500, 1249
- Fortier A., 2009, Tesis Doctoral titulada: *Giant planet formation in the framework of the core instability model*, arXiv1002.2109
- Gaudi S., Bennett D., Udalski A., Gould A. et al., 2008, *Discovery of a Jupiter/Saturn analog with microlensing*, Science, 319, 927
- Goldreich P., 1966, *Final spin states of planets and satellites*, AJ, 71, 1
- Goldreich P., Peale S. J., 1970, *The Obliquity of Venus*, AJ, 75, 273
- Goldreich P. & Soter S., 1966, *Q in the solar system*, Icarus, 5, 375
- Goldreich P. & Tremaine S., 1980, *Disk-satellite interactions*, ApJ, 241, 425
- Gould A., Udalski A., An D., Bennett D. et al., 2006, *Microlens OGLE-2005-BLG-169 Implies Cool Neptune-Like Planets are Common*, ApJ, 644, L37
- Greenzweig Y., Lissauer J. J., 1992, *Accretion rates of protoplanets. II - Gaussian distributions of planetesimal velocities*, Icarus, 100, 440
- Gregory P. C. & Fischer D. A., 2010, *A Bayesian periodogram finds evidence for three planets in 47 Ursae Majoris*, MNRAS, 403, 731
- Grillmair C. J., Charbonneau D., Burrows A., Armus L., Stauffer J., Meadows V., Van Cleve J., Levine D., 2007, *A Spitzer Spectrum of the Exoplanet HD 189733b*, ApJ, 658, 115
- Guilera O. M., Brunini A., Benvenuto O. G., 2010, *Consequences of the simultaneous formation of giant planets by the core accretion mechanism*, accepted for publication in A&A
- Guillot T., 2005, *The interiors of giant planets: Models and Outstanding Questions*, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 33, 493
- Guillot T. & Gautier D., 2009, *Giant Planets*, Treatise of Geophysics, vol. 10, Planets and Moons, Schubert G., Spohn T. (Ed.) (2007), 439

- Haisch K. E., Lada E. A. & Lada C. J., 2001, *Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters*, ApJ, 553, 153
- Hansen B. M. S., 2009, *Formation of the Terrestrial Planets from a Narrow Annulus*, ApJ, 703, 1131
- Hartmann L., Calvet N., Gullbring E., D'Alessio P., 1998, *Accretion and the Evolution of T Tauri Disks*, ApJ, 495, 385
- Hayashi C., 1981, *Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula*, Prog. Theor. Phys., 70, 35
- Hernández J., Hartmann L., Megeath T., Gutermuth R. et al., 2007, *SPITZER Observations of the Orion OB1 Association: Disk Census in the Low Mass Stars*, ApJ, 662, 1067
- Hillenbrand L. A., 2005, *Observational Constraints on Dust Disk Lifetimes: Implications for Planet Formation*, arXiv:astro-ph/0511083
- Hollenbach D., Johnstone D., Lizano S., Shu F., 1994, *Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions*, ApJ, 428, 654
- Howard A. W., Johnson J. H., Marcy G. W., Fischer D. A. et al., 2010, *The California Planet Survey I. Four New Giant Exoplanets*, ApJ, enviado
- Hueso R., Guillot T., 2005, *Evolution of protoplanetary disks: constraints from DM Tauri and GM Aurigae*, A&A, 442, 703
- Ida S. & Lin D. N. C. , 2004a, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets*, ApJ, 604, 388
- Ida S. & Lin D. N. C. , 2004b, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. II. The Formation and Retention of Gas Giant Planets around Stars with a Range of Metallicities*, ApJ, 616, 567
- Ida S. & Lin D. N. C. , 2005, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. III. Mass Distribution of Short-Period Planets around Stars of Various Masses*, ApJ, 626, 1045
- Ida S. & Lin D. N. C. , 2008a, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. IV. Effects of Type I Migration*, ApJ, 673, 487.

- Ida S. & Lin D. N. C. , 2008b, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. V. Accumulation Near the Ice Line and Super-Earths*, ApJ, 685, 584.
- Ida S. & Lin D. N. C. , 2010, *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation VI: Dynamical Interaction and Coagulation of Multiple Rocky Embryos and Super-Earth Systems around Solar Type Stars*, arXiv1006.2584
- Ida S. & Makino J., 1993, *Scattering of planetesimals by a protoplanet slowing down of runaway growth*, Icarus, 106, 210.
- Ikoma M. & Genda H., 2006, *Constraints on the Mass of a Habitable Planet with Water of Nebular Origin*, ApJ, 648, 696
- Ikoma M., Nakazawa K., Emori H., 2000, *Formation of Giant Planets: Dependences on Core Accretion Rate and Grain Opacity*, ApJ, 537, 1013
- Inaba S.& Ikoma M., 2003, *Enhanced collisional growth of a protoplanet that has an atmosphere*, A&A, 410, 711
- Irwin P. G. J., 2003, *Giant planets of our solar system : atmospheres compositions, and structure*, en “Giant planets of our solar system : atmospheres, compositions, and structure” Springer Praxis books in geophysical sciences.Berlin: Springer
- Isella A., Carpenter J. M., Sargent A. I., 2009, *Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks*, ApJ, 701, 260
- Jackson B., Barnes R., Greenberg R., 2008, *Tidal heating of terrestrial extrasolar planets and implications for their habitability*, MNRAS, 391, 237
- Jakosky B. M., Henderson B. G., Mellon M. T., 1995, *Chaotic obliquity and the nature of the Martian climate*, Journal of Geophysical Research, 100, 1579
- Janczak J., Fukui A., Dong S., Monard B. et al, 2010, *Sub-Saturn Planet MOA-2008-BLG-310Lb: Likely To Be In The Galactic Bulge*, ApJ. , 711 , 731
- Jewitt D.& Luu J., 1992, *1992 QB1*, IAUcirc, 5611, 1
- Johansen A., Henning T., Klahr H., 2006, *Dust Sedimentation and Self-sustained Kelvin-Helmholtz Turbulence in Protoplanetary Disk Midplanes*, ApJ, 643, 1219
- Johansen A., Oishi J. S., Mac Low M., Klahr H., Henning T., Youdin A., 2007, *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks*, Nature, 448, 1022
- Johansen A., Youdin A., 2007, *Protoplanetary Disk Turbulence Driven by the Streaming Instability: Nonlinear Saturation and Particle Concentration*, ApJ, 662, 627

- Johnstone D., Hollenbach D., Bally J., 1998, *Photoevaporation of Disks and Clumps by Nearby Massive Stars: Application to Disk Destruction in the Orion Nebula*, ApJ, 499, 758
- Jones H. R. A., Butler R. P., Tinney C. G., Marcy G. W., Carter B. D., Penny A. J., McCarthy C., Bailey J., 2006, *High-eccentricity planets from the Anglo-Australian Planet Search*, MNRAS, 369, 249
- Jones H. R. A., Butler R. P., Tinney C. G., O'Toole S. et al., 2009, *A long-period planet orbiting a nearby Sun-like star*, MNRAS, 403, 1703
- Kalas P., Graham J. R., Chiang E., Fitzgerald M. P. et al., 2008, *Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth*, Science, 322, 1345
- Kaltenegger L., Eiroa C., Ribas I., Paresce F., Leitzinger M., Odert P., Hanslmeier A., Fridlund M., et al., 2009, *Stellar Aspects of Habitability - Characterizing Target Stars for Terrestrial Planet-Finding Missions*, Astrobiology, 10, 103
- Kashyap V., Drake J. & Saar S., 2008, *Extrasolar Giant Planets and X-ray Activity*, ApJ, 687, 1339
- Kasting J. F., Whitmire D. P., Reynolds R. T., 1993, *Habitable Zones around Main Sequence Stars*, Icarus, 101, 108
- Kobayashi H., Ida S. & Tanaka H., 2005, *The evidence of an early stellar encounter in Edgeworth Kuiper belt*, Icarus, 177, 246
- Khodachenko M. L., Lammer H., Lichtenegger H. I. M., Grießmeier J.-M., Holms-
trom M., Ekenback A., 2009, *The role of intrinsic magnetic fields in planetary evolution and habitability: the planetary protection aspect*, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, 259, 283
- Koerner D. W., Ressler M. E., Werner M. W., Backman D. E., 1998, *Mid-Infrared Imaging of a Circumstellar Disk around HR 4796: Mapping the Debris of Planetary Formation*, ApJ, 503, 83
- Kokubo E. & Ida S., 1996, *On Runaway Growth of Planetesimals*, Icarus, 123, 180
- Kokubo E. & Ida S., 1998, *Oligarchic growth of protoplanets*, Icarus, 131, 171.
- Kokubo E. & Ida S., 2000, *Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula*, Icarus, 143, 15
- Kokubo E. & Ida S., 2007, *Formation of Terrestrial Planets from Protoplanets. II. Statistics of Planetary Spin*, ApJ, 671, 2082

- Kominami J., Ida S., 2002, *The Effect of Tidal Interaction with a Gas Disk on Formation of Terrestrial Planets*, Icarus, 157, 43
- Korzennik S. G., Brown T. M., Fischer D. A., Nisenson P., Noyes R. W., 2000, *A High-Eccentricity Low-Mass Companion to HD 89744*, ApJ, 533, 147
- Kuiper G. P., 1956, *The Formation of the Planets, Part III*, Journal of the Royal Astronomical Society of Canada, 50,158
- Kusaka T., Nakano T., Hayashi C., 1970, *Growth of Solid Particles in the Primordial Solar Nebula*, Prog. Theor. Phys., 44, 1580
- Kretke K. A., Lin D. N. C., 2007, *Grain Retention and Formation of Planetesimals near the Snow Line in MRI-driven Turbulent Protoplanetary Disks*, ApJ, 664, 55
- Krist J. E., Stapelfeldt K. R., Ménard F., Padgett D. L., Burrows C. J., *WFPC2 Images of a Face-on Disk Surrounding TW Hydrae*, ApJ, 538, 793
- Kubo-Oka T., Nakazawa K., 1995, *Gradual increase in the obliquity of Uranus due to tidal interaction with a hypothetical retrograde satellite.*, Icarus, 114, 21
- Lada E. A., 1992, *Global star formation in the L1630 molecular cloud*, ApJ, 393, 25
- Lada C. J., Muench A. A., Haisch K. E. Jr., Lada E. A., Alves J. F., Tollestrup E. V., Willner S. P., 2000, *Infrared L-Band Observations of the Trapezium Cluster: A Census of Circumstellar Disks and Candidate Protostars*, AJ, 120, 31
- Lada C. J., Muench A. A., Luhman K. L., Allen L., Hartmann L., Megeath T., Myers P., Fazio G., et al., 2006, *Spitzer Observations of IC 348: The Disk Population at 2-3 Million Years*, AJ, 131, 1574
- Lafreniere D., Jayawardhana R., & van Kerwijk M., 2008, *Direct Imaging and Spectroscopy of a Planetary Mass Candidate Companion to a Young Solar Analog*, ApJ., 689, 153
- Lagrange A.-M., Bonnefoy M., Chauvin G., Apai D. et al., 2010, *A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris*, Science, 329, 57
- Lammer H., Selsis F., Ribas I., Guinan E. F., Bauer S. J., Weiss W. W., 2003, *Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating*, ApJ, 598, 121
- Lammer H., Selsis F., Chassefiere E., Breuer D., Grießmeier J., Kulikov Y. N., Erkaev N. V., Khodachenko M. L., et al., 2010, *Geophysical and Atmospheric Evolution of Habitable Planets*, Astrobiology, 10, 45

- Laskar J., Joutel F., Robutel P., 1993, *Stabilization of the earth's obliquity by the moon*, Nature, 361, 615
- Laskar J., Robutel P., 1993, *The chaotic obliquity of the planets*, Nature, 361, 608
- Leinhardt Z. M. & Richardson D. C., 2002, *N-Body Simulations of Planetesimal Evolution: Effect of Varying Impactor Mass Ratio*, Icarus, 159, 306
- Lin D. N. C., Bodenheimer P., Richardson D. C., 1996, *Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location*, Nature, 380, 606
- Lin D. N. C., Ida S., 1997, *On the Origin of Massive Eccentric Planets*, ApJ, 477, 781
- Lin D. N. C & Papaloizou J., 1985, *On the dynamical origin of the solar system*, Protostars and Planets II, 981
- Lin D. N. C., Papaloizou J. C. B., 1993, *On the tidal interaction between protostellar disks and companions*, in Levy E. H., Lunine J. I., eds, "Protostars and Planets III". University of Arizona Press, Tucson, p. 749
- Lin D. N. C., Woosley S. E., Bodenheimer P. H., 1991, *Formation of a planet orbiting pulsar 1829 - 10 from the debris of a supernova explosion*, Nature, 353, 827
- Lynden-Bell D. & Pringle J. E., 1974, *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables.*, MNRAS, 168, 603
- Lissauer J. J. & Stevenson D. J., 2007, *Formation of Giant Planets*, "Protostars and Planets V", 591
- Lodders K., 2003, *Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements*, ApJ, 591, 1220
- Louis C., Mayor M., Pepe F., Alibert Y., Benz W., Bouchy F., Correia A. C. M., Laskar J., et al., 2006, *An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets*, Nature, 441, 305
- Lucas P. W., Roche P. F., Allard F., Hauschildt P. H., 2001, *Infrared spectroscopy of substellar objects in Orion*, MNRAS, 326, 695
- Lunine J. I., O'Brien D. P., Raymond S. N., Morbidelli A., Quinn T., Graps A., 2009, *Dynamical Models of Terrestrial Planet Formation*, arXiv:0906.4369
- Lynden-Bell D. & Pringle J. E., 1974, *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables.*, MNRAS, 168, 603

- Lyra W., Paardekooper S., Mac Low M., 2010, *Orbital Migration of Low-mass Planets in Evolutionary Radiative Models: Avoiding Catastrophic Infall*, ApJ, 715, 68
- Malavergne V., Toplis M. J., Berthet S., Jones J., 2010, *Highly reducing conditions during core formation on Mercury: Implications for internal structure and the origin of a magnetic field*, Icarus, 206, 199
- Mamajek E. E., 2009, *Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primal Disks*, American Institute of Physics Conference Series, 1158, 3
- Mandell A. M., Raymond S. N., Sigurdsson S., 2007, *Formation of Earth-like Planets During and After Giant Planet Migration*, ApJ, 660, 823
- Marcy G. W. & Butler R. P., 1996, *A Planetary Companion to 70 Virginis*, ApJ, 464, 147
- Marcy G. W., Butler R. P., Fischer D., Vogt S. S., Lissauer J. J., Rivera E. J., 2001, *A Pair of Resonant Planets Orbiting GJ 876*, ApJ, 556, 296
- Marcy G. W., Butler R. P., Vogt S. S., Fischer D., Lissauer J. J., 1998, *A Planetary Companion to a Nearby M4 Dwarf, Gliese 876*, ApJ, 505, 147
- Marois C., Macintosh B., Barman T., Zuckerman B. et al., 2008, *Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799*, Science, 322, 1348
- Marois C., Zuckerman B., Konopacky Q. M., Macintosh B., Barman T., 2010, *Images of a fourth planet orbiting HR 8799*, Nature, en prensa, arXiv:1011.4918v1.
- Masset F. S., Morbidelli A., Crida A., Ferreira J., 2006a, *Disk Surface Density Transitions as Protoplanet Traps*, ApJ, 642, 478
- Masset F. S., D Angelo G., Kley W., 2006b, *On the Migration of Protoplanet Solid Cores*, ApJ, 652, 730
- Matsumura S., Pudritz R. E., Thommes E. W., 2007, *Saving Planetary Systems: Dead Zones and Planetary Migration*, ApJ, 660, 1609
- Mayor M. & Queloz D., 1995, *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, Nature, 378, 355
- Mayor M., Bonfils X., Forveille T., Delfosse X. et al., 2009, *The HARPS search for southern extra-solar planets XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system*, A&A, 507, 487

- Menou K., Goodman J., 2004, *Low-Mass Protoplanet Migration in T Tauri α -Disks*, ApJ, 606, 520
- Miguel Y.& Brunini A., 2008, *Core instability models of giant planet accretion and the planetary desert*, MNRAS, 387, 463
- Miguel Y.& Brunini A., 2009, *Core instability models of giant planet accretion - II. Forming planetary systems*, MNRAS, 392, 391
- Miguel Y.& Brunini A., 2010, *Planet formation: statistics of spin rates and obliquities of extrasolar planets*, MNRAS, 406, 1935
- Miguel Y., Guilera O. M. & Brunini A., 2010a, *The role of the initial surface density profiles of the disc on giant planet formation: comparing with observations*, MNRAS, en prensa
- Miguel Y., Guilera O. M. & Brunini A., 2010b, *The Diversity of Planetary Systems Architectures: Contrasting Theory with Observations*, MNRAS, enviado
- Militzer B., Hubbard W. B., Vorberger J., Tamblin I., Bonev S. A., 2008, *A Massive Core in Jupiter Predicted from First-Principles Simulations*, ApJ, 688, 45
- Mizuno H., 1980, *Formation of the Giant Planets*, Prog. Theor. Phys., 64, 544
- Mizuno H., Nakazawa K., Hayashi C., 1978, *Instability of a gaseous envelope surrounding a planetary core and formation of giant planets*, Prog. Theor. Phys., 60, 699
- Mordasini C., Alibert Y. & Benz W., 2009, *Extrasolar planet population synthesis. I. Method, formation tracks, and mass-distance distribution*, A&A, 501, 1139
- Mordasini C., Alibert Y., Benz W., Naef D., 2009, *Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations*, A&A, 501, 1161
- Naef D., Latham D. W., Mayor M., Mazeh T., Beuzit J. L., Drukier G. A., Perrier-Bellet C., Queloz D., et al., 2001, *HD 80606 b, a planet on an extremely elongated orbit*, A&A, 375, 27
- Nakamura T., Tajika E., 2003, *Climate change of Mars-like planets due to obliquity variations: implications for Mars*, Geophysical Research Letters, 30, 18
- Nelson R. P.& Papaloizou J. C. B., 2004, *Orbital Migration and Disc-Planet Interactions*, Extrasolar Planets: Today and Tomorrow, ASP Conference Proceedings, Vol. 321

- Nettelmann N., Holst B., Kietzmann A., French M., Redmer R., Blaschke D., 2008, *Ab Initio Equation of State Data for Hydrogen, Helium, and Water and the Internal Structure of Jupiter*, ApJ, 683, 1217
- Nettelmann N., Kramm U., Redmer R., Neuhäuser R., 2010, *Interior structure models of GJ 436b*, A&A, 523, 26
- Neuhäuser R., Guenther E., Wuchterl G., Mugrauer M., et al., 2005, *Evidence for a co-moving sub-stellar companion to GQ Lup.*, A&A, 345, 13
- O'dell C. R., Wen Z., Hu X., 1993, *Discovery of new objects in the Orion nebula on HST images - Shocks, compact sources, and protoplanetary disks*, ApJ, 410, 696
- O'Toole S. J., Tinney C. G., Jones H. R. A., Butler R. P., Marcy G. W., Carter B., Bailey J., 2009, *Selection functions in doppler planet searches*, MNRAS, 392, 641
- Ormel C. W., Spaans M., Tielens A. G. G. M., 2007, *Dust coagulation in protoplanetary disks: porosity matters*, A&A, 461, 215
- Paardekooper S. J. & Mellema G., 2006, *Halting type I planet migration in non-isothermal disks*, A&A, 459, L17
- Pahlevan K., Stevenson D. J., 2007, *Equilibration in the aftermath of the lunar-forming giant impact*, Earth and Planetary Science Letters, 262, 438
- Pinsonneault M. H., DePoy D. L., Coffee M., 2001, *The Mass of the Convective Zone in FGK Main-Sequence Stars and the Effect of Accreted Planetary Material on Apparent Metallicity Determinations*, ApJ, 556, 59
- Podsiadlowski Ph., Pringle J. E., Rees M. J., 1991, *The origin of the planet orbiting PSR1829 – 10*, Nature, 352, 783
- Pollack J. B., Hubickyj O., Bodenheimer P., Lissauer J. et al., 1996, *Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas*, Icarus, 124, 62
- Potter D. E., Close L. M., Roddier F., Roddier C., Graves J. E., Northcott M., 2000, *A High-Resolution Polarimetry Map of the Circumbinary Disk around UY Aurigae*, ApJ, 540, 422
- Quirrenbach A., 2006, *Detection and characterisation of extrasolar planets*, In Mayor M., Queloz D., Udry S. & Benz W. (eds), Extrasolar Planets. Saas-Fee Adv Courses vol 31, pp 1-242

- Rafikov R. R., 2003, *The growth of planetary embryos: orderly, runaway or oligarchic?*, AJ, 125, 942.
- Rambaux N., Bois E., 2004, *Theory of the Mercury's spin-orbit motion and analysis of its main librations*, A&A, 413, 381
- Raymond S. N., O'Brien D. P., Morbidelli A., Kaib N. A., 2009, *Building the terrestrial planets: Constrained accretion in the inner Solar System*, Icarus, 203, 644
- Richardson L. J., Deming D., Horning K., Seager S., Harrington J., 2007, *A spectrum of an extrasolar planet*, Nature, 445, 892
- Richling S., Hollenbach D. & Yorke H. W., 2006, *Destruction of protoplanetary disks by photoevaporation* en "Planet Formation: Theory, Observation, and Experiments", Cambridge University Press. Ed. Klahr H. & Brandner W.
- Ringwood A. E., Kato T., Hibberson W., Ware N., 1990, *High-pressure geochemistry of Cr, V and MN and implications for the origin of the moon*, Nature, 347, 174
- Ringwood A. E., Kato T., Hibberson W., Ware N., 1991, *Partitioning of Cr, V, and MN between mantles and cores of differentiated planetesimals - Implications for giant impact hypothesis of lunar origin*, Icarus, 89, 122
- Rivera E. J., Laughlin G., Butler R. P., Vogt S. S., Haghighipour N., Meschiari S., 2010, *The Lick-Carnegie Exoplanet Survey: a Uranus-Mass Fourth Planet for GJ 876 in an Extrasolar Laplace Configuration*, ApJ, 719, 890
- Rivera E. J., Lissauer J. J., Butler R. P., Marcy G. W., Vogt S. S., Fischer D. A., Brown T. M., Laughlin G., et al., 2005, *A $\sim 7.5M_{\oplus}$ Planet Orbiting the Nearby Star, GJ 876*, ApJ, 634, 625
- Roddier C., Roddier F., Northcott M. J., Graves J. E., Jim K., 1996, *Adaptive Optics Imaging of GG Tauri: Optical Detection of the Circumbinary Ring*, ApJ, 463, 326
- Rodmann J., Henning Th., Chandler C. J., Mundy L. G., Wilner D. J., 2006, *Large dust particles in disks around T Tauri stars*, A&A, 446, 211
- Rouan D., Leger A., Schneider J. et al , 2009, *Has CoRoT discovered the first transiting super-earth around a main sequence star?*, in CoRoT International Symposium I

- Sadakane K., Ohkubo M., Takeda Y., Sato B., Kambe E., & Aoki W., 2002, *Abundance Analyses of 12 Parent Stars of Extrasolar Planets Observed with the SUBARU/HDS*, *pasj*, 54, 911
- Safronov V. S., 1972, *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets*, Israel Program for Scientific Translations, Keter Publishing House, Jerusalem.
- Santos N. C., Israelian G., Mayor M., 2001, *The metal-rich nature of stars with planets*, *A&A*, 373, 1019
- Santos N. C., Israelian G., Mayor M., rebolo R., Udry S., 2003, *Statistical properties of exoplanets. II. Metallicity, orbital parameters, and space velocities*, *A&A*, 398, 363
- Santos N. C., Bouchy F., Mayor M., Pepe F. et al., 2004, *The HARPS survey for southern extra-solar planets*, *A&A*, 426, 19
- Santos N. C., Israelian G., Mayor M., 2004, *Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation*, *A&A*, 415, 1153
- Siegfried R. W. II, Solomon S. C., 1974, *Mercury - Internal structure and thermal evolution*, *Icarus*, 23, 192
- Simon M., Prato L., 1995, *Disk Dissipation in Single and Binary Young Star Systems in Taurus*, *ApJ*, 450, 824
- Solomon S. C., 1976, *Some aspects of core formation in Mercury*, *Icarus*, 28, 509
- Sozzetti A., Torres G., Latham D. W., Stefanik R. P., Korzennik S. G., Boss A. P., Carney B. W., Laird J. B., 2009, *A Keck HIRES Doppler Search for Planets Orbiting Metal-Poor Dwarfs. II. On the Frequency of Giant Planets in the Metal-Poor Regime*, *ApJ*, 697, 544
- Stapelfeldt K. R., Burrows C. J., Krist J. E., Watson A. M., Ballester G. E., Clarke J. T., Crisp D., Evans R. W., et al., 1998, *Hubble Space Telescope Imaging of the Circumstellar Nebulosity of T Tauri*, *ApJ*, 508, 736
- Stevenson D. J., 1982, *Formation of the giant planets*, *Planetary and Space Science*, 30, 755
- Stewart G. R., Kaula W. M., 1980, *A gravitational kinetic theory for planetesimals*, *Icarus*, 44, 154

- Strom R. G. & Sprague A. L., 2006, *Mercury*, en “Solar System Update”, edited by P. Blondel and J. Mason. Springer, Berlin, 55
- Strom S. E., Strom K. M., Grasdalen G. L., 1975, *Young stellar objects and dark interstellar clouds*, Annual review of A&A, 13, 187
- Sumi T., Bennett D., Bond I., Udalski A. et al., 2010, *A Cold Neptune-Mass Planet OGLE-2007-BLG-368Lb: Cold Neptunes Are Common*, ApJ, 710, 1641
- Swain M. R., Bouwman J., Akeson R. L., Lawler S., Beichman C. A., 2008a, *The Mid-Infrared Spectrum of the Transiting Exoplanet HD 209458b*, ApJ, 674, 482
- Swain M. R., Vasisht G., Tinetti G., 2008b, *The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet*, Nature, 452, 329
- Tachibana S., Huss G. R., Kita N. T., Shimoda G. and Morishita Y., 2006, *60Fe in Condrites: Debris from a nearby supernova in the early Solar System?*, ApJ, 639, L87
- Tamuz O., Segransan D., Udry S., Mayor M., Eggenberger A., Naef D., Pepe F., Queloz D., et al., 2008, *The CORALIE survey for southern extra-solar planets. XV. Discovery of two eccentric planets orbiting HD 4113 and HD 156846*, A&A, 480, 33
- Tanaka H., Takeuchi T., Ward W., 2002, *Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration*, ApJ, 565, 1257
- Tavani M. & Brookshaw L., 1992, *The origin of planets orbiting millisecond pulsars*, Nature, 356, 320
- Terquem C. E. J. M. L. J., 2003, *Stopping inward planetary migration by a toroidal magnetic field*, MNRAS, 341, 1157
- Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F., 1999, *The formation of Uranus and Neptune in the Jupiter-Saturn region of the Solar System*, Nature, 402, 635
- Thommes E. W., Duncan M. J., Levison H. F., 2003, *Oligarchic growth of giant planets*, Icarus, 161, 431
- Thommes E. W., Matsumura S., Rasio F. A., 2008, *Gas Disks to Gas Giants: Simulating the Birth of Planetary Systems*, Science, 321, 814
- Todorov K., Luhman K. L. & McLeod K. K., 2010, *Discovery of a planetary-mass companion to a brown dwarf in taurus*, ApJ, 714, 84

- Toomre A., 1974, *Gravitational interactions between galaxies*, IAUS, 58, 347
- Touma J., Wisdom J., 1993, *The chaotic obliquity of Mars*, Science, 259, 1294
- TriAUD A. H. M. J., Collier Cameron A., Queloz D., Anderson D. R., Gillon M., Hebb L., Hellier C., Loeillet B., et al., 2010, *spin-orbit angle measurements for six southern transiting planets. New insights into the dynamical origins of hot Jupiters*, A&A, 524, 25
- Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H. F., 2005, *Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System*, Nature, 435, 459
- Udalski A., Jaroszynski M., Paczynski B., Kubiak M. et al., 2005, *A Jovian-mass Planet in Microlensing Event OGLE-2005-BLG-071*, ApJ, 628, 109
- Udry S. & Santos N. C., 2007, *Statistical Properties of Exoplanets*, Annual Review of A&A, 45, 397
- Veras D., Ford E. B., 2009, *Formation, Survival, and Detectability of Planets Beyond 100 AU*, ApJ, 696, 1600
- Vinković D., Ivezić Z., Jurkić T., Elitzur M., 2006, *Near-Infrared and the Inner Regions of Protoplanetary Disks*, ApJ, 636, 348
- Vogt S. S., Butler R. P., Marcy G. W., Fischer D. A., Henry G. W., Laughlin G., Wright J. T., & Johnson J. A., 2005, *Five New Multicomponent Planetary Systems*, ApJ, 632, 638
- Ward W., 1973, *Large-Scale Variations in the Obliquity of Mars*, Science, 181, 260
- Ward W. R., 1986, *Density waves in the solar nebula - Differential Lindblad torque*, Icarus, 67, 164
- Ward W. R., 1997, *Survival of Planetary Systems*, ApJ, 482, 211
- Ward W. R., Rudy D. J., 1991, *Resonant obliquity of Mars?*, Icarus, 94, 160
- Weidenschilling S. J., 1977, *Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula*, MNRAS, 180, 57
- Weidenschilling S. J., 1997, *The Origin of Comets in the Solar Nebula: A Unified Model*, Icarus, 127, 290
- Weidenschilling S. J., Spaute D., Davis D. R., Marzari F., Ohtsuki K., 1997, *Accretional evolution of a planetesimal swarm*, Icarus, 128, 429.

- Wetherill G. W., 1994, *Provenance of the terrestrial planets*, *Geochim. Cosmochim. Acta* 58, 4513
- Wetherill G. W., Stewart G. R., 1989, *Accumulation of a swarm of small planetesimals*, *Icarus*, 77, 330
- Wetherill G. W., Stewart G. R., 1993, *Formation of planetary embryos - Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination*, *Icarus*, 106, 190
- Wiechert U., Halliday A. N., Lee D.-C., Snyder G. A., Taylor L. A., Rumble D., 2001, *Oxygen Isotopes and the Moon-Forming Giant Impact*, *Science*, 294, 345
- Wilner D. J., D'Alessio P., Calvet N., Claussen M. J., Hartmann L., 2005, *Toward Planetesimals in the Disk around TW Hydrae: 3.5 Centimeter Dust Emission*, *ApJ*, 626, 109
- Wilson R. W., Jefferts K. B., Penzias A. A., 1970, *Carbon Monoxide in the Orion Nebula*, *ApJ*, 161, 43
- Wolk S. J., Walter F. M., 1996, *A Search for Protoplanetary Disks Around Naked T Tauri Stars*, *AJ*, 111, 2066
- Wolszczan A. & Frail D. A., 1992, *A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12*, *Nature*, 355, 145
- Wolszczan A., 1994, *Confirmation of Earth mass planets orbiting the millisecond pulsar PSR B1257+12*, *Science*, 264, 538
- Wolszczan A., 1999, *Detecting planets around pulsars*, In "Pulsar timing, general relativity and the internal structure of neutron stars", ed. Arzoumanian Z., van der Hooft F., van den Heuvel EPJ, 101, Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen, Amsterdam
- Wood J. A., 2000, *Pressure and Temperature Profiles in the Solar Nebula*, *Space Science Reviews*, 92, 87
- Wright J.T., Upadhyay S., Marcy G. W., Fischer D. A. et al., 2009, *Ten New and Updated Multi-planet Systems, and a Survey of Exoplanetary Systems*, *ApJ*, 693, 1084
- Wurm G., Schnaiter M., 2002, *Coagulation as Unifying Element for Interstellar Polarization*, *ApJ*, 567, 370

Wyatt M. C., Holland W. S., Greaves J. S., Dent W. R. F., 2003, *Extrasolar Analogues to the Kuiper Belt*, Earth Moon and Planets, 92, 423

Youdin A. N., Goodman J., 2005, *Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks*, ApJ, 620, 459

Yseboodt M., Margot J., 2006, *Evolution of Mercury's obliquity*, Icarus, 181, 327

Yun J. L. & Clemens D. P., 1990, *Star formation in small globules - Bart BOK was correct*, ApJ, 365, 73

Zapatero Osorio M. R., Béjar V. J. S., Martín E. L., Rebolo R., Barrado y Navascués D., Mundt R., Eisloffel J., Caballero J. A., 2002, *A Methane, Isolated, Planetary-Mass Object in Orion*, ApJ, 578, 536