



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**DINÁMICA DE SISTEMAS PLANETARIOS EN
DIFERENTES AMBIENTES GALÁCTICOS**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE :
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
P R E S E N T A :
FÍS. JUAN JOSÉ JIMÉNEZ TORRES



DIRECTORA DE TESIS: DRA. BÁRBARA SELÉN PICHARDO SILVA

CIUDAD UNIVERSITARIA, MÉXICO D. F.

2009

Agradecimientos

El mayor agradecimiento que puedo expresar es para mi asesora de tesis Bárbara Pichardo. Gracias a ella logre obtener el grado de Maestro en Ciencias e iniciarme en la investigación en Astronomía. Siempre le agradeceré el haberme apoyado en los momentos importantes durante mis estudios de maestría como la preparación de exámenes y ensayos para ponencias en congresos y seminarios. Por resolver cada una de las dudas de Astronomía y de Física que tuve a lo largo de la elaboración de esta tesis. Le estaré agradecido de por vida el haber trabajado conmigo con tanto entusiasmo, dedicación y exigencia.

A cada uno de los sinodales de tesis: Antígona Segura, Edmundo Moreno, Henry Throop y Octavio Valenzuela, les agradezco sus consejos, sugerencias y discusiones siempre valiosas para el desarrollo de la tesis, gracias por todo su tiempo y dedicación al momento de revisar y corregir la tesis.

A CONACYT por otorgarme una beca para estudios de posgrado que me permitió lograr la obtención del grado de maestro, así como por el apoyo brindado a través de la beca de proyecto de investigación (60581).

A la UNAM que me ha apoyado desde el comienzo de mis estudios de licenciatura, le estoy agradecido por las distinciones: Becario-Fomento a la Graduación para Egresados de Posgrado 2008-2009, Becario-DGAPA 2005, Becario-PRONABES 2003-2005 y Becario Fundación UNAM 2001-2003. A la Dirección General de Orientación y Servicios Educativos, a la Dirección General de Asuntos del Personal Académico y a la Facultad de Ciencias.

A todo el Instituto de Astronomía de la UNAM; a la comisión de docencia por todos los servicios estudiantiles que me brindaron desde el comienzo de la Maestría como lo fueron la cuenta de correo electrónico, la oficina 249, el acceso al fotocopiado y a la biblioteca del Instituto. A Bertha Vázquez y Sylvia Benitez por haber dirigido de la

mejor manera todos los asuntos relacionados con la administración de mi Maestría. Al igual que al coordinador del Posgrado en Ciencias (Astronomía) Dr. Marco Martos.

Al Dr. Salvador Curiel por haberme brindado ayuda muy valiosa mediante la beca de proyecto de investigación de CONACYT (60581) para la elaboración de la tesis.

A todos los profesores de mis cursos: Bárbara Pichardo, Edmundo Moreno, Antígona Segura, Xavier Hernández, Dany Page, Leonid Georguiev, Antonio Peimbert, Yair Kronglond, Marco Martos, William Lee, Silvia Torres, Christophe Morisset, Margarita Rosado y José Antonio de Diego.

A la Dra. Patricia Goldstein Menache de la Facultad de Ciencias UNAM por permitirme colaborar con ella como profesor adjunto desde hace 7 semestres, ya que se trata de una actividad que me ha permitido incorporarme al área de la docencia en ciencias básicas.

A todos muchas gracias

Índice general

Agradecimientos	I
1. Resumen	1
I CONCEPTOS INTRODUCTORIOS	7
2. Introducción General	9
2.1. El Sistema Planetario Mejor Conocido: el Sistema Solar	9
2.1.1. El Sol y los Planetas	9
2.1.2. El Cinturón de Asteroides	12
2.1.3. Cinturón de Kuiper	14
2.1.4. La Nube de Oort	22
2.2. Sistemas Planetarios Extrasolares	23
2.3. Zona de Habitabilidad y Planetas Habitables	29
2.3.1. Características de los Planetas Habitables	31
2.3.2. Planetas Terrestres Conocidos	32
2.3.3. La Habitabilidad Planetaria depende de la Excentricidad Orbital	34
2.4. La Vía Láctea	38
3. Fundamentos Físicos y Metodología	41
3.1. Fuerza Central	42
3.1.1. Las Integrales de Movimiento y Teoremas de Conservación . . .	43
3.1.2. Las Leyes de Kepler	47
3.2. Aproximación de Impulso	49

3.3. Las Nubes de Oort en Distintos Ambientes Galácticos	52
3.4. El Código de los Encuentros Estelares	54
3.4.1. La Geometría de los Encuentros Estelares	55
3.4.2. Fuerzas Involucradas durante un Encuentro Estelar	56

II DINÁMICA DE SISTEMAS PLANETARIOS SOMETIDOS A ENCUENTROS ESTELARES 59

4. Simulaciones Numéricas y Experimentos	61
4.1. Experimentos	62
4.1.1. Experimento 1: Pasaje Estelar en Órbita Prógrada o Retrógrada sobre el Plano del Disco	62
4.1.2. Experimento 2: Variando la Masa de la Estrella Perturbadora para Distintos Parámetros de Impacto	65
4.1.3. Experimento 3: Variando el Ángulo α para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora	70
4.1.4. Experimento 4: Variando el Ángulo θ para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora	74
4.1.5. Experimento 5: Variando el Ángulo ϕ para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora	78
4.1.6. Experimento 6: Variando la Velocidad con Parámetro de Impacto y Ángulos Fijos	82
4.1.7. Experimento 7: Variando el Parámetro de Impacto para Distintas Velocidades	84

III APLICACIONES EN DISTINTOS AMBIENTES GALÁCTICOS DE LOS MODELOS DINÁMICOS DE SISTEMAS PLANETARIOS 89

5. La Vecindad Solar	91
5.1. Simulaciones del Movimiento de las Estrellas en la Vecindad Solar . . .	93
5.1.1. La Muestra de Estrellas de la Vecindad Solar	94

5.2. Resultados	95
5.2.1. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en la Vecindad Solar	102
5.2.2. La Nube de Oort	106
5.3. Las Nubes de Oort en la Vecindad Solar	107
6. Cúmulo Estelar de Nacimiento del Sol	109
6.1. Evidencias de que el Sol se Formó en un Cúmulo Estelar	110
6.1.1. Encuentros Estelares en Cúmulos Jóvenes	111
6.1.2. Tasa de Encuentros Estelares	112
6.1.3. Encuentros Estelares como Escultores del Cinturón de Kuiper	113
6.2. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en el Cúmulo Estelar de Origen del Sol	114
6.3. Las Nubes de Oort en la Nube de Nacimiento del Sol: una Región de Formación Estelar	120
7. Cúmulos Estelares Abiertos	123
7.1. El Cúmulo Abierto <i>Messier 67</i>	125
7.2. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en <i>Messier 67</i>	127
7.2.1. Simulaciones Numéricas en <i>Messier 67</i> Joven ($T=0$)	136
7.3. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Abierto <i>Messier 67</i>	141
7.3.1. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Abierto <i>Messier 67</i> Joven ($T=0$)	142
8. Cúmulos Globulares	145
8.1. Estructura y Distribución Interna en Cúmulos Globulares	150
8.2. Simulaciones Numéricas en el Cúmulo Globular M13	154
8.3. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Globular M13	159
9. Bulbo-Barra Galáctico	161
9.1. El Bulbo-Barra Galáctico	162
9.1.1. La Barra de la Vía Láctea	163
9.1.2. Planetas Extrasolares en el Bulbo-Barra Galáctico	165
9.1.3. Densidad Estelar en el Bulbo-Barra Galáctico	167

9.1.4. Dispersión de Velocidades de Estrellas en el Bulbo-Barra	170
9.1.5. Parámetros de Impacto de los Encuentros Estelares	172
9.2. Simulaciones Numéricas en el Bulbo-Barra de la Vía Láctea	174
9.3. Las Nubes de Oort en el Bulbo-Barra Galáctico	176
10. Núcleo Galáctico	179
10.1. Densidad Estelar Volumétrica en el Cúmulo Nuclear	180
10.2. Dispersión de Velocidades en el Cúmulo Nuclear	181
10.3. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en el Núcleo Galáctico	183
10.3.1. Resultados para el Núcleo Galáctico	185
10.4. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Estelar del Centro Galáctico	189
11. Los Resultados Obtenidos de los Encuentros Estelares en los Distintos Ambientes Galácticos Aplicados a la Habitabilidad Planetaria	193
11.1. La Vecindad Solar	193
11.2. La Nube de Nacimiento del Sol	194
11.3. El Cúmulo Abierto Messier 67	195
11.4. El Cúmulo Globular M13	195
11.5. El Bulbo-Barra Galáctico	196
11.6. El Cúmulo Estelar del Núcleo Galáctico	197
12. Conclusiones	199
 IV APÉNDICES	 205
A. El Potencial Axisimétrico	207
B. Los Métodos de Integración y las Técnicas	211
B.1. El Método de Bulirsh-Stoer para la Integración de Orbitas	211
C. Otros Cálculos Interesantes: Colisiones en el Cinturón de Kuiper y en la Nube de Oort	215
C.1. Colisiones en el Cinturón de Kuiper y la Nube de Oort	216

C.1.1. Densidades de Población y Tiempos Colisionales en el Cinturón de Kuiper y en la Nube de Oort	217
Bibliografía	219

Capítulo 1

Resumen

La Vía Láctea contiene en su disco $\sim 4 \times 10^{11}$ estrellas. Pocas de estas son de tipo masivo y vida corta. La mayoría de las estrellas tienen vidas de miles de millones de años durante los cuales permiten el desarrollo y evolución de sistemas planetarios. Si la teoría estándar de formación estelar está en lo correcto, un gran porcentaje de las estrellas tienen planetas. Se cree que la fracción de estrellas que tienen planetas es $\sim 1/3$, por lo que el número total de sistemas planetarios en la Galaxia es $\sim 1.3 \times 10^{11}$.

El propósito principal de este trabajo es determinar las características orbitales de un disco de partículas que simula los restos de la formación estelar, conocidos como discos de residuos o escombros (en Inglés *debris discs*), que incluyen desde planetas gigantes hasta cometas y polvo, sometidos a encuentros estelares característicos de la dinámica estelar de los diferentes ambientes en una galaxia como la Vía Láctea.

Para alcanzar este objetivo hemos construido una serie de herramientas computacionales. A continuación describimos brevemente los dos códigos más importantes. El primero nos proporciona la trayectoria, distancia y tiempo de máxima aproximación al Sol de cualquier estrella con posición, movimientos propios y velocidad radial conocidas. Este código, a diferencia de otros de la literatura que utilizan la aproximación de línea recta para medir el máximo acercamiento de las estrellas de la vecindad solar con el Sol, emplea un potencial gravitacional galáctico que modela la Vía Láctea.

El segundo código simula encuentros estelares entre un sistema planetario y una estrella pasajera. El sistema planetario lo consideramos como un disco frío de partículas prueba en un potencial Kepleriano. Los parámetros que caracterizan la dinámica de

encuentros estelares son las masas de la estrella central y de la pasajera, la velocidad relativa y la distancia de máximo acercamiento entre ellas. Se resuelven las ecuaciones de movimiento en el sistema no inercial de la estrella central. El código arroja las características orbitales principales como excentricidad, inclinación, pericentro, apocentro, semieje menor y semieje mayor.

Estructura de la Tesis

La tesis está estructurada en cuatro bloques:

1) *CONCEPTOS BÁSICOS*. Este bloque está compuesto por 2 capítulos. El primero es la Introducción General, donde mencionamos aspectos generales del sistema solar; propiedades de los sistemas planetarios extrasolares conocidos; la definición clásica de *zona de habitabilidad* y la importancia de la excentricidad orbital en esta definición; finalmente mencionamos brevemente la estructura global de la Vía Láctea. El segundo capítulo incluye los fundamentos físicos y la metodología empleada en la tesis, donde mencionamos el problema de fuerza central y sus teoremas relacionados y describimos el código numérico que hemos construido para simular los encuentros estelares.

2) *DINÁMICA DE SISTEMAS PLANETARIOS SOMETIDOS A ENCUENTROS ESTELARES*. Este bloque está compuesto por un capítulo en el que hemos desarrollado un conjunto de experimentos para simular distintas situaciones de un encuentro estelar. Analizamos los efectos que tiene el sentido del impacto en la interacción, es decir, si es una situación prógrada o retrógrada; el efecto perturbador de la masa de la estrella pasajera; el efecto de la velocidad de la estrella pasajera; el efecto del parámetro de impacto (distancia de máximo acercamiento entre la estrella pasajera y la estrella central del sistema planetario) y el efecto de los ángulos involucrados en la geometría del encuentro estelar.

3) *APLICACIONES EN DISTINTOS AMBIENTES GALÁCTICOS DE LOS MODELOS DINÁMICOS DE SISTEMAS PLANETARIOS*. Este bloque está compuesto por 7 capítulos cada uno de los cuales representa un ambiente Galáctico estudiado en la tesis. A continuación describimos brevemente los temas que componen este bloque.

El primer ambiente Galáctico es la vecindad solar. Tomamos una muestra de estrellas cercanas con datos astronómicos conocidos. Las integramos en un modelo de potencial Galáctico axisimétrico y calculamos las distancias y tiempos de máximo acercamiento al Sol de cada estrella. Encontramos que Gliese 710 es aquella que se aproximará más al sistema solar. Sin embargo, nuestros cálculos muestran que no tendrá efecto alguno sobre los parámetros orbitales de las partículas del disco planetario.

La segunda región Galáctica es la nube de nacimiento del Sol. Existen evidencias radioisotópicas de que la nebulosa Solar primigénea fue contaminada por una explosión de una supernova cercana, lo que significa que el Sol se originó en un cúmulo estelar. Por otro lado, el cinturón de Kuiper clásico muestra un corte abrupto a una distancia de ~ 50 UA. Además existen objetos con características dinámicas inexplicables hasta ahora varios de las cuales pueden reproducirse con un pasaje estelar más certeramente que con modelos anteriores de la literatura. Se piensa que este pasaje estelar pudo haber ocurrido a una distancia de entre 100 y 200 UA. Si una estrella pasó cerca del sistema solar, fue más probablemente en la nube de nacimiento del Sol. En los entornos de las regiones de formación estelar, la densidad estelar es lo suficientemente alta como para producir un encuentro estelar a menos de 200 UA. En este capítulo hemos realizado simulaciones para intentar reproducir los parámetros orbitales observados en el cinturón de Kuiper clásico.

La tercera región Galáctica se refiere a cúmulos estelares abiertos. Analizamos el caso particular del cúmulo estelar abierto Messier 67. Es uno de los más viejos que se conocen, la edad de sus estrellas es $\sim 4 \times 10^9$ años (del orden de la del Sol), además sus estrellas tienen metalicidades semejantes a la del Sol. Se le conocen alrededor de 100 estrellas de tipo Solar, por lo que es un cúmulo interesante. Para conocer la dinámica de los encuentros estelares en Messier 67 tomamos una ley de densidad estelar volumétrica y una ley de dispersión de velocidad calculada teóricamente. Calculamos así distancias mínimas sobre el disco planetario sobre el cual ha ocurrido al menos un encuentro estelar a un tiempo de la edad del cúmulo como función de la posición que tiene el sistema planetario en M67. Encontramos que en la región central del cúmulo, por cada estrella ocurre un encuentro estelar con parámetros de impacto inferiores a 100 UA mientras que en la periferia ocurren encuentros estelares distantes con parámetros de impacto de 400 UA. También analizamos la dinámica de Messier 67 en su estado primigéneo.

La cuarta región son los cúmulos globulares. Como en los cúmulos abiertos, tomamos una ley de densidad estelar tridimensional, una ley de dispersión de velocidades calculada teóricamente. Calculamos distancias mínimas sobre el disco planetario en el que ha ocurrido al menos un encuentro estelar a un tiempo de 10^9 años como función de la posición del sistema planetario en el cúmulo globular. Analizamos el cúmulo globular M13. Encontramos que a 2 pc del centro de M13 (la región central) para cada estrella ocurre un encuentro estelar con parámetros de impacto de ~ 20 UA y en la periferia (a 30 pc) el encuentro ocurre con parámetros de impacto de 700 UA.

El quinto capítulo es el bulbo-barra de la Galaxia. Hemos considerado al bulbo-barra como una sola entidad, esto debido a que aún no es muy claro si se trata de dos componentes independientes o de una sola. Tomamos leyes de densidad estelar y de dispersión de velocidades de la literatura y calculamos distancias mínimas en un disco planetario sobre el cual ha ocurrido al menos un encuentro estelar a un tiempo de 1.5×10^{10} años (edad de las estrellas más viejas encontradas en el bulbo-barra) como función de la posición del sistema planetario en el bulbo-barra. A diferencia de los cúmulos estelares en donde las regiones centrales presentan considerablemente más encuentros que en la periferia, en el bulbo-barra se observa una tendencia distinta.

Finalizamos con el núcleo Galáctico. Esta es una región interesante ya que encierra un entorno dinámicamente muy violento. La cantidad de estrellas por pc^3 es enorme a cualquier posición en el cúmulo estelar nuclear. Los parámetros de impacto que encontramos son de pocas decenas de unidades astronómicas y aunque las dispersiones de velocidad son altas, la cantidad de interacciones estelares es tan grande que existe incluso una alta probabilidad de colisiones estelares directas.

Para cada uno de los capítulos de este bloque, hemos además empleado la aproximación de impulso para calcular la posibilidad de que sobrevivan las nubes de Oort en cada uno de los ambientes Galácticos estudiados.

En el capítulo 7 mencionamos las implicaciones astrobiológicas de la dinámica orbital en los distintos ambientes Galácticos. Discriminamos aquellas regiones que resultarían hostiles para los sistemas planetarios y cuáles podrían ser de interés astrobiológico, desde el punto de vista de la dinámica orbital.

Finalmente el último bloque de la tesis:

4): *APÉNDICES*. Este bloque consta de tres capítulos cortos. El primero se refiere al potencial Galáctico axisimétrico empleado para obtener los resultados de la vecindad Solar; el segundo describe los métodos de integración y técnicas que incluyen el adaptador de paso adaptivo *Bulirsh-Stoer* y el tercero muestra cálculos referentes a la dinámica colisional del cinturón de Kuiper y de la nube de Oort.

Parte I

CONCEPTOS INTRODUCTORIOS

Capítulo 2

Introducción General

2.1. El Sistema Planetario Mejor Conocido: el Sistema Solar

En el contexto de la teoría estándar de formación estelar, el sistema solar puede ser pensado como el Sol mas algunos *escombros* (Figura 2.1). Esto debido a que la masa sumada del material del sistema solar, sin incluir el Sol, es sólo del 0.04% de la masa total del sistema planetario.

Describimos a continuación brevemente las características morfológicas y físicas más importantes del sistema planetario que conocemos mejor: el sistema solar.

2.1.1. El Sol y los Planetas

El Sol es una estrella de secuencia principal tipo G2, contiene aproximadamente el 99.86 por ciento de la masa total del sistema solar y tiene una luminosidad $\sim 4 \times 10^8$ veces mayor que la luminosidad total (reflejada más emitida) de Júpiter, el segundo objeto más brillante en el sistema solar. Debido a su enorme masa, el Sol es gravitacionalmente el cuerpo dominante de nuestro sistema planetario.

Sin embargo, los planetas no son del todo insignificantes, alrededor del 98% del momento angular en el sistema solar se encuentra en los movimiento orbitales de los planetas.

Los planetas se encuentran en órbitas de muy baja excentricidad e inclinación y se

dividen en planetas gigantes (Júpiter, Urano y Neptuno), planetas terrestres (Mercurio, Venus, Tierra y Marte) y planetas enanos (Plutón, Eris, Sedna, etcétera).

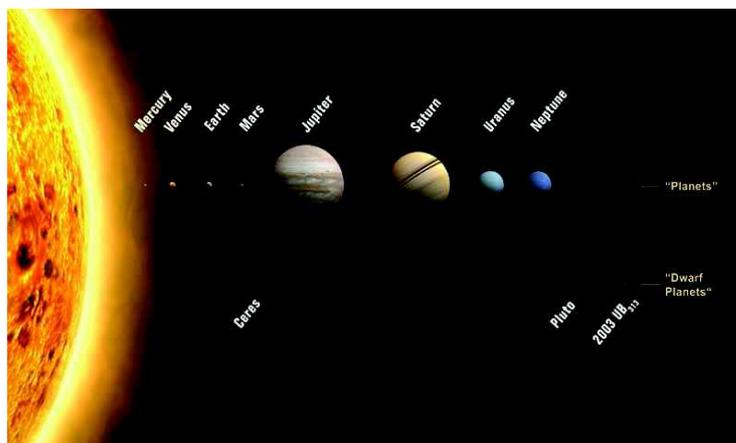


FIGURA 2.1: Componentes del Sistema planetario: el Sol, los 8 planetas clásicos y los planetas enanos. El sistema Solar completo está compuesto además de los elementos mostrados en esta figura, por otros cuerpos como lunas, asteroides, cometas, objetos del cinturón de Kuiper, objetos de la nube de Oort y polvo interplanetario principalmente (NASA).

Después del Sol, por su masa, Júpiter domina gravitacionalmente el sistema planetario con una masa que supera el doble de la de todos los otros planetas combinados, esto es, alrededor de $300 M_{\oplus}$. Como una aproximación a segundo orden, el sistema Solar puede ser visto como el Sol, Júpiter y algunos escombros. El más grande de los escombros es Saturno con una masa de alrededor de $100 M_{\oplus}$. Saturno al igual que Júpiter, está principalmente compuesto de hidrógeno y helio, ambos planetas tienen un núcleo de alrededor de $10 M_{\oplus}$. El tercero y cuarto planetas por masa, son Urano y Neptuno, con aproximadamente 15 y $17 M_{\oplus}$, respectivamente. Estos planetas pertenecen a una clase diferente, con sus composiciones dominadas por agua, amoníaco, metano, y rocas. Los cuatro planetas más grandes son conocidos colectivamente como los planetas gigantes. Júpiter y Saturno son gigantes de gas con radios de aproximadamente $60,000$ y $70,000$ km, respectivamente, mientras que Urano y Neptuno son gigantes de hielo, ambos con radios de $\sim 25,000$ km. Los planetas gigantes orbitan el Sol a distancias de aproximadamente 5 , 10 , 20 y 30 UA. En la figura 2.2 se muestran las órbitas de los planetas del sistema solar.

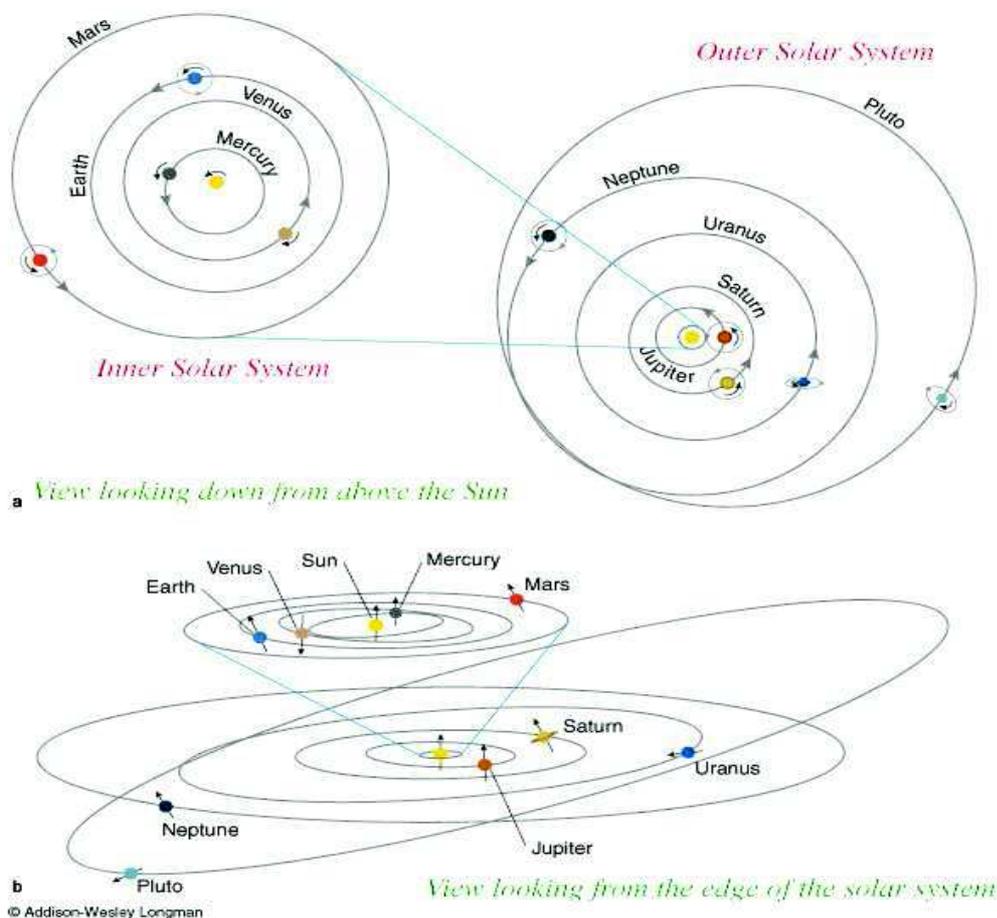


FIGURA 2.2: Órbitas de los 8 planetas del sistema solar, incluida la órbita del planeta enano Plutón. El sistema solar interno, al que se refiere la figura corresponde a los planetas terrestres, mientras que el sistema solar externo corresponde a los planetas gigantes.

El resto de los escombros consiste de todos los cuerpos sólidos en el sistema solar, que a pesar de su diminuta masa, contienen una gran variedad de objetos de enorme interés dinámico. Entre los restos mas grandes están los llamados “planetas terrestres”. Los planetas terrestres más grandes son la Tierra y Venus, ambos con un radio de alrededor de 6,000 km, localizados a aproximadamente 1 y 0.7 UA del Sol, respectivamente y los siguientes en tamaño son Marte con un radio de $\sim 3,500$ km, orbitando a ~ 1.5 UA y Mercurio con un radio de $\sim 2,500$ km orbitando a ~ 0.4 UA. Con una enorme diferencia en masa con respecto a los planetas terrestres, los siguientes cuerpos más

grandes son los planetas enanos, de los cuales Plutón es el mejor conocido, con una distancia heliocéntrica que oscila entre 29 y 50 UA.

La mayoría de los planetas del sistema solar tienen satélites naturales, los planetas gigantes tienen grandes sistemas satelitales, que incluyen satélites de tamaños variados y de anillos. La mayoría de las lunas pequeñas orbitan cerca del planeta. Todos los satélites mayores, excepto Tritón, orbitan al planeta respectivo de manera prógrada, cerca al plano ecuatorial del planeta. La Tierra y Plutón tienen una gran luna cada uno, la Luna de la Tierra tiene 1% de la masa de la Tierra, mientras que Caronte tiene el 10% de la masa del planeta enano Plutón.

2.1.2. El Cinturón de Asteroides

Los asteroides son cuerpos menores que orbitan el Sol a distancias desde el interior de la órbita de Mercurio hasta fuera de la órbita de Neptuno. Sin embargo, la mayoría de los asteroides conocidos están concentrados en el cinturón de asteroides, entre las órbitas de Marte y Júpiter. Se han catalogado alrededor de 10,000 asteroides y cientos más se agregan cada año. Los asteroides tienen tamaños muy variados, el asteroide más grande es 1 Ceres con 470 Km de radio. Los siguientes más grandes son 2 Pallas, 4 Vesta y 10 Hygiea, con radios en el intervalo de 250 a 203 km. Aunque los asteroides más pequeños son más numerosos, la mayoría de la masa en el cinturón de asteroides está contenida dentro de los pocos cuerpos grandes. El estudio de asteroides, cometas y meteoritos proporciona información útil respecto a la formación de nuestro sistema solar.

La Figura 2.3 muestra una distribución de semiejes mayores de las órbitas de los asteroides. La mayoría están localizados en el cinturón principal de asteroides, a distancias heliocéntricas entre 2.1 y 3.3 UA. La envergadura en excentricidades del cinturón principal de asteroides está bien descrita por una distribución de Rayleigh (similar a una distribución de Maxwell en una dimensión), lo que sugiere algún tipo de equilibrio. La inclinación media de las órbitas de los asteroides respecto a la eclíptica es de 15° .

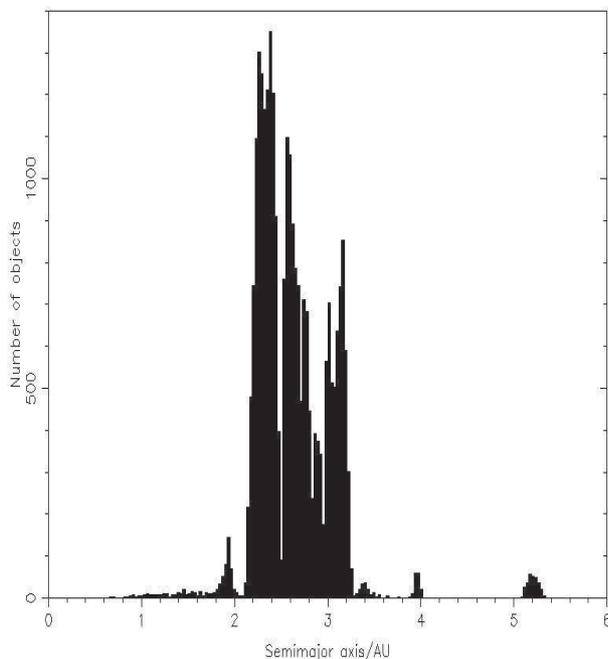


FIGURA 2.3: Histograma de los asteroides con magnitudes mayores de 15 *versus* semiejes mayores. Marte se encuentra a 1.52 UA, mientras que Júpiter esta a 5.20 UA. Asimismo se notan huecos (*gaps*) en la distribución orbital.

En la Figura 2.3 se aprecian varios huecos y concentraciones de asteroides a lo largo de las distancias heliocéntricas. El primero en notar los huecos fue Kirkwood, por lo que se le conocen como *huecos de Kirkwood*. Estos huecos coinciden con la ubicación de resonancias con el planeta Júpiter. Si un asteroide orbita al Sol con un periodo proporcional al de Júpiter, la órbita del asteroide se afecta fuertemente por la influencia gravitacional de Júpiter. Las perturbaciones originadas por los planetas gigantes producen zonas caóticas alrededor de las ubicaciones de las resonancias, donde las excentricidades de las órbitas pueden alcanzar valores grandes, tales que incluso cruzan las órbitas de la Tierra y Marte. Estos asteroides pueden ser removidos por interacciones gravitacionales y/o colisiones con los planetas.

Mas de 700 asteroides han sido descubiertos cerca de los puntos Lagrangianos de Júpiter. Estos cuerpos son conocidos como *asteroides troyanos* se encuentran a distancias mayores que los del cinturón principal de asteroides y poseen albedos bajos. Los

asteroides troyanos se encuentran en resonancias 1:1 con Júpiter. Muchos asteroides se encuentran actualmente en órbitas que son inestables sobre intervalos de tiempo mucho más cortas que la edad del sistema solar. Cientos de asteroides conocidos cruzan el interior de la órbita de Marte.

2.1.3. Cinturón de Kuiper

Los llamados cometas de periodo corto (periodos < 200 años) muestran inclinaciones orbitales muy bajas relativas al plano de la eclíptica. A finales de los años 80 y principios de los 90, se usaron estos hechos para inferir la presencia de un reservorio cometario compacto, con unos pocos cientos de unidades astronómicas de ancho con forma de disco e inclinaciones orbitales menores de 30 grados (Duncan et al. 1988). La existencia de este disco más allá de los planetas fue sugerida por varios autores, de los cuales el más existoso fue Kuiper (Kuiper 1951). La hipótesis de Kuiper fue que algunos escombros (pequeños cuerpos) deberían estar más allá de los planetas gigantes, y que se trataba de una región donde la formación planetaria nunca se completó. Este reservorio hoy se conoce como cinturón de Kuiper (Jewitt y Luu 1993).

Desde principios de los años 90 se ha descubierto una gran población de pequeños objetos en órbitas heliocéntricas más allá de Neptuno. Se cree que hay al menos 70,000 objetos trans-neptunianos con diámetros mayores a 100 km en una zona radial desde la órbita de Neptuno a 30 UA hasta 50 UA. Las observaciones muestran además que los objetos trans-neptunianos del cinturón de Kuiper están principalmente confinados dentro de una banda delgada sobre la eclíptica que forma un anillo o cinturón alrededor del Sol. En la Figura 2.4 se muestran esquemáticamente las órbitas de Neptuno y Plutón junto al cinturón de Kuiper.

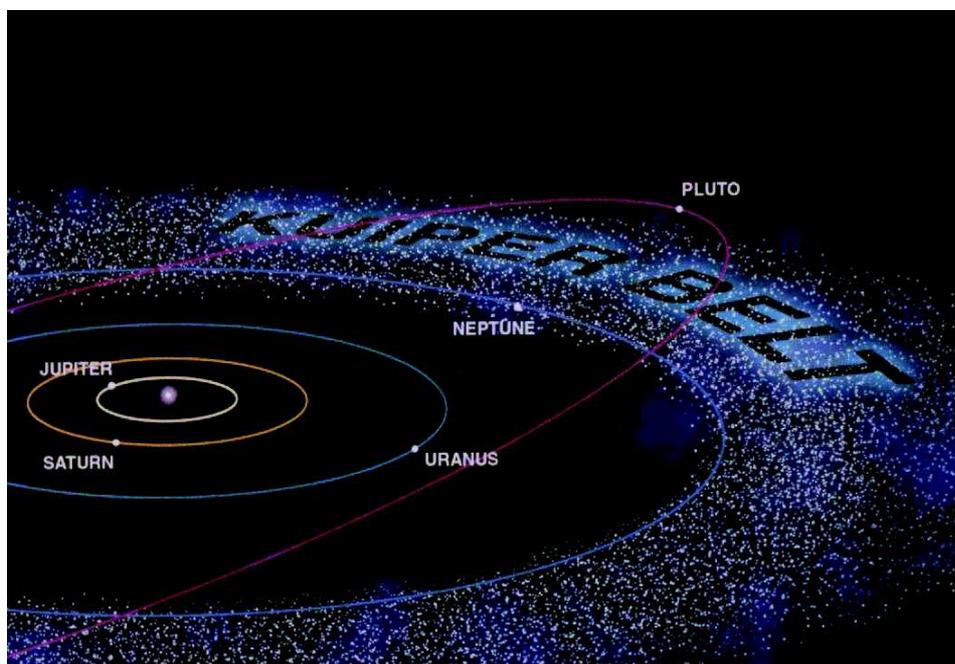


FIGURA 2.4: Esquema del cinturón de Kuiper y la posición de la órbita de Neptuno y Plutón (NASA).

El cinturón de Kuiper es muy importante para el estudio de sistemas planetarios en al menos dos sentidos, primero, se piensa que los objetos del cinturón de Kuiper son el remanente de las fases iniciales de acreción del sistema solar. Las partes internas densas del disco protoplanetario se condensaron en los planetas gigantes, probablemente en un periodo de tiempo de unos pocos millones de años a decenas de millones de años. Las partes externas del disco protoplanetario fueron menos densas y la acreción evolucionó lentamente y claramente muchos objetos pequeños fueron formados. Segundo, también se cree que el cinturón de Kuiper es el origen de los cometas de periodo corto, de forma similar a la Nube de Oort que se cree actúa como la fuente de los cometas de periodo largo.

Plutón representa al objeto mejor conocido del cinturón de Kuiper, aunque de investigaciones recientes, se ha mostrado que Plutón no es el objeto trans-neptuniano de mayor tamaño, sino el objeto 2003 UB313, mejor conocido como *Eris*, con un diámetro de alrededor de 2,400 km, mientras que Plutón tiene un diámetro aproximado de 2,300 km. En la Figura 2.5 se muestran los mayores objetos transneptunianos conocidos hasta

ahora.

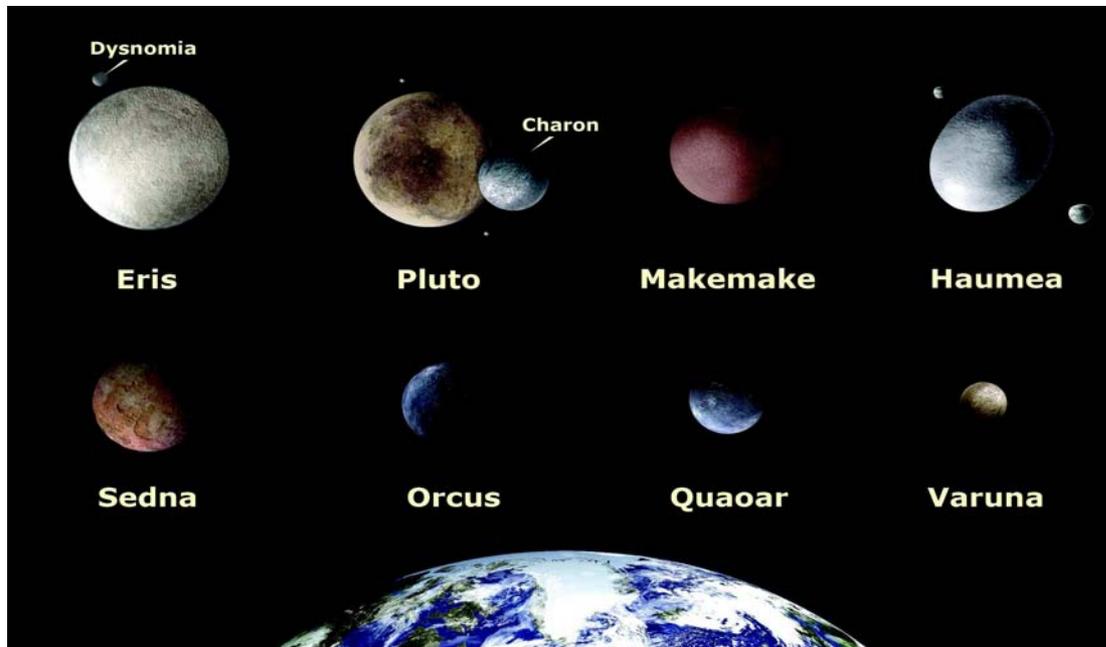


FIGURA 2.5: (NASA, ESA, STScI) Los objetos transneptunianos más grandes conocidos hasta ahora. Tanto Eris como Plutón son planetas enanos.

Estructura del Cinturón de Kuiper

Neptuno tiene un semieje mayor de 30 UA y define el comienzo, es decir, la parte más interna del cinturón de Kuiper. La mayoría de los objetos conocidos del cinturón de Kuiper se encuentran entre 30 y 50 UA, aunque existen algunos otros objetos, llamados dispersos que tienen semiejes mayores de cientos de UA. La estructura del cinturón de Kuiper es compleja, su morfología depende de la influencia gravitacional de los planetas gigantes, principalmente Neptuno.

Con base en las órbitas de los objetos del cinturón de Kuiper conocidos se ha hecho una clasificación orbital de estos objetos. Esta clasificación comprende tres subgrupos: objetos clásicos, objetos resonantes y objetos dispersos.

a) EL CINTURÓN DE KUIPER CLÁSICO

Los objetos clásicos del cinturón de Kuiper representan la mayoría (aproximadamente dos tercios) del total de objetos conocidos. La mayor parte de los objetos clásicos se

encuentran dentro de semiejes mayores entre 40 y 50 UA (Jewitt et al. 1998) y tienen perihelios mayores de 35 UA. Los objetos clásicos del cinturón son clásicos en el sentido en que sus órbitas tienden a tener pequeñas excentricidades que se explican bajo la suposición de que fueron formados por agregación en un disco frío. En la Figura 2.6 se muestran órbitas de los objetos clásicos.

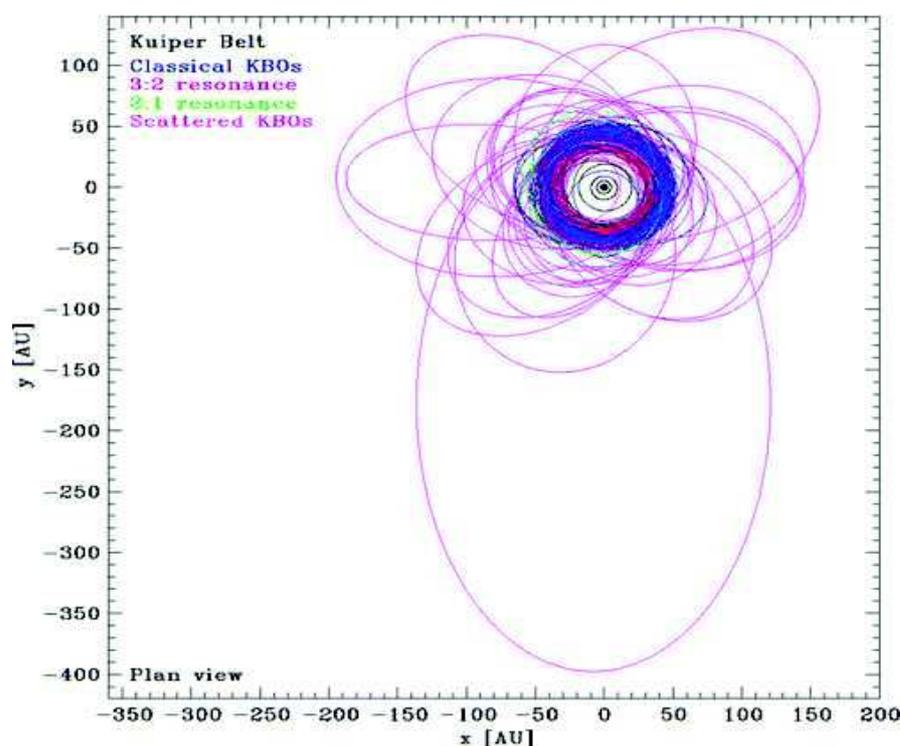


FIGURA 2.6: Órbitas de los objetos del cinturón de Kuiper. Las órbitas están coloreadas de acuerdo a la leyenda: azul=objetos clásicos, rojo=objetos en la resonancia 3:2, verde=objetos en la resonancia 2:1, rosa=objetos dispersos.

El intervalo de inclinación de las órbitas de los objetos clásicos respecto a la eclíptica alcanza valores de hasta 30° . Esto sugiere que la inclinación y excentricidad han sido estimuladas por algún agente aún no identificado. Muchas ideas han surgido para explicar el mecanismo de estimulación, tales como: i) planetésimos masivos que pudieron haber sido dispersados por Neptuno en los inicios de la formación del cinturón de Kuiper. Estos objetos pudieron estimular la inclinación y excentricidad de los objetos clásicos. Un problema con esta hipótesis, es que planetésimos masivos también perturbarían y despoblarían las resonancias, la observación de los plutinos es un punto en contra de

esta hipótesis. ii) El pasaje cercano de una estrella. Los trabajos que proponen esta idea, basados en simulaciones numéricas, afirman que los objetos clásicos pueden ser excitados, mientras que los plutinos, permanecen no excitados. Un problema obvio con esta idea, es que la probabilidad de que una estrella pase cerca del Sol en el ambiente Solar actual es muy pequeña. Sin embargo, es posible que el Sol se haya formado con otras estrellas en un cúmulo relativamente denso. En ese caso la tasa de encuentros cercanos con otras estrellas debió ser mucho mayor que la actual. Ida et al (2000) han estudiado la posibilidad de que el borde abrupto del cinturón de Kuiper a 50 UA, también sea resultado de una alteración por un encuentro cercano con un pasaje estelar.

c) OBJETOS RESONANTES DEL CINTURÓN DE KUIPER

Debido a resonancias con Neptuno, estos objetos generalmente tienen excentricidades e inclinaciones mayores que los objetos clásicos. La resonancia más poblada es la resonancia 3:2, localizada a 39.4 UA, en la cual se encuentra Plutón. Debido a las semejanzas dinámicas entre Plutón y los demás objetos de la resonancia 3:2, a estos objetos se les conoce como *plutinos*.

Los objetos que están en la resonancia 3:2 completan dos órbitas alrededor del Sol, el mismo tiempo que le toma a Neptuno completar tres órbitas. La resonancia 3:2 actúa para estabilizar a los plutinos contra perturbaciones gravitacionales producidas por Neptuno (Malhotra 1995). Los objetos resonantes en órbitas elípticas se pueden aproximar e incluso cruzar con la órbita de Neptuno si su perihelio es menor a 30 UA, de hecho, la órbita de Plutón cruza la órbita de Neptuno.

Aproximadamente el 10% de los objetos trans-neptunianos conocidos son plutinos (Jewitt et al. 1998; Trujillo et al 2001). Extrapolando todo el cielo, se estima que el número de Plutinos mayores de 100 km de diámetro es de ~ 1500 (Trujillo et al. 2001), el número es incierto debido a incertidumbres y sesgos observacionales. Plutón es el objeto del cinturón de Kuiper más grande que hay en la resonancia.

Otras resonancias que están pobladas de manera importante son la resonancia 2:1, localizada a 47.8 UA y la 4:3 localizada a 36.4 UA. Las propiedades orbitales (excentricidades e inclinaciones) que distinguen a cada uno de los tipos de objetos del cinturón de Kuiper se muestran en las Figuras 2.7 y 2.8

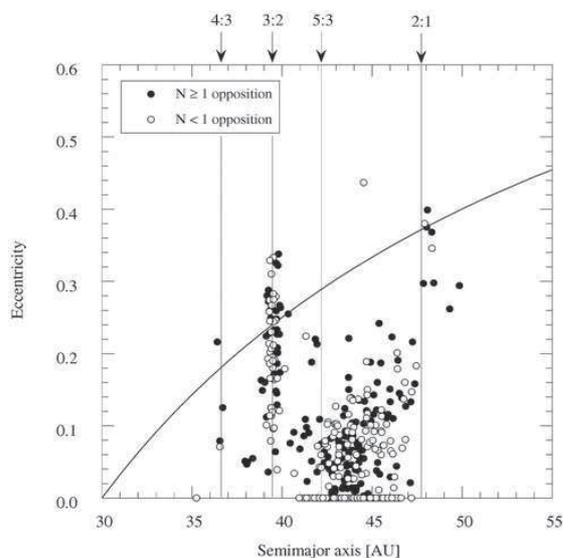


FIGURA 2.7: Excentricidad e vs. semiejes mayores a para objetos clásicos y resonantes. Los círculos llenos denotan órbitas multiopuestas, los círculos abiertos denotan órbitas obtenidas por astrometría tomadas dentro de una oposición. La curva marca un perihelio de $q=30$ UA, los objetos sobre la línea cruzan Neptuno. Las líneas verticales marcan las localizaciones de resonancias con Neptuno.

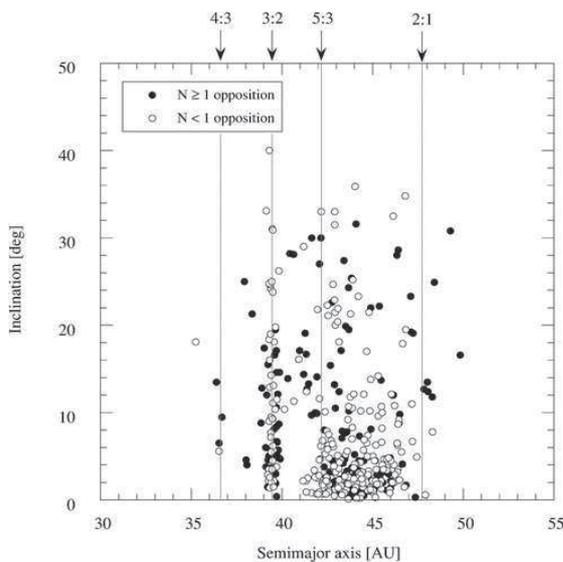


FIGURA 2.8: Lo mismo que la Figura 2.7 pero para inclinaciones respecto a la eclíptica.

c) LOS OBJETOS DISPERSOS DEL CINTURÓN DE KUIPER

Estos objetos poseen órbitas muy excéntricas y muy inclinadas (Figura 2.9), con perihelios de más de 35 UA que no pueden explicarse con interacción gravitacional con Neptuno dado que a estas distancias Neptuno ejerce una fuerza prácticamente despreciable sobre estos objetos. Los objetos dispersos tienen una morfología similar a un toroide alrededor de los objetos clásicos y resonantes, extendiéndose hasta grandes distancias.

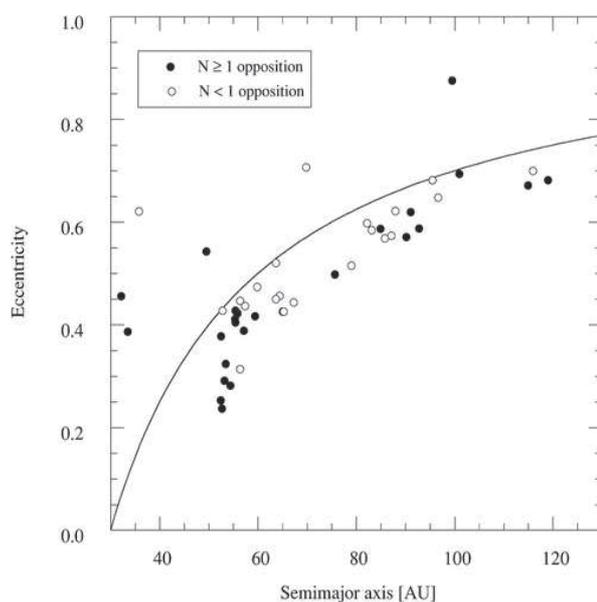


FIGURA 2.9: Excentricidad vs. semiejes mayores de los objetos del cinturón de Kuiper disperso. Simbología como en la Figura 2.7

Para explicar cómo los objetos dispersos obtuvieron sus excentricidades y órbitas, Fernández (1980) ha sugerido que los planetesimales debieron ser dispersados a este tipo de órbitas en los inicios del sistema solar. Los objetos del cinturón de Kuiper que se acercan demasiado a Neptuno son generalmente dispersados a grandes distancias en escalas de tiempo cortas. Los planetesimales (Figura 2.10) dispersados a órbitas muy grandes pueden escapar de la influencia gravitacional del Sol o pueden ser perturbados por el campo de marea galáctico y por estrellas que pasan cerca de la nube de Oort. Los objetos dispersados a unos 100 UA, son inmunes a las mareas Galácticas y estelares y permanecen atados fuertemente alrededor del sistema solar.



FIGURA 2.10: Ilustración de planetesimales dispersados por los planetas gigantes (Addison Wesley).

El Borde del Cinturón de Kuiper

El cinturón de Kuiper clásico tiene un borde aparentemente abrupto a una distancia heliocéntrica aproximada de 50 UA. El borde ha sido confirmado por muchos trabajos observacionales (Allen et al. 2001; Trujillo et al. 2001). El borde, como muchas otras características del cinturón de Kuiper, no era esperado o predicho por ninguna teoría previa.

La teoría más aceptada es la truncación por marea del cinturón de Kuiper por una estrella pasajera (Ida et al. 2000 b). Para cortar el disco a 50 UA, la estrella debió haber pasado a 150 UA del Sol. Aunque, como mencionamos antes, tal encuentro es altamente improbable en el entorno actual del Sol (la distancia media entre las estrellas es de alrededor de 200,000 UA). Pero si el Sol se formó en un cúmulo estelar denso como lo proponen las teorías actuales de formación estelar, entonces es probable que tal encuentro ocurriera en la nube de nacimiento del Sol.

Otra teoría es que el borde del cinturón de Kuiper clásico marca simplemente la distancia a la cual los objetos fueron transportados después de ser barridos por la resonancia migrante 3:2. Otra idea es que el borde solamente refleja una deficiencia de objetos grandes, fácilmente observables, y más allá del borde existen objetos más pequeños. Esta posibilidad se ha mencionado desde 1998, sin embargo los intentos por

encontrar objetos a mayor profundidad, han fallado.

2.1.4. La Nube de Oort

Los cometas son cuerpos con tamaños característicos de 1 a 15 kilómetros que orbitan el Sol. Generalmente son detectados cuando se aproximan al Sol debido a que sus superficies volátiles se subliman al aumentar la insolación, lo que provoca una atmósfera de gas y polvo conspicua, llamada coma.

Algunos cometas tienen órbitas de periodo largo que van desde miles hasta varias decenas de miles de unidades astronómicas del Sol. Este hecho y la observación de que las órbitas de tales cometas están isotrópicamente orientadas con relación al plano del sistema Solar, llevó a Oort a concluir en 1950, que tales cometas deben provenir de un reservorio esférico que rodea al Sol a distancias muy grandes (Oort 1950). Este reservorio se conoce como la nube de Oort (Figura 2.11). Weissman (1996) propone que el número de cometas de la nube de Oort está en el intervalo desde 10^{11} hasta quizás 5×10^{12} , con una masa total aproximada del orden de 1 a $50 M_{\oplus}$. Los modelos de la formación del sistema solar y la nube de Oort han mostrado que la formación de la nube de Oort es un producto natural de la eyección de escombros de la región de planetas gigantes hace 3.5-4.5 Ga (Safronov 1987).

El enorme volumen de la nube de Oort disminuye a valores muy bajos la densidad espacial de cometas (la separación promedio entre cometas en la nube de Oort es del orden de 0.334-3.34 UA), esto combinado con las bajas velocidades orbitales en la nube de Oort (del orden de 0.2 km/s), sugiere naturalmente un entorno no colisional. Las estimaciones de tasa de colisión para cuerpos en la nube de Oort han confirmado esto (Stern 1988), indicando que los cometas de la nube de Oort deben ser viejos y que la superficie de los cometas que se estima está cubierta por cráteres causados por colisión con otros objetos durante los 4.5 Ga de almacenamiento en la nube de Oort, es del orden de 1% o menos, dependiendo de las suposiciones en la densidad espacial.

Estos resultados ahora obtenidos por muchos grupos de manera independiente (Farinella et al. 2000; Durda y Stern 2000) representan un cambio significativo en la visión de los cuerpos cometarios, y una gran diferencia entre los cometas de la nube de Oort y los del cinturón de Kuiper. Mientras que los cometas de la nube de Oort se supone que

son reliquias (dañadas) de la era de formación, la mayoría de los objetos del cinturón de Kuiper deben ser jóvenes. Además, debido a las colisiones, las propiedades mecánicas y de estructura tanto de la nube de Oort como del cinturón de Kuiper son distintas.

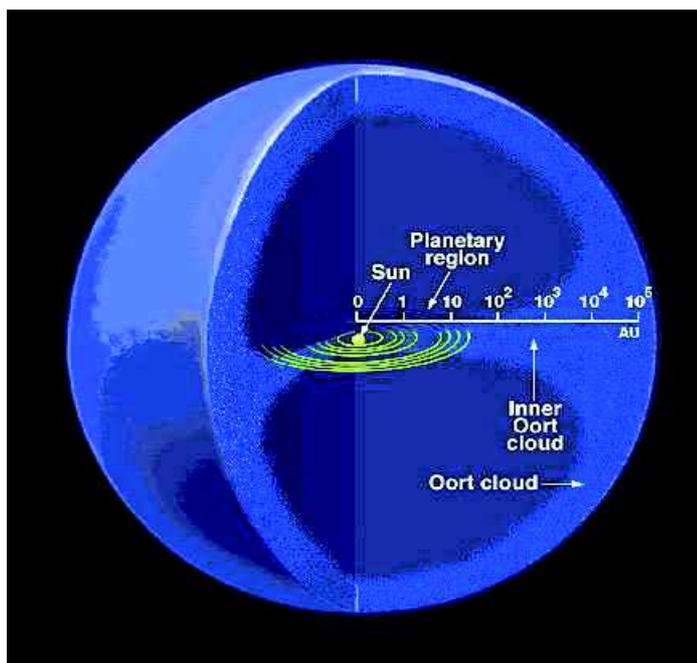


FIGURA 2.11: La nube de Oort, tiene aproximadamente un radio de 100,000 UA. Representa el reservorio de cometas de periodo corto (Southwest Research Institute) .

2.2. Sistemas Planetarios Extrasolares

Con el descubrimiento del primer planeta extrasolar orbitando alrededor de una estrella similar al Sol (Mayor y Queloz 1995), comenzó un nuevo campo en la investigación astronómica. Hasta la fecha más de 300 planetas extrasolares han sido descubiertos alrededor de estrellas en secuencia principal (Butler et al. 2006; Schneider 2008).

El conocimiento actual sobre la formación del sistema solar, supone que las estrellas y planetas se formaron como resultado del colapso de nubes compuestas de gas y polvo interestelar con una pequeña componente de rotación. Estas nubes densas se contrajeron por autogravedad, dando lugar a una estrella central con un disco de material circundante. Las partículas de polvo y gas en este disco aplanado con el tiempo

podieron formar planetas por agregación que orbitan alrededor de la estrella central.

Los planetas terrestres en nuestro sistema solar (Mercurio, Venus, Tierra y Marte) tienen dimensiones diminutas, relativas a los planetas gigantes, y están constituidos principalmente de rocas y metales. Se piensa que estos planetas se formaron, como dicta la teoría estándar, por agregación, en la cual las partículas de polvo se juntan entre sí para formar cuerpos más grandes o planetésimos, que con el tiempo forman planetas por colisiones. Los planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno) orbitan el Sol a distancias mayores y consisten de un núcleo sólido rodeado por una envoltura gaseosa. La acreción planetesimal puede explicar la formación de estos núcleos, que subsecuentemente capturan gas del disco.

Uno de los problemas con las observaciones es que contradicen la teoría estándar, esto es, la mayoría de los planetas extrasolares descubiertos hasta ahora tienen masas del orden de 0.1 a 10 masas de Júpiter. Además se encuentran orbitando muy cerca de su estrella anfitriona y generalmente tienen grandes excentricidades. La teoría de formación planetaria predice en su lugar órbitas circulares y planetas gigantes formados lejos de la estrella, justo como nuestro sistema solar. Se ha introducido el mecanismo de migración planetaria para explicar el desplazamiento de planetas gigantes desde sus sitios lejanos de formación hacia pequeños radios orbitales. Las grandes excentricidades de los planetas extrasolares todavía no están bien comprendidas. Para avanzar en el conocimiento de cómo se formaron realmente los sistemas planetarios, se necesita observar de manera estadística un gran número de estrellas y planetas y clasificar estas observaciones tomando en cuenta los parámetros orbitales de los planetas (excentricidad, periodo, inclinación), su masa y el tipo de estrella que orbitan.

Existen varios métodos mediante los cuales actualmente se encuentran planetas extrasolares. El método principal es mediante perturbaciones dinámicas de la estrella debidas al planeta, esto es, cuando un planeta orbita a una estrella ejerce una fuerza gravitacional sobre ésta, esto induce un movimiento de la estrella con respecto al centro de masa del sistema. La estrella seguirá una trayectoria elíptica con el mismo periodo que el del planeta. Para detectar este “bamboleo” de la estrella se utiliza la velocidad radial. Con las mediciones se intenta detectar las variaciones periódicas de la velocidad radial de la estrella inducida por la presencia de un planeta. La mayoría de los planetas extrasolares conocidos hasta ahora han sido descubiertos por esta técnica. Cabe

mencionar que este método es más sensible a planetas masivos que orbitan cerca de la estrella; los planetas como la Tierra no pueden ser detectados a través de la técnica de velocidad radial (figura 2.12).

Otro método para encontrar planetas extrasolares, además del de perturbaciones dinámicas de la estrella debidas a la existencia del planeta, es el método fotométrico (o de tránsito). Este método mide la disminución en brillo de la estrella cuando un planeta pasa frente a esta estrella. Para un planeta de las dimensiones de Júpiter el oscurecimiento representa alrededor de 1 % de la luz Sol. Este método es más eficiente para planetas grandes que orbitan muy cerca de la estrella (figura 2.13).

Otro método es el de lentes gravitacionales para detectar planetas extrasolares, se basa en detectar la desviación de la luz de una estrella causada por un sistema (estrella-planeta). Esto es debido a la propagación peculiar de la luz en un espacio tiempo curvado. Hasta la fecha, pocos planetas han sido detectados con este método. Aunque se prevee que este método será de gran utilidad en la búsqueda de planetas con masas terrestres (figura 2.14).

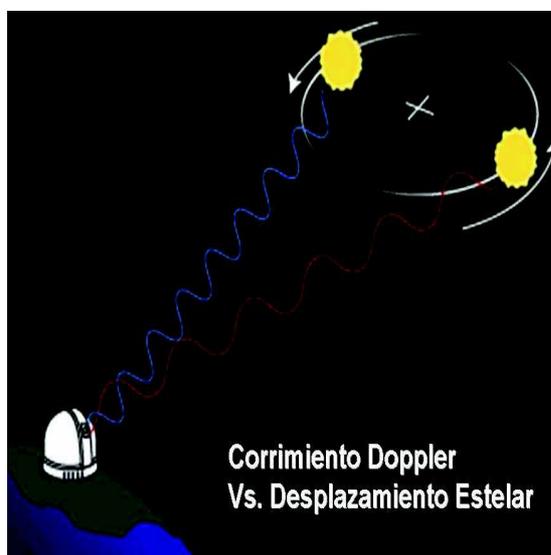


FIGURA 2.12: Método de velocidad radial mediante efecto Doppler para la detección de planetas extrasolares. Con este método se han encontrado 249 sistemas planetarios, 290 planetas y 29 sistemas múltiples, resulta el método más exitoso hasta ahora (NASA, JPL).

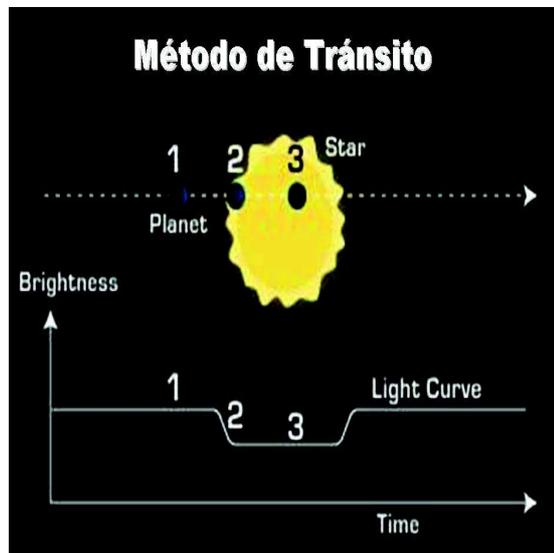


FIGURA 2.13: Método fotométrico o de tránsito para detectar planetas extrasolares. Con este método se han encontrado 52 sistemas planetarios (NASA, JPL).

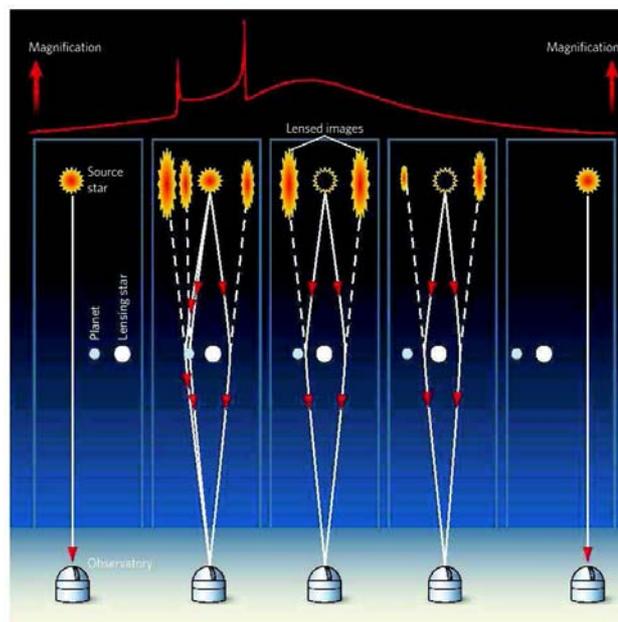


FIGURA 2.14: Método de micro lentes gravitacionales para detectar planetas extrasolares. Solamente 7 planetas se han encontrado hasta la fecha por medio de este método. Es de gran utilidad en la búsqueda de planetas con masas terrestres (NASA, JPL).

El método de tránsito es más útil que el de lentes gravitacionales. Desde el espacio se pueden detectar planetas terrestres con este método (misión Kepler).

Finalmente, el método de detección directa. Los planetas generalmente no emiten luz, pero sí reflejan la de su estrella anfitriona. Este método se enfoca en detectar esta luz reflejada. Es un método complicado, el mayor problema es que por lo general en el visible los planetas son 10^9 veces menos brillantes que la estrella, mientras que en el infrarrojo son 10 millones de veces menos brillantes. Se han encontrado 5 planetas con observación directa (figura 2.15).

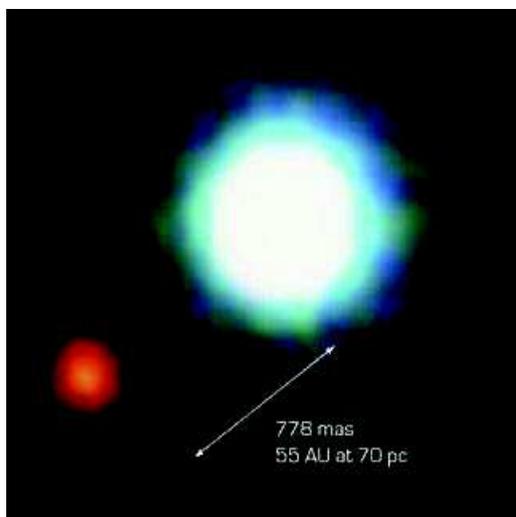


FIGURA 2.15: Método de detección directa para detectar planetas extrasolares. Solamente 5 planetas se han encontrado con este método (NASA, JPL).

Propiedades Estadísticas de los Planetas Extrasolares Conocidos

Marcy et al. (2005) analizaron propiedades observadas de 104 exoplanetas encontrados mediante la técnica de velocidad radial con la que se habían descubierto 152 planetas hasta ese entonces. Los 104 planetas detectados tienen una masa mínima de $6M_{\oplus}$, orbitando entre 0.02 y 6 UA. De las observaciones se encuentran propiedades estadísticas: i) la distribución de masa se incrementa hacia las masas más bajas detectables, $dN/dM \sim M^{-1}$. ii) La metalicidad estelar está relacionada fuertemente con la presencia de planetas. iii) La distribución de semiejes mayores alcanza 0.3-3.0 UA y una extrapolación sugiere que aproximadamente el 12% de las estrellas FGK albergan exoplanetas gigan-

tes gaseosos al interior de 20 UA. La excentricidad orbital promedio es de $\langle e \rangle = 0.25$, y los planetas más allá de 3 UA se encuentran en órbitas excéntricas.

A continuación listamos las características generales de los planetas extrasolares conocidos.

Distribución del semieje mayor. Existen casi tantos planetas entre 3 y 30 UA como a menos de 3 UA.

Distribución de excentricidades. Las excentricidades de los planetas gigantes dentro de las 5 UA son considerablemente mayores que las de los gigantes del sistema solar. Los planetas dentro de las 0.1 UA se encuentran en su mayoría en órbitas circulares o casi circulares presumiblemente debido a circularización por mareas. Más allá de las 0.3 UA la distribución de excentricidades parece ser esencialmente uniforme entre 0 y 0.8.

Masa vs. Semieje mayor. No hay planetas muy masivos en órbitas extremadamente cercanas a la estrella. Esto no se debe a un efecto de selección por los límites observacionales. Debido a la selección por límites observacionales no puede decirse que haya evidencia de que la distribución de masa es una función de la distancia orbital.

Excentricidad vs. Masa. Si excluimos planetas con $a < 0.1$ UA, es decir, aquellos cuya órbita ha sido circularizada por mareas, se encuentra una correlación muy débil entre la excentricidad y la masa, en la que planetas con alta masa tienen una excentricidad media mayor que los exoplanetas con masas menores. Si los planetas se forman inicialmente con órbitas circulares, la alta excentricidad de la mayoría de ellos representa un enigma. Los planetas masivos presentan la mayor resistencia inercial a las perturbaciones que son necesarias para llevarlos fuera de sus órbitas inicialmente circulares, sin embargo los planetas masivos tienen órbitas más excéntrica que los planetas con masas menores. Quizá los planetas masivos son formados por un proceso en el cual las órbitas no son inicialmente circulares.

Dependencia con la metalicidad estelar. En la muestra de estrellas FGK, ~ 25 % de las estrellas ricas en metales, $[\text{Fe}/\text{H}] > +0.3$, tienen planetas mientras que menos del 3 % de las estrellas pobres en metales, $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$ tienen planetas detectados.

Cinturones de Kuiper Extrasolares

Una de las interrogantes es si los sistemas planetarios extrasolares pueden contener estructuras como el cinturón de Kuiper o el de asteroides. Jiang et al (2006) investigaron

la estabilidad de estos sistemas para distintas excentricidades con los métodos de Rabl & Dvorak (1988) y Holman & Wiegert (1999). Sostienen que la mayor parte de los sistemas planetarios extrasolares pueden tener cinturones en las regiones externas, no obstante, encuentran que las órbitas de gran excentricidad son muy efectivas para destruir estas estructuras.

Durante las dos décadas pasadas, las observaciones en infrarojo con *IRAS* y luego con *ISO* y *Spitzer*, han mostrado que las estrellas de secuencia principal generalmente se encuentran rodeadas por discos de polvo, algunos de los cuales se extienden hasta cientos de UA de la estrella central. Con las observaciones recientes de *Spitzer*, el número de discos de polvo conocidos es de aproximadamente 100, de los cuales 11 están resueltos espacialmente. Las partículas de polvo son afectadas por la presión de radiación, el arrastre Poynting Robertson y vientos estelares, colisiones mutuas y colisiones con granos interestelares. Todos estos procesos contribuyen a que el periodo de vida de las partículas de polvo sea mucho más corto que la edad de la estrella.

Los discos de polvo observados alrededor de estrellas viejas son evidencia de que planetésimos se encuentran presentes en esos sistemas a escalas espaciales que son similares a la de los asteroides y objetos del cinturón de Kuiper en el sistema solar. Estos discos de polvo presentan un amplio intervalo de tamaños, morfologías y propiedades. Se ha deducido que sus masas disminuyen con el tiempo hasta que disminuyen las colisiones. Las observaciones de estos discos de polvo muestran una gran diversidad de características estructurales, tales como cavidades internas, encorvamientos, asimetrías de brillo, espirales, anillos y agrupaciones. Hay evidencia de que en algunos casos estas estructuras son el resultado de perturbaciones dinámicas ocasionadas por un planeta masivo. El sistema solar también tiene un disco de polvo y algunas de sus propiedades se parecen a la de esos sistemas planetarios (Moro-Martín et al 2007).

2.3. Zona de Habitabilidad y Planetas Habitables

Desde el punto de vista de la astrobiología, las propiedades orbitales de los planetas son importantes para la habitabilidad. La zona de habitabilidad planetaria se define clásicamente como el intervalo orbital del semieje mayor en el cual la temperatura superficial de un planeta terrestre alrededor de una estrella puede contener agua líquida

en su superficie (Huang 1959). Esta zona de habitabilidad cambia con la evolución de la luminosidad de la estrella (Hart 1979) y dependerá de la concentración de gases de efecto de invernadero en la atmósfera (Kasting et al 1993) así como de la actividad geológica como el vulcanismo (Franck et al 2000). La región del espacio en la que un planeta que se encuentra en una órbita estable permanece en la zona habitable durante un periodo considerable de tiempo se llama zona habitable continua. El límite interno de la zona de habitabilidad se refiere a la pérdida de agua por efecto invernadero desbocado. Mientras que el límite externo depende de qué tan grande es el planeta. En una aproximación conservadora se supone que el CO₂ y el H₂O son los únicos gases de efecto invernadero, aunque se suele también incluir al CH₄. Las fronteras de la zona de habitabilidad dependen de la luminosidad de cada estrella. Una estimación de los límites de la zona de habitabilidad la podemos conocer mediante la siguiente expresión

$$0.95 \leq d / \sqrt{\frac{L_*}{L_\odot}} \leq 1.37 \tag{2.1}$$

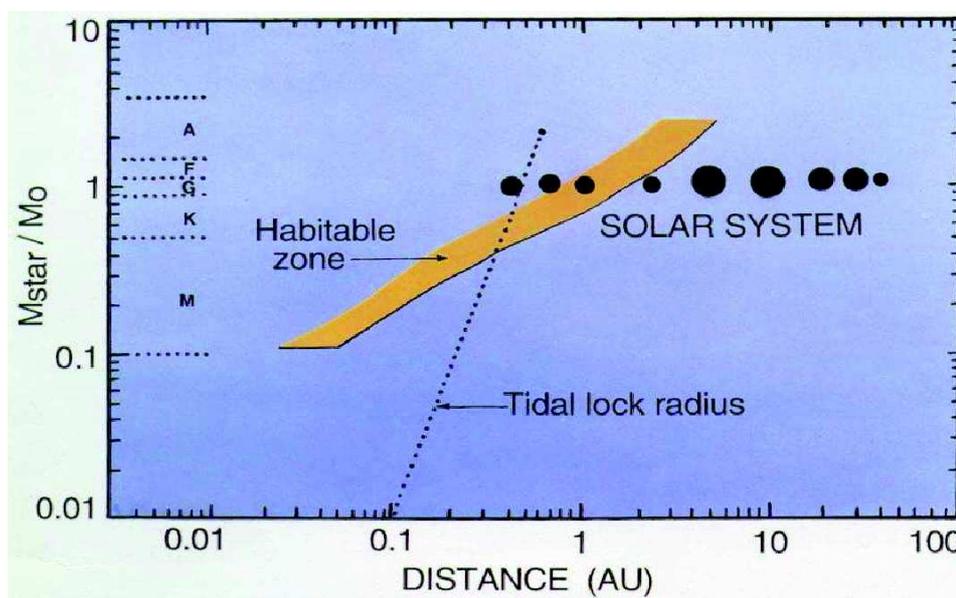


FIGURA 2.16: Zona de habitabilidad de planetas como función de la masa de la estrella anfitriona. La línea punteada representa la distancia a la cual un planeta como la Tierra en una órbita circular sería colocado en rotación sincrónica dentro de $4,6 \times 10^9$ años como resultado de un amortiguamiento por marea (Kasting et al. 1993).

En la Figura 2.16 mostramos un diagrama de la zona de habitabilidad de estrellas de la secuencia principal (zona color naranja) como función de su masa estelar; la línea punteada representa la distancia a la cual un planeta como la Tierra en una órbita circular sería colocado en rotación sincrónica dentro de $4,6 \times 10^9$ años como resultado de un amortiguamiento por marea.

Además en general, la distancia en la que un planeta con atmósfera recibe una cantidad de energía semejante a la de la Tierra es

$$d = (1UA) \sqrt{\left(\frac{L_*}{L_\odot}\right) S_{eff}} \quad (2.2)$$

siendo $S_{eff} = S/S_0$ donde S_0 es la constante Solar (1360 W/m^2).

2.3.1. Características de los Planetas Habitables

Las propiedades orbitales de los planetas son importantes para la habitabilidad planetaria, aunque también existen otras características importantes para que un planeta sea considerado habitable. Debe incluir energía (solar, volcánica, radiogénica); líquido para disolver, transportar y acumular nutrientes y componentes de organismos, digamos agua; atmósfera tal que sea suficiente para mantener la temperatura y presión adecuadas para la vida; procesos geológicos para reciclar la atmósfera. Asimismo, el planeta habitable requiere un tamaño adecuado, esto es, entre 1 y $10 M_\oplus$. Un planeta pequeño perdería su atmósfera rápidamente; mientras que los planetas mayores a $10 M_\oplus$ acumularían una gran atmósfera con temperaturas y presiones no aptas para la vida, además estas atmósferas son muy ricas en H que es muy reactivo inhibiendo la formación de moléculas complejas. Esta definición se puede complementar con las necesidades dinámicas de que otros planetas en el sistema planetario no perturben gravitacionalmente a los planetas terrestres sacándolos de sus zonas habitables (Menou y Tabachnik 2002). Una órbita planetaria demasiado excéntrica, implicaría que el planeta entrará y saliera de su zona de habitabilidad provocando grandes variaciones en la temperatura superficial del planeta, existiendo la posibilidad de sobrepasar los puntos de fusión y ebullición del solvente biótico vital (el agua). Por estas razones, la dinámica orbital de los planetas es una característica importante en la habitabilidad planetaria.

TABLA 2.1: Propiedades de las estrellas que albergan los Planetas Terrestres

Estrella	Masa (M_{\odot})	Zona de habitabilidad (UA)
Gliese 581	0.31	0.097-0.140
HD181433	0.8	0.615-0.887
HD 40307	0.75	0.542-0.782
MOA-2007-BLG-192-L	0.06	0.004-0.006
OGLE-2005-BLG-169L	0.5	0.236-0.341
OGLE-2005-BLG-390L	0.22	0.050-0.072

2.3.2. Planetas Terrestres Conocidos

Como ya mencionamos, un planeta terrestre habitable debería tener una masa de entre 1 y $10 M_{\oplus}$. En la actualidad se conocen 11 planetas terrestres, ocho de los cuales tienen masas dentro de este intervalo. En la Tabla 2.1 mostramos la masa y la zona de habitabilidad de las estrellas anfitrionas que albergan planetas terrestres; mientras que en la Tabla 2.2 mostramos las propiedades de estos planetas

De los planetas terrestres conocidos 8 tienen masas en el intervalo entre 1 y $10 M_{\oplus}$. El menos masivo tiene una masa de $3.3 M_{\oplus}$, mientras que el más cercano de estos se encuentra a 20.5 años luz (6.29 pc). Los planetas que orbitan a las estrellas MOA-2007-BLG-192-L, OGLE-2005-BLG-169L y OGLE-2005-BLG-390L se encuentran muy distantes de la zona de habitabilidad, lo que descartaría su habitabilidad. Ninguno de estos 8 planetas terrestres se encuentra en la zona de habitabilidad de la estrella a la que orbitan. Sin embargo, los planetas de la estrella Gliese 581 se encuentran a distancias orbitales comparables a la posición de las fronteras de la zona de habitabilidad. Selsis et al. (2007) evaluaron la habitabilidad de los planetas GI 581 c y GI 581 d estimando la posición de las fronteras de la zona habitable y discutiendo las incertidumbres que afectan su determinación. Encontraron que los planetas GI 581c y GI 581d están cerca

TABLA 2.2: Propiedades de los Planetas Terrestres Conocidos

Planeta	Masa (M_{\oplus})	a (UA)	b (UA)	e
Gliese 581 b	17	0.041	0.041	0.02
Gliese 581 c	5	0.073	0.072	0.16
Gliese 581 d	7.7	0.25	0.245	0.2
HD 181433 b	7.5	0.095		
HD 181433 c	238	2.0		
HD 40307 b	4.2	0.047		0
HD 40307 c	6.7	0.081		0
HD 40307 d	9.4	0.134		0
MOA-192 b	3.3	0.62		
OGLE-2005-BLG-196L b	13	2.8		
OGLE-2005-BLG-390L b	5.5	2.1		

pero fuera de la zona habitable. GI 581c recibe 30 % más energía de su estrella que Venus del Sol. Este planeta por lo tanto es improbable para albergar agua líquida, aunque su habitabilidad no puede ser descartada por los modelos teóricos debido a las incertidumbres referentes a las propiedades de las nubes. Nubes altamente reflectivas cubren al menos 75 % del lado día del planeta lo que impediría que las reservas de agua sean completamente evaporadas. Las condiciones de irradiación del planeta GI 581d son similares a las de Marte primitivo, que se sabe albergó agua líquida en su superficie. Debido al efecto invernadero de las nubes de hielo de CO_2 empleado para explicar el clima primitivo de Marte, el planeta GI 581d es un buen candidato para ser un planeta habitable. Una mezcla de varios gases de efecto invernadero pueden también favorecer las condiciones de habitabilidad de este planeta, aunque los procesos geoquímicos que pudieran estabilizar tal atmósfera son inciertos (Selsis et al. 2007). También pueden resultar de interés astrobiológico el planeta HD 181433 b y los de la estrella HD 40307, ya que se encuentran aparentemente en su zona de habitabilidad.

2.3.3. La Habitabilidad Planetaria depende de la Excentricidad Orbital

Una diferencia importante entre los planetas del sistema solar y los sistemas planetarios extrasolares radica en la excentricidad orbital. En el sistema solar la mayor excentricidad orbital es la de Plutón con $e = 0.25$. Por comparación, un tercio de los planetas extrasolares conocidos tienen excentricidades orbitales mayores a 0.4. Y aunque la excentricidad podría provocar variaciones importantes en la temperatura superficial de los planetas, existe la posibilidad de que estos fueran habitables si reciben un flujo estelar tal que al completar una órbita, no sea demasiado distinto al flujo solar constante recibido por la Tierra alrededor del Sol ($\sim 1370 \text{ W m}^{-2}$) (Williams y Pollard 2002). El flujo promedio en el tiempo sobre una órbita con excentricidad e está dado por la siguiente ecuación $\langle F \rangle = L / (4\pi a^2 (1 - e^2)^{1/2})$, donde a es el semieje mayor.

La Figura 2.17 muestra las posiciones de 19 planetas extrasolares (conocidos hasta junio de 2001) relativas a la zona de habitabilidad alrededor de sus estrellas. Los planetas están graficados según su flujo orbital promedio en el tiempo, el cual varía de un sistema planetario a otro debido a las diferencias en luminosidad estelar. La mayoría de los planetas dentro de los límites de la zona habitable entre $0.95 \leq d' \leq 1.4 \text{ UA}$ (donde d' es la distancia Solar equivalente) no permanecen ahí sobre una órbita completa. Como ejemplo, HD222582 b ($e=0.71$) pasa la mayoría de su tiempo fuera de la zona habitable, siendo calentado más que Mercurio cerca del pericentro, y mucho menos que Marte en el apocentro.

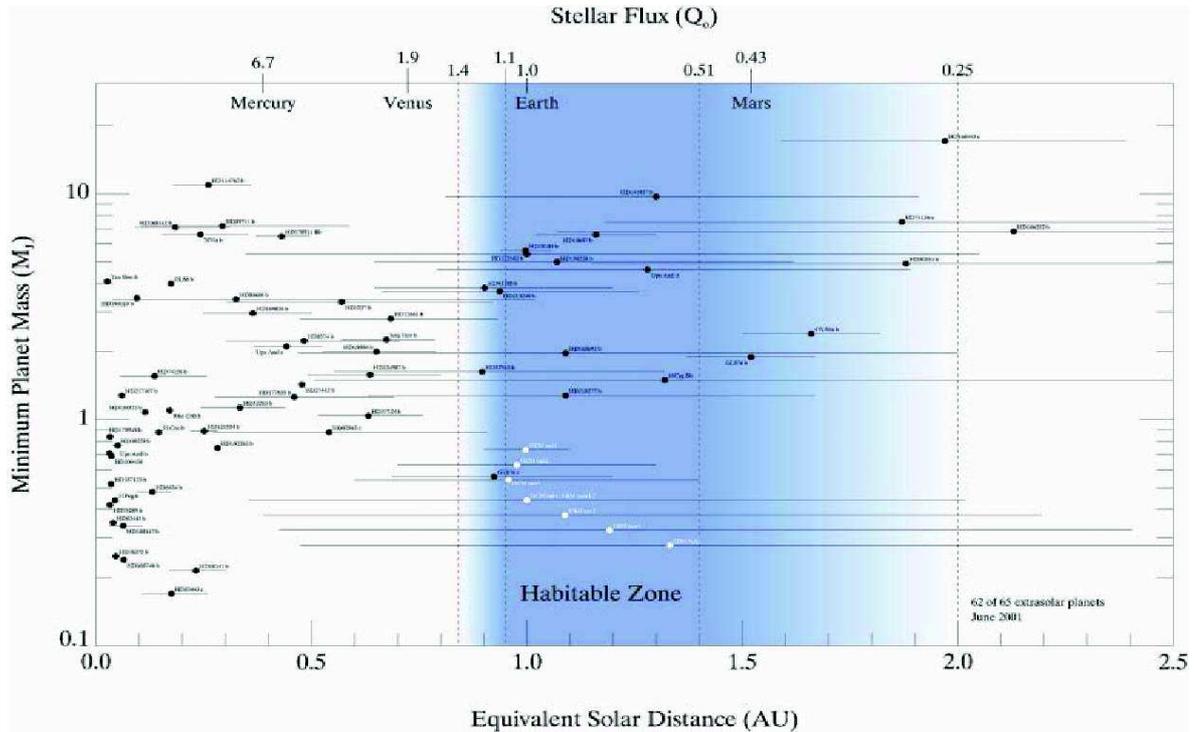


FIGURA 2.17: Ubicación de algunos planetas extrasolares (Junio 2001) relativa a la zona habitable alrededor de sus estrellas. La distancia equivalente Solar es la distancia a la que se encontraría un planeta alrededor del Sol en una órbita circular tal que recibiría el mismo flujo orbital promedio alrededor de su propia estrella. El flujo estelar está en unidades de $Q_0 = 1370Wm^{-2}$, la cual es la constante Solar recibida por la Tierra a una distancia de 1 UA. Los límites de la zona habitable están marcados con líneas punteadas verticales. Las fronteras a 0.95 UA ($1.1 Q_0$) y 0.84 UA ($1.4 Q_0$) indican en dónde la Tierra experimentaría una estratósfera húmeda y un efecto invernadero desbocado, respectivamente. La frontera exterior a 1.4 UA ($0.51 Q_0$) indica en dónde las nubes de CO_2 se convertirían en una atmósfera densa de CO_2 . La frontera exterior a 2 UA ($0.25 Q_0$) indica el límite plausible para el calentamiento de nubes de CO_2 . Las líneas horizontales indican el intervalo de distancias para los planetas en órbitas excéntricas. Las posiciones y el intervalo de distancias orbitales de los planetas modelados por Williams y Pollard (2002) se muestran en blanco.

Williams y Pollard (2002) argumentan que los planetas que tienen grandes excentricidades son susceptibles a grandes variaciones en su temperatura superficial y que la estabilidad climatológica a largo plazo depende principalmente del flujo estelar promedio recibido sobre una órbita completa, no tanto del tiempo que el planeta pasa fuera de la zona habitable. Emplearon un modelo tridimensional del clima: GENESIS2 (Thompson y Pollard 1997, Pollard y Thompson 1995) y un modelo del clima que resuelve el balance de energía latitudinalmente (Williams y Kasting 1997) o EBM, para simular cómo un entorno como el de la Tierra respondería a variaciones extremas en el flujo es-

telar en una órbita excéntrica. Realizaron 4 experimentos con distintas excentricidades $e = 0.1, 0.2, 0.4$ y 0.7 . El semieje mayor a y el periodo orbital P , fueron de 1.0 UA y 365 días, respectivamente, para los cuatro experimentos y la luminosidad Solar variaba para simular climas a diferentes localizaciones dentro de la zona habitable. Los resultados de los experimentos se presentan en la Figura 2.18. Variando la excentricidad desde su valor actual de 0.0167 hasta 0.4 encontraron que se ocasiona que la temperatura superficial promedio global se incremente de $14,6$ hasta $30,1^\circ$. El tiempo que el planeta pasa dentro de la zona habitable disminuye de 365 días para $e=0.1$ a aproximadamente 180 días para $e=0.4$. Poniendo el flujo estelar para definir la frontera interna de la zona de habitabilidad ($1.1 Q_0$ o $1.4 Q_0$ -ver Figura 2.17) igual al flujo promedio recibido por un planeta en una órbita excéntrica, se obtiene un límite superior de la excentricidad orbital para planetas con semieje mayor de 1 UA para mantener su agua, orbitando una estrella con una luminosidad de $1 L_\odot$. La excentricidad límite para prevenir que el agua alcance la estratósfera es 0.42 y el límite asociado con un efecto invernadero desbocado es 0.70 .

Se conocen planetas con excentricidades mayores de 0.7 alrededor de estrellas cercanas. Algunos ejemplos son 16 Cygni Bb ($e=0.67$), HD222582 b ($e=0.71$) y HD80606 b ($e=0.927$). La Figura 2.17 muestra que 16 Cygni Bb y HD222582 b reciben flujos orbitales promedio que los colocarían dentro de los límites de la zona habitable. Williams y Pollard (2002) realizaron un experimento para simular el clima de un planeta con una excentricidad orbital de 0.7 . Para este experimento el semieje mayor se colocó a 1.0 UA y la luminosidad Solar fue escalada por 0.714 para dar al planeta el mismo flujo orbital promedio que la Tierra recibiría en una órbita circular. El ajuste a la luminosidad Solar se hizo para modelar el flujo orbital promedio recibido por 16 Cygni Bb y HD222582 b en su respectivas distancias de sus estrellas.

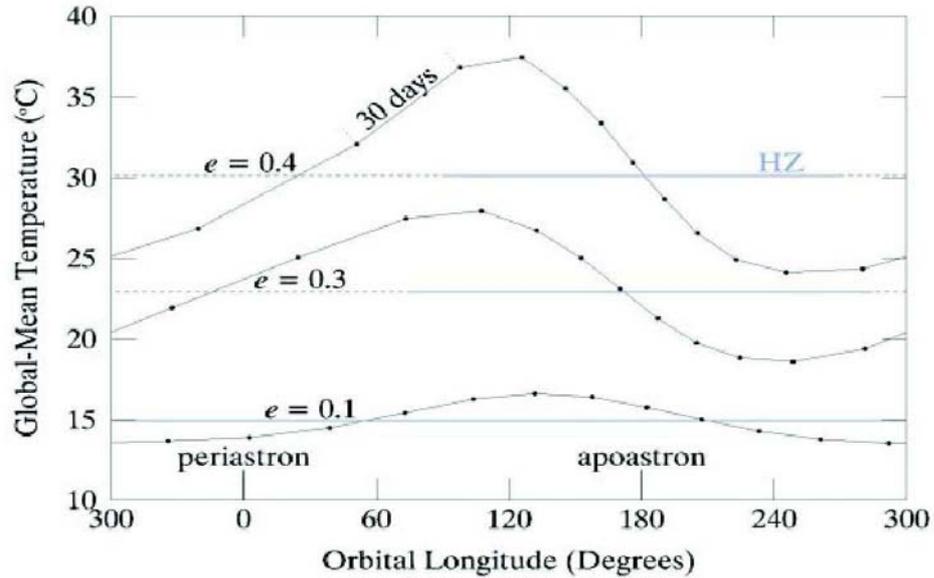


FIGURA 2.18: Variación orbital de la temperatura promedio global para los 3 experimentos con excentricidades de 0.1, 0.3 y 0.4. Las temperaturas promedio estacionales están indicadas por líneas horizontales parcialmente cubiertas por líneas azules gruesas para indicar el intervalo de longitudes orbitales para el cual cada planeta está dentro de la zona habitable. La longitud orbital, es 0° en el pericentro cuando el planeta se encuentra más cerca de la estrella, y 180° en el apocentro cuando el planeta se encuentra más alejado de la estrella. Los puntos negros denotan los datos espaciados un mes (~ 30 días) (Williams y Pollard 2002).

Los parámetros resultantes los calcularon cada cinco días para obtener una imagen de cómo responde el clima a la variación en el flujo estelar cerca del pericentro. El ciclo estacional para la temperatura global promedio se muestra en la Figura 2.19, la cual indica que el planeta simulado es $7.8^\circ C$ más caliente que la Tierra aun cuando recibe el mismo flujo estelar promedio. El planeta pasa la mayoría de su tiempo (64%) más allá de la frontera externa de la zona de habitabilidad. La Figura 2.19 muestra que el planeta pasa a través de la zona habitable dos veces en una órbita.

El pasaje sobre la zona de habitabilidad con temperaturas mayores de $35^\circ C$, ocurre por lo menos un mes después del pericentro a una longitud orbital de 120° , mientras que el segundo pasaje con temperaturas de aproximadamente 11° comienza a una longitud orbital de 210° .

Para los propósitos de la tesis, tomaremos los resultados del trabajo de Williams y Kasting (1997), esto es, haremos el análisis preliminar de los parámetros orbitales resultantes de los planetas después de un encuentro bajo la premisa de que la excentricidad

límite para prevenir que el agua alcance la estratósfera es 0.42 y el límite asociado con un efecto invernadero desbocado es 0.70.

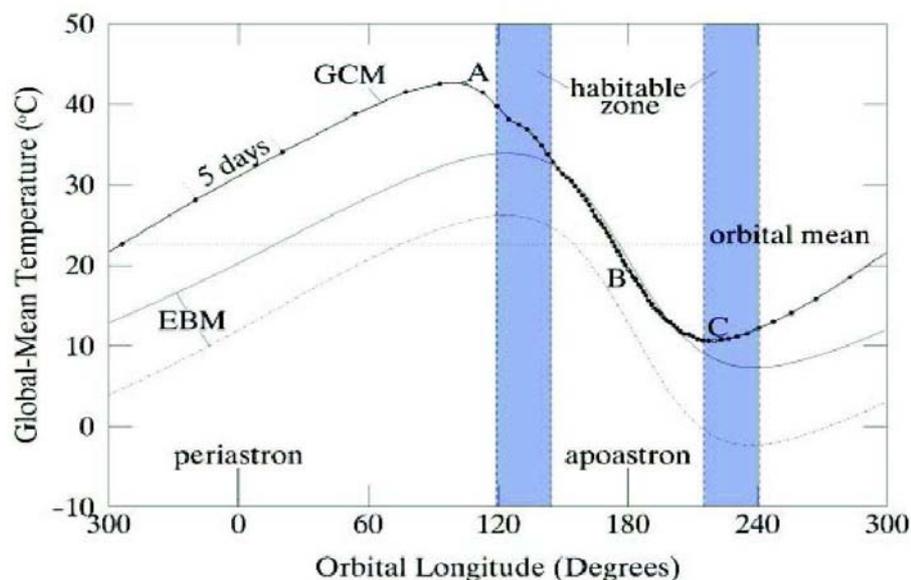


FIGURA 2.19: Variación orbital de la temperatura promedio global del experimento con excentricidad 0.7. Los puntos negros denotan los datos asociados cada cinco días. Las fronteras de la zona habitable corresponden a las longitudes orbitales en las cuales el flujo es igual al que el planeta recibiría a distancias de 0.9 y 1.4 UA alrededor del Sol. La temperatura promedio orbital para el experimento 4 es 22.45°C . El pericentro y el apocentro se encuentran localizados a 0.3 y 1.7 UA, respectivamente. Los ciclos estacionales para el estudio de los planetas de las corridas 1 y 2 se muestran con una línea sólida delgada y una línea delgada respectivamente (Williams y Pollard 2002).

2.4. La Vía Láctea

Si la teoría estándar de formación planetaria en discos de acreción es correcta, esto significa que prácticamente todas las estrellas (incluso las masivas) podrían albergar planetas orbitando alrededor de éstas.

Es el propósito de esta tesis determinar las características básicas de un disco de partículas que simula los restos de la formación estelar, desde planetas hasta discos de escombros (cinturones de asteroides o de Kuiper), sometidos a encuentros estelares característicos de los diferentes ambientes de una Galaxia como la Vía Láctea. Con esta idea se describe brevemente a continuación las componentes de la Galaxia.

La Vía Láctea (Figura 2.20) es una galaxia espiral barrada (tipo de SBbc) que

consiste de 3 componentes principales por masa: un halo de materia oscura, el cual solamente se detecta de manera gravitacional, un disco y el bulbo-barra central. La masa total de la Vía Láctea se estima de $10^{12} M_{\odot}$. La materia detectable de manera directa es aproximadamente el 10 % de la masa total (el resto está en materia oscura) y consiste principalmente de estrellas ($\sim 90\%$), gas ($\sim 10\%$) y polvo (0.1 %).

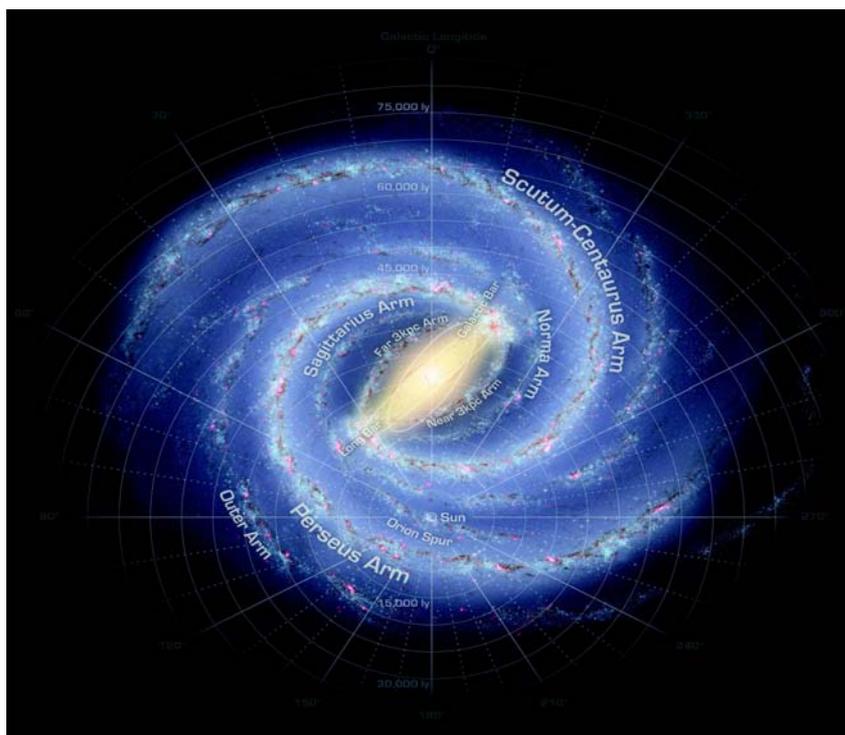


FIGURA 2.20: La visión actual de la Vía Láctea (NASA).

El disco de la Vía Láctea mide del orden de 30 kpc de diámetro y 1 kpc de grosor. Posee una masa total de $\sim 10^{12} M_{\odot}$, aproximadamente el 90 % en estrellas y el 10 % en gas. La mayoría de las estrellas y gas contienen aproximadamente 70 % de hidrógeno, 28 % helio y 2 % elementos pesados (metales) del total de la masa. El hidrógeno se encuentra en forma de moléculas (H_2), átomos (HI) o iones (HII), de acuerdo a las condiciones locales. El polvo consiste de partículas sólidas de tamaño de micras, especialmente grafitos y silicatos con hielos. La densidad por número de los constituyentes visibles del disco como estrellas, gas y polvo, decaen con la distancia radial y ortogonal

al plano. El Sol es una estrella de población I, que se encuentra aproximadamente a 8 kpc del centro de la Galaxia, en el plano del disco. Es parte de la subpoblación del disco delgado que tiene una escala de altura de alrededor de 300 pc. Existe además una subpoblación del disco grueso con una escala de altura de hasta 3 kpc. El disco joven contiene una estructura no axisimétrica, los brazos espirales, estos son lugares de formación estelar activa. Para trazar los brazos se usan objetos jóvenes de vida corta en el disco tales como regiones HII, cúmulos abiertos jóvenes, asociaciones OB, nubes densas y nubes de hidrógeno neutro.

Además de la componente aproximadamente axisimétrica, la Galaxia contiene un bulbo-barra triaxial que se extiende hasta 4 kpc del centro. Las regiones externas del bulbo-barra rotan a una velocidad aproximada de 240 km/s y su masa total se estima del orden de $10^{10} M_{\odot}$. El bulbo-barra consiste principalmente de estrellas viejas, aunque sus metalicidades parecen similares a la del Sol.

Las estrellas de la Vía Láctea se pueden dividir en dos poblaciones principalmente, cada una de las cuales predominan en regiones particulares de la Galaxia. Las estrellas jóvenes (conocidas como de Población I) se encuentran en el disco principalmente en los brazos espirales. Las estrellas más viejas que se conocen (las estrellas de población II), se encuentran principalmente como estrellas individuales del halo estelar, y menos comunes, pero más reconocibles, en los cúmulos globulares. El disco se encuentra en estado de rotación diferencial, las estrellas en la vecindad Solar emplean un tiempo de 2×10^8 años para completar una órbita alrededor del centro de la Galaxia.

Capítulo 3

Fundamentos Físicos y Metodología

En este capítulo damos una breve revisión de los fundamentos físicos de la dinámica de los encuentros estelares. Modelaremos un disco planetario (protoplanetario, de acreción o de escombros) sometido a la perturbación debida a una estrella pasajera. Las partículas que forman el disco planetario, son partículas prueba, es decir, es un disco de partículas no autogravitante, lo cual resulta una buena aproximación dado que estamos tratando con discos de escombros que representan menos del 0.05% de la masa de la estrella central, distribuidos además en extensiones enormes de espacio. La evolución del disco mucho después del impacto estelar está fuera del enfoque de este trabajo, nos interesa más bien el resultado inmediato después del encuentro estelar, esto es, el calentamiento dinámico, que por las escalas de tiempo es mucho más importante en ciertos ambientes Galácticos que la evolución secular como veremos a lo largo de la tesis. Vale la pena mencionar que no hemos estudiado los encuentros estelares con códigos de N-cuerpos dado que el efecto producido por un encuentro estelar sobre la estructura y dinámica de un disco de partículas es enorme comparándolo con los efectos seculares generados por colisiones entre partículas o efectos debidos a resonancias con planetas, además del hecho obvio de que los códigos de N-cuerpos para un estudio estadístico como el presentado aquí resultarían extremadamente caros computacionalmente.

Comenzaremos este capítulo con una breve introducción física al problema de la fuerza central; las integrales de movimiento y sus teoremas relacionados y una derivación sencilla de las leyes de Kepler. Describiremos la aproximación de impulso, que se trata de una manera analítica aproximada de resolver el problema de un encuentro

estelar. Como aplicación de la aproximación de impulso a los encuentros estelares en los distintos ambientes Galácticos, estimaremos la posibilidad de que sobrevivan las nubes de Oort en cada uno de los ambientes donde la aproximación de impulso es aún válida dado que las velocidades de los núcleos cometarios que la componen son muy bajas comparadas con las velocidades de encuentros estelares. Para el caso de los discos planetarios, donde las velocidades de los cuerpos son del orden de las velocidades de las estrellas pasajeras, la aproximación de impulso deja de ser válida, así que analizaremos los efectos ocasionados por pasajes estelares resolviendo el problema numéricamente para lo cual hemos construido un código que simula los efectos de un encuentro estelar. Describiremos las características del código que hemos construido, las ecuaciones de movimiento que el código resuelve, la geometría involucrada durante un pasaje estelar y las fuerzas que siente una partícula prueba en nuestro problema.

3.1. Fuerza Central

Sea \mathbf{r} el radio vector de una partícula desde algún origen dado y \mathbf{v} su vector velocidad:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}, \quad (3.1)$$

El momento lineal \mathbf{p} de la partícula se define como el producto de la masa de la partícula y su velocidad:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}, \quad (3.2)$$

La mecánica de una partícula se encuentra en la *Segunda ley de Newton de movimiento*, que establece que existen sistemas de referencia en los cuales el movimiento de la partícula está descrito por la ecuación

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \dot{\mathbf{p}} \quad (3.3)$$

o bien

$$\mathbf{F} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} \quad (3.4)$$

En el caso en el que la masa de la partícula sea constante, la ecuación 3.4 se reduce a

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{a} \quad (3.5)$$

donde \mathbf{a} es la aceleración de la partícula

$$\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} \quad (3.6)$$

La ecuación de movimiento es una ecuación diferencial de segundo grado. Un sistema de referencia en el cual la ecuación 3.3 es válida es un *Sistema Inercial o Galileano*.

3.1.1. Las Integrales de Movimiento y Teoremas de Conservación

Una integral conservativa y aislante de movimiento es una función de las coordenadas del espacio fase (\mathbf{r}, \mathbf{v}) que se mantiene constante a lo largo de cualquier órbita y que reduce las dimensiones en las que se mueven las partículas, por ejemplo las integrales de energía y momento angular orbital en distribuciones esféricas, reducen las órbitas a planos (Binney y Tremaine 1987).

Los teoremas de conservación indican bajo qué condiciones las cantidades mecánicas son constantes en el tiempo. De la ecuación 3.1 obtenemos el primer teorema.

Teorema de conservación del momento lineal de una partícula. *Si la fuerza total, \mathbf{F} , es cero, entonces $\dot{\mathbf{p}} = 0$ y el momento lineal \mathbf{p} se conserva.*

El momento angular de la partícula sobre un punto O , denotado por \mathbf{L} está dado por

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}, \quad (3.7)$$

donde \mathbf{r} es el radio vector desde O a la partícula. El *momento de fuerza o torca* sobre O está dado por

$$\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}, \quad (3.8)$$

La ecuación análoga a 3.3 para \mathbf{N} se obtiene de formar el producto cruz de \mathbf{r} con la ecuación 3.4:

$$\mathbf{r} \times \mathbf{F} = \mathbf{N} = \mathbf{r} \times \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} \quad (3.9)$$

La ecuación 3.9 se puede escribir en una forma práctica usando identidades vectoriales,

$$\frac{d(\mathbf{r} \times m\mathbf{v})}{dt} = \mathbf{v} \times m\mathbf{v} + \mathbf{r} \times \frac{d(m\mathbf{v})}{dt}. \quad (3.10)$$

Como consecuencia de esta identidad, la ecuación 3.9 toma la forma

$$\mathbf{N} = \frac{d(\mathbf{r} \times m\mathbf{v})}{dt} = \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \dot{\mathbf{L}}. \quad (3.11)$$

Tanto \mathbf{N} como \mathbf{L} dependen del punto O , sobre el cual se toman los momentos. De la ecuación de la torca 3.11 obtenemos el siguiente teorema de conservación.

Teorema de conservación del momento angular de una partícula: *Si la torca total, \mathbf{N} , es cero, entonces $\dot{\mathbf{L}} = 0$, y el momento angular \mathbf{L} se conserva.*

Ahora consideremos el trabajo hecho por la fuerza externa \mathbf{F} sobre la partícula que va de un punto 1 a un punto 2. Por definición, este trabajo es

$$W_{12} = \int_1^2 \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} \quad (3.12)$$

Para una masa constante, la integral 3.12 se reduce a $\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = m \int \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} dt = \frac{m}{2} \int \frac{d(v^2)}{dt} dt$. Y por tanto

$$W_{12} = \frac{m}{2}(v_2^2 - v_1^2) \quad (3.13)$$

La $mv^2/2$ energía cinética de la partícula la denotamos por T , de manera que el trabajo hecho es igual al cambio en la energía cinética:

$$W_{12} = T_2 - T_1 \quad (3.14)$$

Si el campo de fuerza es tal que el trabajo W_{12} es el mismo para cualquier trayectoria físicamente posible entre los puntos 1 y 2, entonces la fuerza (y el sistema) se dice que es *conservativo*. Una descripción alternativa de un sistema conservativo se obtiene de suponer que la partícula se toma desde el punto 1 al punto 2 a través de una trayectoria

posible, y siendo retornada al punto 1 por otra trayectoria. La no dependencia de W_{12} sobre la trayectoria particular implica que el trabajo hecho sobre tal circuito cerrado es cero,

$$\oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (3.15)$$

Un sistema no es conservativo si existe alguna fuerza disipativa. De análisis vectorial, una condición necesaria para que el trabajo W_{12} , sea independiente de la trayectoria física, es que \mathbf{F} sea el gradiente de una función escalar de posición:

$$\mathbf{F} = -\nabla U(\mathbf{r}) \quad (3.16)$$

donde $U(\mathbf{r})$ es el *potencial*, o *energía potencial*. La existencia de U se puede inferir por un argumento. Si W_{12} es independiente de la trayectoria de integración entre los puntos 1 y 2, sería posible expresar W_{12} como el cambio en una cantidad que depende solamente de las posiciones finales. Esta cantidad puede ser designada por $-U$, tal que para una longitud de trayectoria diferencial tenemos la relación $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -dU$ o $F_S = -\partial U / \partial s$, la cual es equivalente a 3.16. A la ecuación 3.16 se puede sumar una constante a U , sin afectar los resultados. Por lo que *el nivel cero de U es arbitrario*.

Para un sistema conservativo, el trabajo hecho por las fuerzas es

$$W_{12} = U_1 - U_2 \quad (3.17)$$

Combinando la ecuación 3.17 con la 3.14, tenemos

$$T_1 + U_1 = T_2 + U_2 \quad (3.18)$$

el cual establece el teorema de conservación de la energía.

Teorema de conservación de la energía: *Si las fuerzas que actúan sobre una partícula son conservativas, entonces la energía total de la partícula, $T + U$ se conserva a lo largo de su órbita.*

Hemos probado el desempeño del código midiendo las integrales de movimiento antes y después de la interacción con la estrella pasajera y encontramos un error en las integrales de energía y momento angular menor a 10^{-12} en ambos casos. Sin embargo,

en nuestro sistema físico, la fuerza aplicada a una partícula está dada por el gradiente de una función escalar que depende explícitamente tanto de la posición de la partícula como del tiempo. En este caso el trabajo hecho sobre una partícula cuando recorre una distancia ds , $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial U}{\partial s}$, no es mayor que el cambio total en $-U$ durante el desplazamiento, ya que U también cambia explícitamente con el tiempo a medida que la partícula se mueve. Esto es, aunque una energía total $T + U$ puede estar definida, no se conserva durante el curso del movimiento de la partícula.

Velocidad Circular y Velocidad de Escape

Mencionamos en esta sección brevemente las expresiones de velocidad circular y velocidad de escape que serán de utilidad cuando estimemos la posibilidad de que las nubes de Oort sobrevivan a encuentros estelares característicos de los distintos ambientes Galácticos que estudiaremos más adelante.

La fuerza centrípeta necesaria para mantener un objeto de masa μ_r en una órbita circular de radio r con velocidad v_c es

$$\mathbf{F}_c = \frac{\mu_r v_c^2 \mathbf{r}}{r}, \quad (3.19)$$

Igualando esta fuerza a la gravitacional ejercida por el cuerpo central de masa M , se obtiene la *velocidad circular* para la órbita:

$$v_c = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (3.20)$$

La energía total E del sistema es

$$E = \frac{\mu_r v^2}{2} - \frac{GM\mu_r}{r} = -\frac{GM\mu_r}{2a} \quad (3.21)$$

Si la energía total es negativa, el valor absoluto de la energía potencial del sistema es mayor que su energía cinética, y se dice que el sistema está *ligado* o en *órbita confinada*. El cuerpo orbitará a la masa central en una órbita elíptica. Si la energía total es positiva, la energía cinética es mayor que el valor absoluto de la energía potencial y se dice que el sistema no es *ligado* o que se encuentra en una *órbita no confinada*. La órbita se describe matemáticamente como una hipérbola. Si la energía total es igual a cero,

la energía cinética y la energía potencial son iguales, y la órbita corresponde a una parábola. Igualando la energía total a cero, obtenemos la *velocidad de escape*:

$$v_e = \sqrt{\frac{2GM}{r}} = \sqrt{2}v_c \quad (3.22)$$

Para las órbitas circulares, la energía cinética y la energía total del sistema son iguales en magnitud a la mitad de la energía potencial.

3.1.2. Las Leyes de Kepler

Kepler estudió las observaciones de Tycho Brahe y en 1605 encontró que esas observaciones de las posiciones de los planetas siguen tres leyes matemáticas. Daremos una breve derivación de estas leyes.

Primera ley de Kepler (la ley de órbitas): *todos los planetas se mueven en órbitas elípticas teniendo al Sol como uno de sus focos.*

Para un planeta de masa m en una órbita ligada alrededor del Sol de masa M , tenemos la energía total constante E

$$E = mv^2/2 - GMm/r \quad (3.23)$$

donde r es la distancia del planeta al Sol y v su velocidad. $(-E/m)$ es una constante positiva de movimiento. Debido a que la fuerza es central también tenemos la conservación de momento angular, l

$$l = mvh \quad (3.24)$$

donde $h(r \sin \phi)$, con ϕ el ángulo entre \mathbf{v} y \mathbf{r} es la distancia perpendicular del vector velocidad instantánea del planeta al Sol (Figura 3.1). De la definición de h tenemos $h \leq r$. (l/m) también es una constante positiva de movimiento. Usando las ecuaciones 3.23 y 3.24, obtenemos

$$\frac{[(l/m)^2/2(-E/m)]}{h^2} - \frac{[GM/(-E/m)]}{r} = -1 \quad (3.25)$$

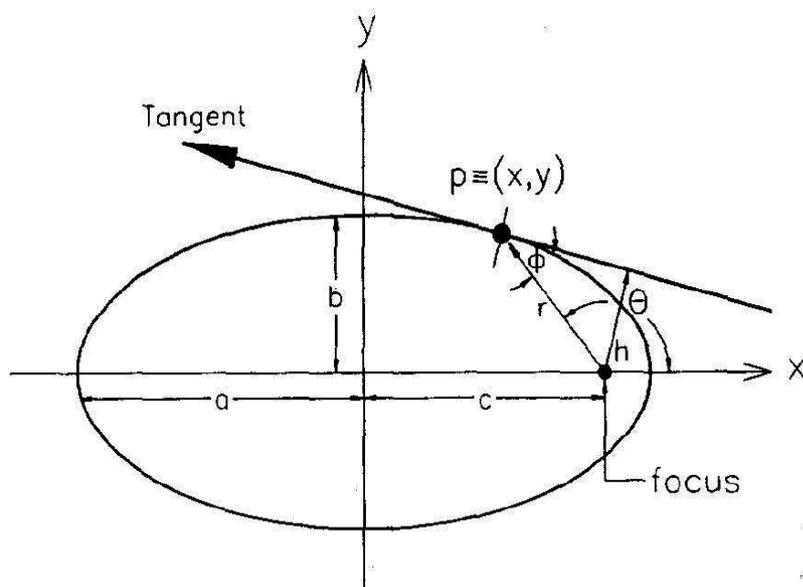


FIGURA 3.1: Geometría para la órbita elíptica ligada de un planeta en el punto P alrededor del Sol como foco. Los parámetros de la elipse (a, b y c) se muestran como tres pares alternativos de coordenadas: x y y , r y θ , r y h , donde h es la distancia perpendicular del foco a la tangente en el punto P. La elipse muestra $b=a/2$.

La ecuación 3.25 define una elipse. Para una elipse de semieje mayor a y semieje menor b tenemos (Vogt 1996)

$$\frac{b^2}{h^2} - \frac{2a}{r} = -1 \tag{3.26}$$

La igualdad de las ecuaciones 3.25 y 3.26 no solo completa la prueba de la primera ley de Kepler, sino que también proporciona de manera inmediata los parámetros orbitales a y b , en términos de las constantes de movimiento, $(-E/m)$ y (l/m) .

$$a = GM/2(-E/m), b = (l/m)/(-2E/m)^{1/2} \tag{3.27}$$

Segunda ley de Kepler (ley de las áreas): *Una línea que une a un planeta con el Sol barre áreas iguales en tiempos iguales*

Con relación a la Figura 3.1, la derivada temporal del área, A , está dada por

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2}vh = \frac{l}{2m} \tag{3.28}$$

la cual es una constante. Entonces esta ley está directamente asociada con la conservación del momento angular.

Tercera ley de Kepler (ley de los períodos): *El cuadrado del período de cualquier planeta alrededor del Sol es proporcional al cubo de la distancia media al Sol.*

Usando la segunda ley, el período T del planeta debe ser igual al área total de la elipse, dividida por la constante, dA/dt . El área total de una elipse es πab . Por lo tanto,

$$T = 2\pi ab/(l/m) = (2\pi/\sqrt{GM})a^{3/2}, T^2 = (4\pi^2/GM)a^3 \quad (3.29)$$

Interpretando el semieje mayor como la distancia media al Sol, el resultado de la ecuación 3.29 proporciona la tercera ley de Kepler. La constante, $(4\pi^2/GM)$, la cual aplica para todos los planetas del sistema solar es aproximadamente igual a $3 \times 10^{-34} \text{ yr}^2/\text{m}^3$.

3.2. Aproximación de Impulso

El impulso denota la inercia en movimiento en tal forma que un cuerpo con mayor masa o velocidad tiene mayor impulso que otro con menor masa o velocidad y por la segunda ley de Newton, tenemos

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}, \quad (3.30)$$

Si la masa se mantiene constante, entonces el cambio en el momento lineal con el tiempo se debe al cambio en velocidad, esto es, a una aceleración o una fuerza.

Un factor importante en la aplicación de una fuerza es el tiempo durante el cual se aplica una fuerza, esto es, el cambio de momento lineal es mayor si se aplica la misma fuerza durante un intervalo de tiempo largo que durante uno corto, esto es

$$d\mathbf{P} = \mathbf{F}dt, \quad (3.31)$$

En el caso de nuestros sistemas planetarios, este es el cambio en el momento de las partículas inducido por la estrella pasajera.

La ecuación anterior se puede integrar para obtener la variación del momento $\Delta\mathbf{P}$ de la partícula. Si el momento cambia desde un valor inicial \mathbf{p}_i en el tiempo inicial t_i ,

a un valor final \mathbf{p}_f en el tiempo t_f , integrando

$$\Delta\mathbf{P} = \int_{t_i}^{t_f} \mathbf{F} dt, \quad (3.32)$$

La cantidad integral de la fuerza por el intervalo de tiempo se define como el impulso de la fuerza \mathbf{F} en el intervalo de tiempo dt , es decir, el impulso \mathbf{I} es un vector definido por la expresión:

$$\mathbf{I} = \int_{t_i}^{t_f} \mathbf{F} dt = \Delta\mathbf{P}, \quad (3.33)$$

Cuanto mayor es el impulso, mayor es el cambio de momento de la partícula, esto significa que el impulso de la fuerza neta es igual al cambio de momento lineal de la partícula.

El impulso es una magnitud vectorial, cuyo valor numérico (por definición de integral) es igual al área bajo la curva en un diagrama de \mathbf{F} vs t .

En general la fuerza promedio puede variar con el tiempo de forma complicada, por lo cual, es conveniente definir una fuerza promedio en el tiempo F_m que puede considerarse como una fuerza constante que dará el mismo impulso a la partícula que la fuerza \mathbf{F} actuando durante el intervalo de tiempo Δt .

El valor promedio de \mathbf{F}_m se puede definir como

$$\mathbf{F}_m = \frac{\int_{t_i}^{t_f} \mathbf{F} dt}{\int_{t_i}^{t_f} dt} = \frac{\int_{t_i}^{t_f} \mathbf{F} dt}{\Delta t} \quad (3.34)$$

despejando de la integral y reemplazando en la definición de impulso, se puede escribir

$$\mathbf{I} = \mathbf{F}_m \Delta t = \Delta\mathbf{P}, \quad (3.35)$$

A esto se le conoce como aproximación de impulso. Esta aproximación supone que una de las fuerzas que actúa sobre la partícula lo hace en un tiempo muy corto y es de magnitud mucho mayor que cualquier otra fuerza presente.

Un cálculo simple con la aproximación de impulso, puede proporcionarnos, para el caso de las nubes de Oort, el cambio en la velocidad del Sol (o de la estrella principal)

debido a un encuentro estelar. Calcularemos la cantidad ΔV en que varía la velocidad V de una estrella al pasar cerca de otra.

Podemos tener una buena estimación para encuentros en los que $|\Delta V|/V \ll 1$ y la estrella perturbadora permanece estacionaria durante el encuentro. Podemos calcular la componente ΔV_{\perp} que es perpendicular a V asumiendo que la estrella pasa cerca de la estrella perturbadora en una línea recta, e integrando la fuerza perpendicular F_{\perp} que origina ΔV_{\perp} a lo largo de la trayectoria. Siguiendo la notación de la Figura 3.2:

$$F_{\perp} = \frac{GM_*^2}{q_*^2 + x^2} \cos\theta = \frac{Gq_*M_*^2}{(q_*^2 + x^2)^{3/2}} \approx \frac{GM_*^2}{q_*^2} \left[1 + \left(\frac{V_*t}{q_*}\right)^2\right]^{-3/2}, \quad (3.36)$$

Por las leyes de Newton:

$$mV_{\perp} = F_{\perp}, \quad (3.37)$$

Sustituyendo esta expresión en la anterior e integrando respecto al tiempo:

$$|\Delta V_{\perp}| \approx \frac{GM_*}{q_*V_*} \int_{-\infty}^{\infty} (1 + s^2)^{-3/2} ds = \frac{2GM_*}{q_*V_*}, \quad (3.38)$$

De esta manera $|\Delta V_{\perp}|$ es aproximadamente igual a la fuerza en la máxima aproximación (GM_*/q_*^2) multiplicada por la duración de esta fuerza (q_*/V_*).

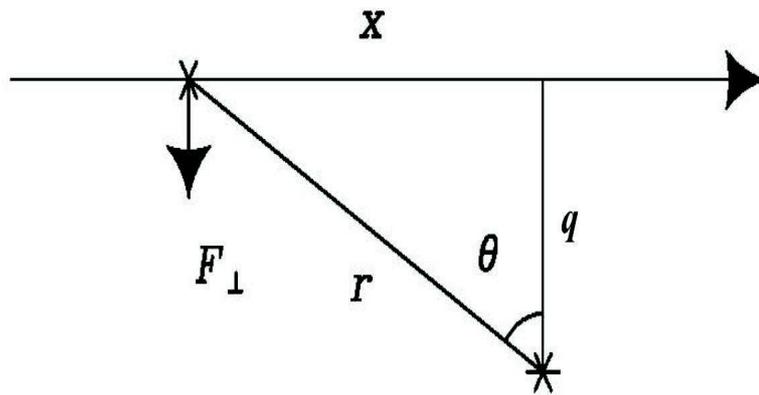


FIGURA 3.2: Una estrella de test se acerca a la estrella a una velocidad V y con un parámetro de impacto q_v . Estimamos el impulso resultante sobre la estrella de test aproximando la trayectoria de la estrella a una línea recta.

Calculemos un ejemplo utilizando la ecuación 3.38, con los valores $M_* = 1 M_\odot$, $q_* = 180 \text{ UA}$ y $V_* = 1 \text{ km/s}$, obtendríamos $\sim 5 \text{ km/s}$, lo que significa que la estrella central del sistema planetario experimentaría un cambio de velocidad de aproximadamente $\sim 5 \text{ km/s}$. Si esta situación la referimos al sistema solar, este valor sería enorme comparado con la velocidad orbital típica de los objetos de la nube de Oort sobre el Sol la cual es de $\sim 0.2 \text{ km/s}$. Esto significa que si el Sol experimenta un cambio en velocidad que es significativamente mayor que la velocidad orbital de los cometas, entonces la nube de Oort sería despojada de sus objetos que la forman (Levison et al. 2004).

3.3. Las Nubes de Oort en Distintos Ambientes Galácticos

En esta tesis no realizaremos un análisis orbital de los objetos de las nubes de Oort de sistemas planetarios en diferentes ambientes Galácticos, ya que eso está fuera del enfoque de esta tesis. Hemos decidido hacer cálculos con la aproximación de impulso (ecuación 3.38) con el propósito de determinar la supervivencia de las nubes de Oort ante encuentros estelares que caractericen la dinámica estelar de los distintos ambientes Galácticos.

En el caso de las nubes de Oort, la aplicación de la aproximación de impulso es válida en general para resolver esta cuestión específica debido a que las velocidades de los cuerpos dentro de la nube son relativamente bajas ($\sim 0.2 \text{ km/s}$), comparadas con las de los encuentros estelares. En ambientes Galácticos como la nube de nacimiento del Sol y los cúmulos estelares jóvenes, los cálculos con la aproximación de impulso indican que las nubes de Oort no deberían haber sobrevivido.

Los resultados los mostramos al final de cada uno de los capítulos que corresponden a los ambientes Galácticos. Calcularemos las velocidades que adquieren las estrellas centrales después de recibir un impacto por la estrella pasajera. Esas velocidades las compararemos con la velocidad de escape típica de los objetos en la nube de Oort que es de $\sim 0.25 \text{ km/s}$. Si la velocidad adquirida por la estrella central debido al impacto es superior a $\sim 0.25 \text{ km/s}$, eso implicaría que la estrella central será despojada de su nube de Oort.

La dispersión de velocidades típica de los objetos en la nube de Oort es de ~ 0.2 km/s; lo que significa que los objetos están apenas ligados. La nube de Oort en el sistema solar comienza a 1,000 UA y termina aproximadamente a 100,000 UA (Stern 2003). Graficamos la dispersión de velocidades de los objetos de la nube de Oort junto con la velocidad de escape como función de la posición. La velocidad de escape en un campo de fuerza central depende sólo de la posición, $v_e = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$, la velocidad de escape es $\sqrt{2}$ veces la velocidad circular (dispersión de velocidades). En la Figura 3.3 mostramos la velocidad de escape y la dispersión de velocidades de los objetos en la nube de Oort del sistema solar. La línea sólida representa la velocidad de escape, mientras que la línea discontinua se refiere a la velocidad circular.

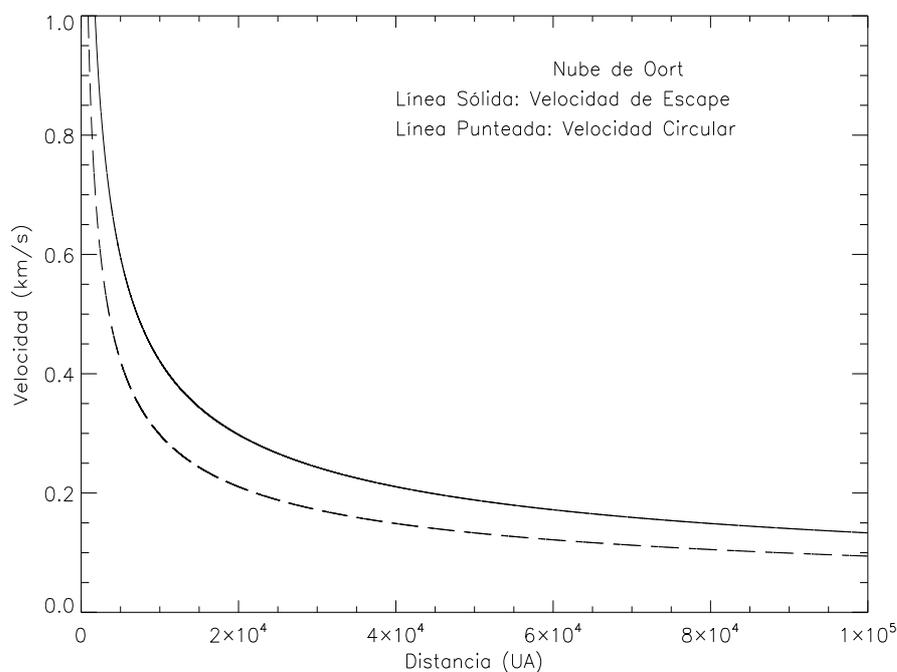


FIGURA 3.3: Velocidad de escape y velocidad circular de los objetos de la nube de Oort. La nube de Oort comienza a 1000 UA y termina hasta 100000 UA. La dispersión de velocidades es ligeramente inferior a la velocidad de escape, lo que significa que están ligeramente ligados. La velocidad circular típica de los objetos es de aproximadamente 0.2 km/s, y la velocidad de escape típica es de aproximadamente 0.25 km/s.

De esta forma, la condición necesaria para que la nube de Oort no sea despojada por causa de un pasaje estelar es que la velocidad de escape sea mayor que el cambio en la velocidad de la estrella central adquirida por el impacto. La velocidad de escape varía

con la posición, sin embargo, para simplificar los cálculos tomaremos el valor típico de ~ 0.25 km/s, de esta manera, matemáticamente la condición para que la nube de Oort no sea despojada es

$$0.25 \text{ km/s} > \frac{2GM}{bv} \quad (3.39)$$

donde M , b y v son la masa, parámetro de impacto y velocidad de la estrella pasajera, respectivamente. Poniendo G en unidades apropiadas, la ecuación 3.39 se transforma en

$$bv > 7112.84M \quad (3.40)$$

donde b esta en unidades astronómicas y v en km/s; M esta en masas solares. La ecuación 3.40 la aplicaremos al final de cada capítulo cuando hablemos de cada una de las distintas regiones Galácticas.

3.4. El Código de los Encuentros Estelares

Aunque se puede suponer que para analizar encuentros estelares la aproximación de impulso puede ser usada, dado que resulta mucho más simple y computacionalmente menos cara, encontramos que este no es el caso para todas las regiones Galácticas, particularmente, la aproximación de impulso se rompe en todas las regiones Galácticas excepto en el cúmulo estelar del centro de la Galaxia, donde las velocidades de las estrellas son muy superiores a la velocidad típica de rotación de los cuerpos en el sistema planetario, incluso a radios muy pequeños. En el resto de las regiones Galácticas, las velocidades de los encuentros son menores a ≈ 10 km/s, mientras que las velocidades de los cuerpos en un disco planetario van desde velocidades de 50 km/s, para la parte interna (el radio de Mercurio), hasta 3 km/s a 100 UA. Esto es, la aproximación de impulso es sólo válida para la región externa de los discos, es decir, hasta el radio de Saturno aproximadamente, en el mejor de los casos. Para velocidades menores que 10 km/s (nube de nacimiento del Sol, cúmulos abiertos, etcétera) esta aproximación se rompe básicamente en todo el disco de 100 UA.

Hemos entonces construido un código que resuelve el problema numéricamente. El

código representa un disco de escombros (esto es, planetas, asteroides, cometas) en la forma de un sistema de partículas prueba. Las fuerzas presentes son la generada por el Sol (o la estrella principal del sistema planetario) y una fuerza secundaria originada por una estrella pasajera que sentirán tanto la estrella principal como las partículas que forman el disco. Las características principales del código: es 3D, el muestreo de las órbitas va como $a \propto n^{-2/3}$, donde a es el semieje mayor de la órbita de la partícula, y n es el número de órbita, además corremos diferentes fases para cada órbita; las trayectorias de las estrellas son hiperbólicas; se resuelve el problema en el sistema de referencia de la estrella central; el integrador es el conocido como *Bulirsh-Stoer* (ver Apéndice 2). Este integrador nos proporciona un error máximo antes del encuentro en las integrales de energía y de momento angular de 10^{-12} y 10^{-13} , respectivamente en corridas de un millón de años.

El código calcula las características orbitales principales, tales como la excentricidad, semiejes mayores y menores, pericentros, apocentros e inclinaciones orbitales de las partículas prueba.

3.4.1. La Geometría de los Encuentros Estelares

Los parámetros dinámicos involucrados durante un encuentro estelar son el parámetro de impacto (la distancia de máximo acercamiento de la estrella perturbadora con la estrella central del sistema planetario), la velocidad y masa de la estrella pasajera. Así como la dirección de entrada de la estrella perturbadora. Esto es, si es prógrada o retrógrada. Para la geometría de un encuentro estelar hemos considerado tres ángulos: i) El ángulo azimutal, que hemos llamado ϕ y está en el intervalo de 0° a 360° ; ii) el ángulo polar θ se encuentra en el intervalo de -90° a 90° , y iii) el ángulo α que es el ángulo formado por la estrella pasajera y el eje vertical Z. En la Figura 3.4 mostramos cada uno de estos ángulos en un eje coordenado. El origen del sistema de coordenadas es la estrella central del sistema planetario.

En el siguiente capítulo mostraremos los resultados de las simulaciones numéricas de un pasaje estelar sobre un disco de partículas. Analizaremos los efectos que tienen cada uno de los parámetros involucrados en el encuentro estelar, tales como el parámetro de impacto, velocidad y masa de la estrella pasajera, así como sus ángulos de entrada y el

sentido.

3.4.2. Fuerzas Involucradas durante un Encuentro Estelar

En nuestro estudio, simularemos los restos de la formación estelar, desde planetas hasta discos de escombros (cinturones de asteroides o de Kuiper). Los dos cuerpos que ejercen las fuerzas gravitacionales sobre la partícula prueba son la estrella central (o principal) del sistema planetario y una estrella pasajera. Determinaremos las características orbitales resultantes de las partículas después de que el disco de partículas ha sido perturbado por una estrella pasajera.

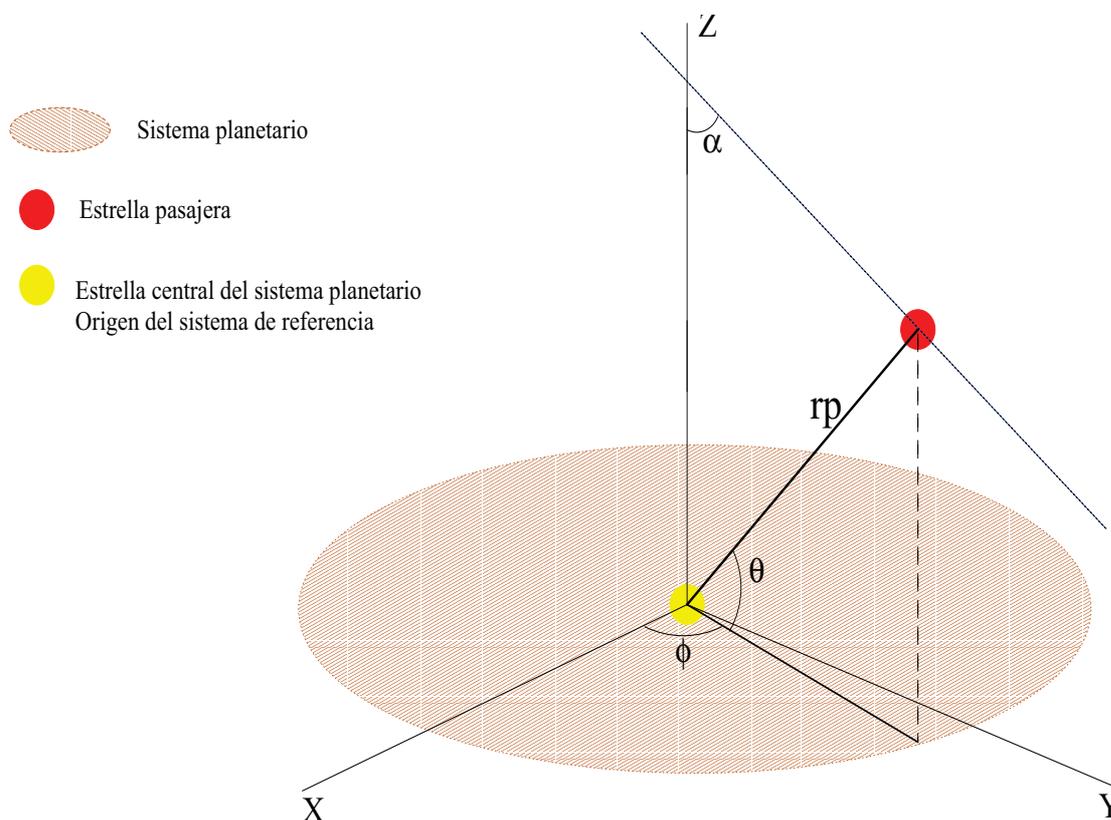


FIGURA 3.4: Esquema del encuentro entre la estrella pasajera y el sistema planetario. El área sombreada representa a las partículas prueba en condiciones iniciales previas al encuentro (con una inclinación de cero grados, la curva representa la trayectoria hiperbólica de la estrella pasajera). Los parámetros dinámicos importantes a considerar en cada encuentro son; r_p que representa la distancia de máximo acercamiento entre la estrella pasajera y el origen del sistema de referencia (la estrella principal), la masa y velocidad, así como la dirección particular de incidencia de la estrella pasajera.

Ponemos nuestro sistema de referencia en la estrella central. La estrella principal del Sistema Planetario, también sufre una aceleración debido a la estrella pasajera. Resolvemos la trayectoria hiperbólica de las estrellas. En la figura 3.4 se muestran los parámetros geométricos involucrados en el encuentro estelar entre la estrella pasajera y el sistema planetario.

Fuerzas involucradas durante un encuentro estelar

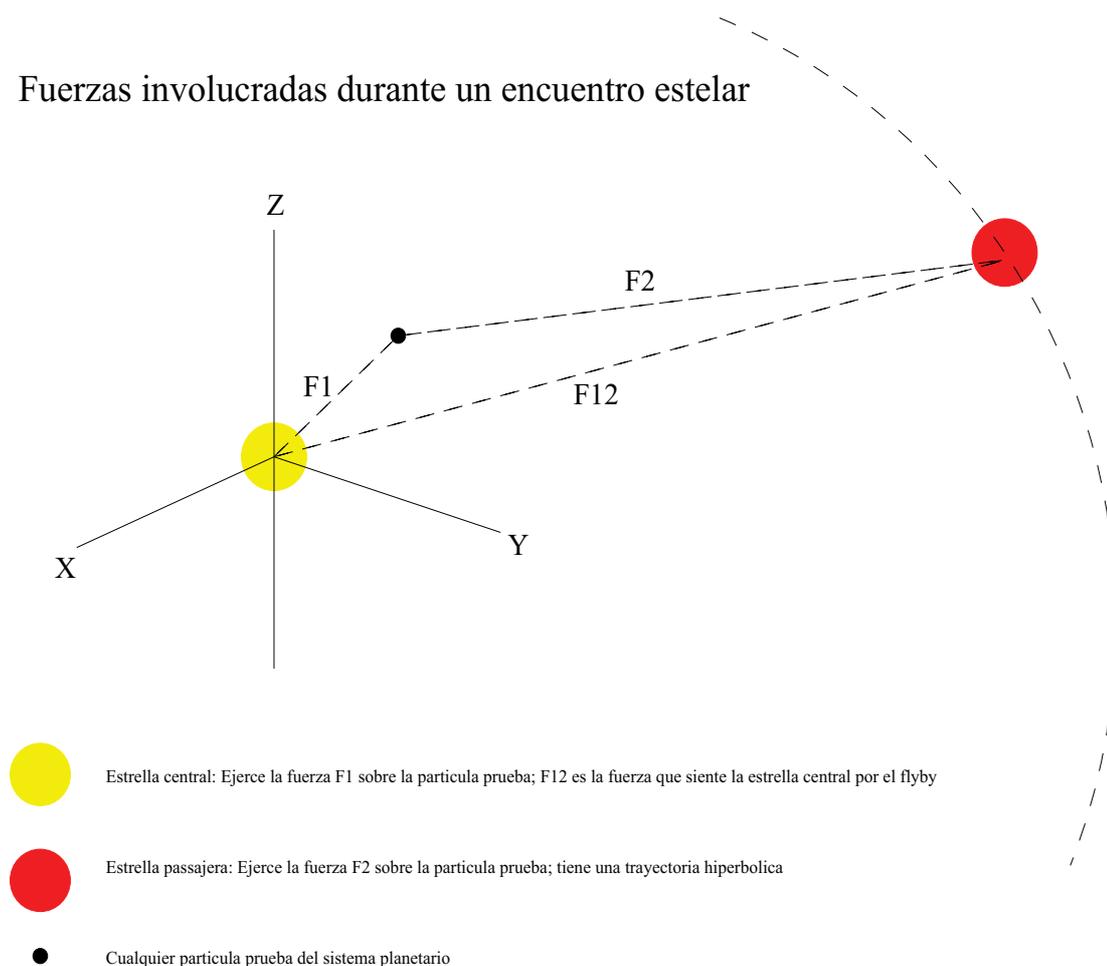


FIGURA 3.5: Fuerzas involucradas durante un encuentro estelar. Cada partícula prueba siente la fuerza de la estrella principal y la de la estrella pasajera. Se incorpora un término adicional, que es la fuerza que siente la estrella principal debido a la estrella pasajera.

En resumen, la partícula prueba siente dos fuerzas, la generada por la estrella principal a la cual orbita y la generada por la estrella pasajera. Se considera también por supuesto la fuerza que siente la estrella principal por la interacción con la estrella pa-

sajera. Esta fuerza acelera nuestro sistema de referencia. En la Figura 3.5 se muestra un esquema gráfico de las fuerzas participantes a un tiempo dado durante el encuentro estelar.

Parte II

DINÁMICA DE SISTEMAS PLANETARIOS SOMETIDOS A ENCUENTROS ESTELARES

Capítulo 4

Simulaciones Numéricas y Experimentos

Como hemos mencionado en el bloque anterior, el propósito de esta tesis es simular la dinámica de un sistema planetario, representado por partículas, en diferentes ambientes Galácticos, esto es, distintas zonas de la Vía Láctea que representaremos por su dinámica estelar. Realizaremos modelos basados en parámetros como la dispersión de velocidad de las estrellas, el tipo de órbita que siguen, el máximo acercamiento entre ellas (o el parámetro de impacto), la masa de las estrellas y los ángulos de entrada de la estrella perturbadora.

En este capítulo presentamos experimentos que simulan los efectos que tienen cada uno de los parámetros involucrados durante las interacciones estelares, sin especificar ambiente Galáctico alguno, el propósito es entender físicamente el efecto de los diferentes parámetros del encuentro sobre la dinámica resultante. Haremos un seguimiento sobre las variaciones de las propiedades orbitales tales como las excentricidades, inclinaciones, pericentros y apocentros resultantes. Las condiciones iniciales de las partículas del disco corresponden a las de un disco dinámicamente frío, es decir, las partículas tienen órbitas circulares e inclinaciones de 0° .

Para los experimentos que mostraremos en este capítulo, los intervalos en que variamos los parámetros dinámicos del encuentro estelar, tales como la velocidad y el parámetro de impacto, fueron seleccionados para simular los parámetros observacionales conocidos o inferidos teóricamente de la mayor parte de las estrellas de nuestra

Galaxia, por ejemplo, una dispersión de velocidades de 1 km/s es un valor típico de un ambiente de formación estelar reciente como el cúmulo estelar que dio origen al Sol, mientras que un valor de ~ 10 km/s lo es para un cúmulo globular, formado principalmente de estrellas viejas. Los parámetros de impacto también juegan un papel muy importante en nuestra investigación ya que en la Galaxia existen regiones estelarmente muy densas en las que pueden ocurrir encuentros estelares a distancias muy cercanas, incluso como en el cúmulo estelar del núcleo Galáctico, existe la posibilidad de choques entre las estrellas mismas.

4.1. Experimentos

Hemos realizado un conjunto de experimentos para medir el efecto que tienen cada uno de los parámetros dinámicos involucrados. Esto será una herramienta muy útil en el análisis de las simulaciones de los ambientes Galácticos. En estos experimentos, los parámetros dinámicos a variar son: el parámetro de impacto (o la distancia de máximo acercamiento entre la estrella perturbadora y la estrella central), la velocidad, la masa, los ángulos involucrados en la geometría del encuentro y el sentido de entrada la estrella perturbadora, es decir, si es prógrada o retrógrada. Hemos considerado una estrella perturbadora con una trayectoria hiperbólica. En todos los experimentos (a menos que otra cosa se especifique) usamos 2×10^3 partículas localizadas en distintas fases, ubicadas a lo largo de semiejes mayores de 1 a 100 AU. Hemos considerado que el tamaño del disco sea de 100 UA ya que es un valor razonable de los sistemas planetarios. El tiempo total de integración es de 10^4 años, en donde la estrella alcanza el punto de máximo acercamiento en exactamente la mitad del tiempo total.

4.1.1. Experimento 1: Pasaje Estelar en Órbita Prógrada o Retrógrada sobre el Plano del Disco

El primer experimento consiste en analizar los resultados de un pasaje estelar en una trayectoria prógrada y en una retrógrada. Presentamos los resultados de un experimento en el que hemos considerado 150 UA como parámetro de impacto, 3 km/s y $1 M_{\odot}$ para la velocidad y masa de la estrella perturbadora, respectivamente. Los ángulos de entrada

definen entonces si el encuentro es prógrado o retrógrado (Figura 3.4). Para el caso prógrado hacemos $\alpha=-90^\circ$, $\theta=0^\circ$ y $\phi=0^\circ$; mientras que para el caso retrógrado, los ángulos son, $\alpha=90^\circ$, $\theta=0^\circ$ y $\phi=0^\circ$; nótese que sólo cambia el signo en el ángulo α .

Los resultados de ambos casos son muy distintos. En el caso de una órbita prógrada sobre el plano del disco, la perturbación es mayor que en el caso retrógrado. Esto es debido a que la velocidad relativa entre la estrella pasajera y una partícula es menor que en el caso retrógrado. Como veremos en el experimento donde el parámetro a variar sea la velocidad de la estrella pasajera, a menor velocidad, la perturbación resulta mayor que cuando es mayor. Por lo que este experimento en el que se analiza el efecto de una órbita prógrada o retrógrada, el resultado será una consecuencia de la variación de la velocidad relativa de la estrella pasajera y la velocidad del disco.

En el caso de una órbita prógrada, la dispersión más importante en la excentricidad resultante ocurre en el intervalo de 35 a 70 UA de semieje mayor, esta dispersión nos muestra valores en todo el intervalo posible (de 0 a 1). Mientras que en el caso de un pasaje estelar retrógrado, la dispersión más importante en la excentricidad resultante se nota sobre las partículas ubicadas en el intervalo de 60 a 100 UA, en este intervalo se observan valores en la excentricidad resultante desde 0.02 hasta 0.69. En cada caso, los efectos del pasaje estelar son notables en la excentricidad de las órbitas.

En la Figura 4.1 mostramos paneles que ilustran las posiciones resultantes de las partículas del disco para ambos casos después de la perturbación por la estrella pasajera sobre el plano x-y.

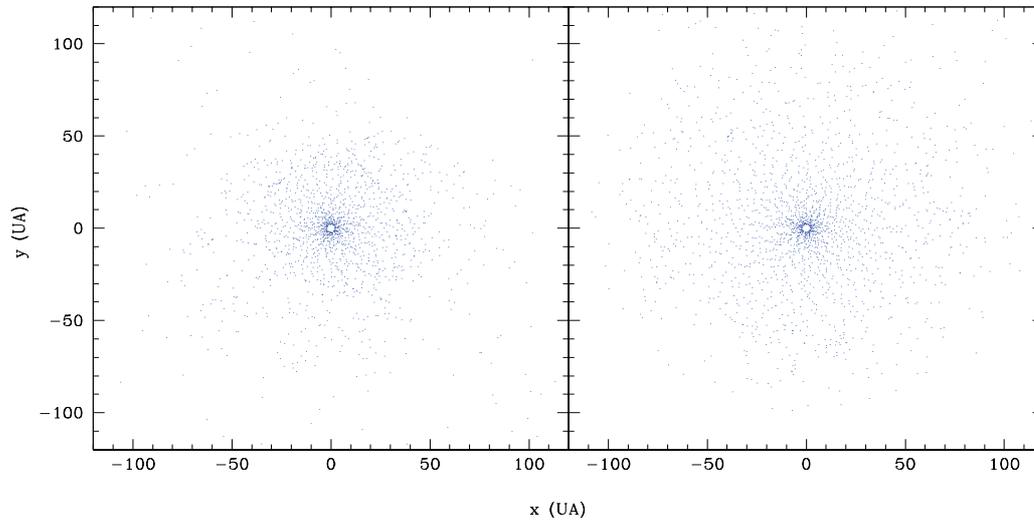


FIGURA 4.1: Posiciones resultantes de las partículas del disco después de la perturbación por el pasaje estelar sobre el plano x-y, para los casos prógrado (derecha) y retrógrado (izquierda).

En la Figura 4.2 presentamos las gráficas que muestran los cuatro parámetros orbitales resultantes en ambos casos. El arreglo de la Figura muestra de arriba a abajo la excentricidades, inclinaciones, pericentros y apocentros resultantes, respectivamente, todas graficadas contra el semieje mayor; mientras que de izquierda a derecha se muestran los resultados para los casos prógrada o retrógrada.

Los resultados son muy distintos entre sí, mostrando que en el caso de una trayectoria prógrada, la perturbación es mayor sobre las órbitas y los parámetros orbitales que en el caso retrógrada. Esto es una consecuencia del efecto que tiene la velocidad relativa entre la estrella perturbadora y las partículas en el disco.

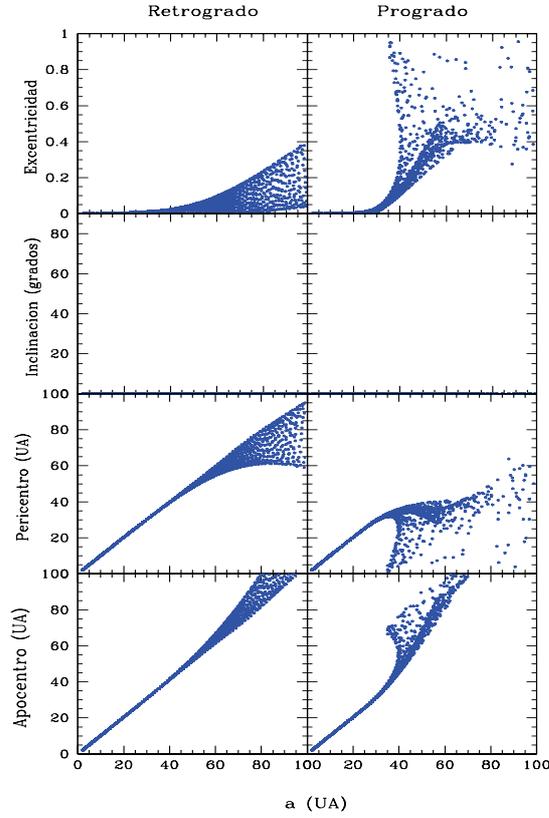


FIGURA 4.2: Parámetros orbitales resultantes del experimento 1. De arriba a abajo se muestra la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todas graficadas contra el semieje mayor; mientras que de izquierda a derecha se muestran los resultados para los casos, prógrado y retrógrado, respectivamente. Nótese que en la excentricidad resultante en el caso prógrado se alcanzan valores de hasta 1 en la región central del disco, mientras que para el caso retrógrado, la máxima excentricidad obtenida es de ~ 0.4 sobre la región externa del disco.

4.1.2. Experimento 2: Variando la Masa de la Estrella Perturbadora para Distintos Parámetros de Impacto

En esta subsección realizaremos experimentos para explorar el efecto de la masa de la estrella perturbadora sobre el disco de partículas, esto será de utilidad para entender el efecto de encuentros con estrellas de masa diferente a la Solar. Los parámetros dinámicos generales para todos los casos en esta subsección (a menos que se especifique otra cosa) son, velocidad de la estrella perturbadora de 10 km/s (valor razonable para la dispersión de velocidades por ejemplo, en cúmulos globulares), el ángulo polar $\theta=45^\circ$, el ángulo azimutal $\phi=0^\circ$ y el ángulo respecto al eje de simetría $\alpha=45^\circ$.

Realizamos los experimentos con parámetros de impacto de 30, 80, 150 y 300 UA. Para cada uno de estos parámetros de impacto, simulamos encuentros con estrellas de distintas masas. Los valores que usamos en estos experimentos son, $3 M_J = 0.00286 M_\odot$, $0.1 M_\odot$, $0.5 M_\odot$, $1 M_\odot$, $2 M_\odot$ y $4 M_\odot$. Obtenemos de esta forma 24 combinaciones posibles. El valor de $3 M_J$ es un valor típico de planetas extrasolares que se han descubierto a la fecha, mientras que los demás valores de masas son característicos de estrellas en distintos ambientes galácticos.

En la Figura 4.3 mostramos las posiciones de las partículas resultantes desde la perspectiva x-z. En esa Figura, cada fila se refiere a cada uno de los 4 parámetros de impacto del experimento, mientras las columnas se refieren a los 6 valores de las masas de la estrella pasajera que hemos considerado.

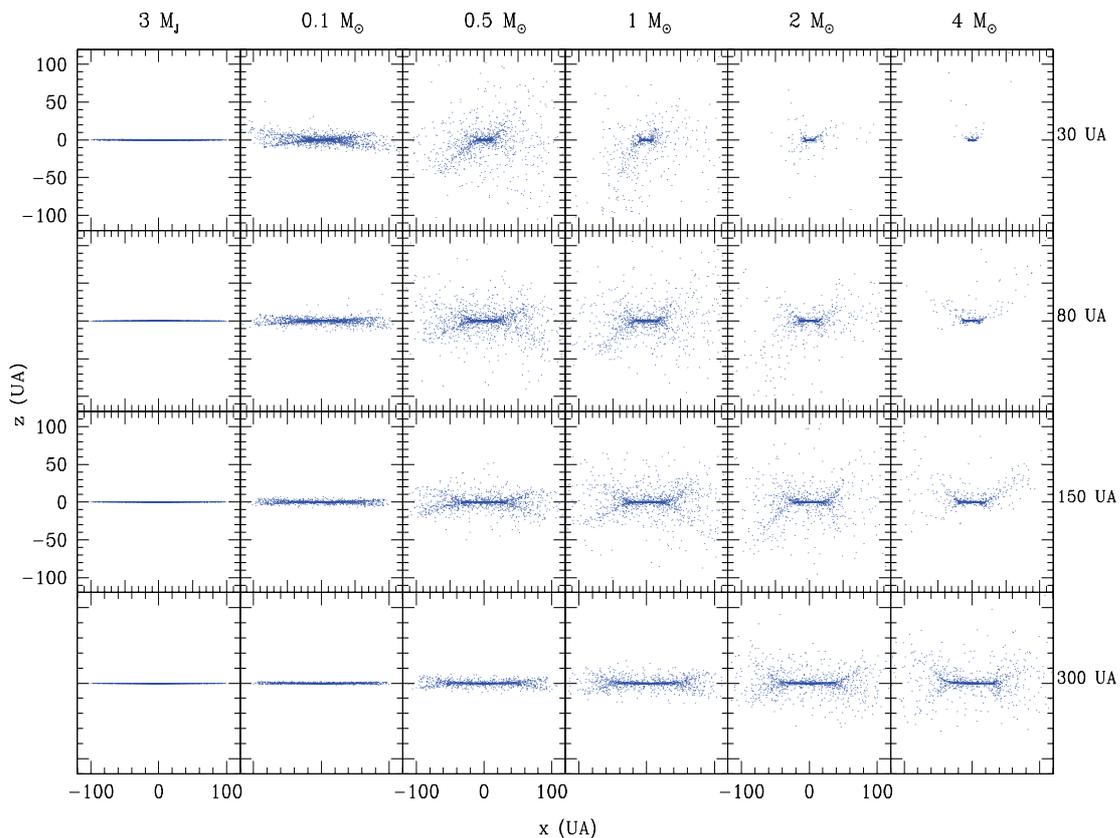


FIGURA 4.3: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Mostramos las posiciones resultantes vistas en la perspectiva (plano) x-z. Las filas se refieren a cada uno de los 4 parámetros de impacto del experimento, mientras que las columnas indican los 6 valores de masa de la estrella pasajera que hemos considerado.

Para la masa de $3 M_J$, en cada uno de los 4 parámetros de impacto, los efectos son prácticamente despreciables tanto en las órbitas como en los parámetros orbitales de excentricidad e inclinación. Para la masa de $0.1 M_\odot$ los efectos sobre las órbitas, excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro comienzan a ser de consideración. A la masa $0.5 M_\odot$ notamos un calentamiento dinámico en las órbitas resultantes, esto lo podemos apreciar cuando disminuimos el parámetro de impacto. Las excentricidades, inclinaciones, pericentros y apocentros también comienzan a verse afectados a la masa de $0.5 M_\odot$.

A $1 M_\odot$ el calentamiento dinámico es evidente para cualquier parámetro de impacto. A 300 UA, notamos que la excentricidad (y por tanto también los pericentros y apocentros) e inclinación comienza a aumentar en las regiones externas del disco. Esta tendencia nos sugiere que el calentamiento dinámico del disco así como la variación en los parámetros orbitales, es directamente proporcional a la masa de la estrella perturbadora. Esto lo comprobamos cuando apreciamos los efectos causados por una masa de 2 y/o $4 M_\odot$.

En las Figuras 4.4 a 4.7 mostramos los resultados de la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentros resultantes, para cada una de las masas y parámetros de impacto considerados para los experimentos. Cada fila se refiere a los parámetro de impacto; y cada columna indica las masas de la estrella perturbadora.

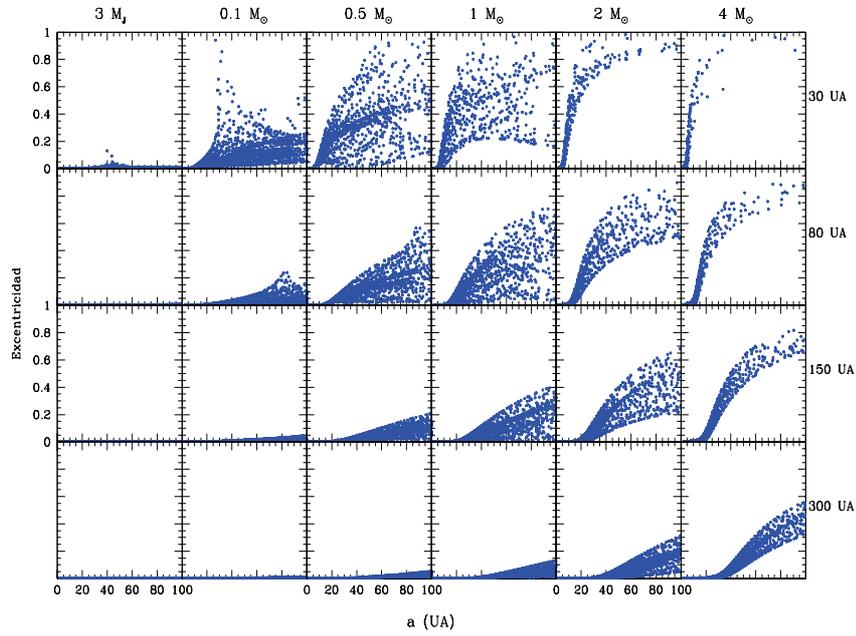


FIGURA 4.4: Excentricidad resultante. Las filas se refieren a cada parámetro de impacto; y las columnas indican las masas de la estrella perturbadora. Todas graficadas contra el semieje mayor.

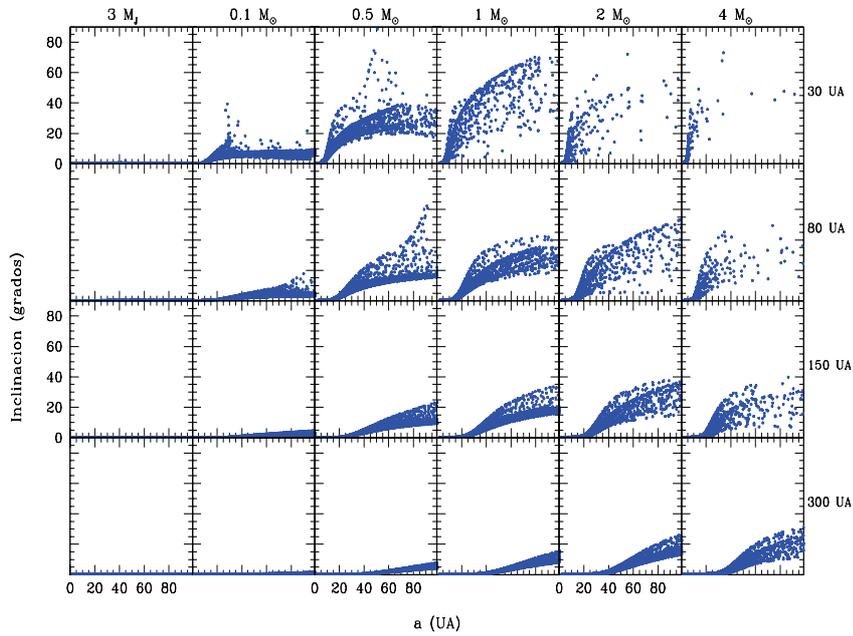


FIGURA 4.5: Inclinación resultante. Las filas se refieren a cada parámetro de impacto; y las columnas indican las masas de la estrella perturbadora. Todas graficadas contra el semieje mayor.

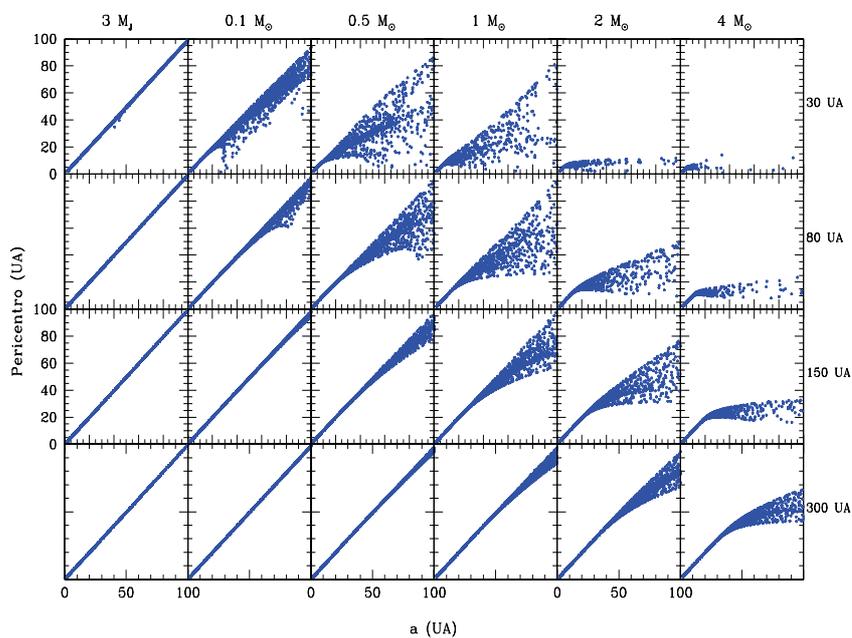


FIGURA 4.6: Pericentro resultante. Cada fila se refiere a cada parámetro de impacto; y cada columna indica las masas de la estrella perturbadora. Todas graficadas contra el semieje mayor.

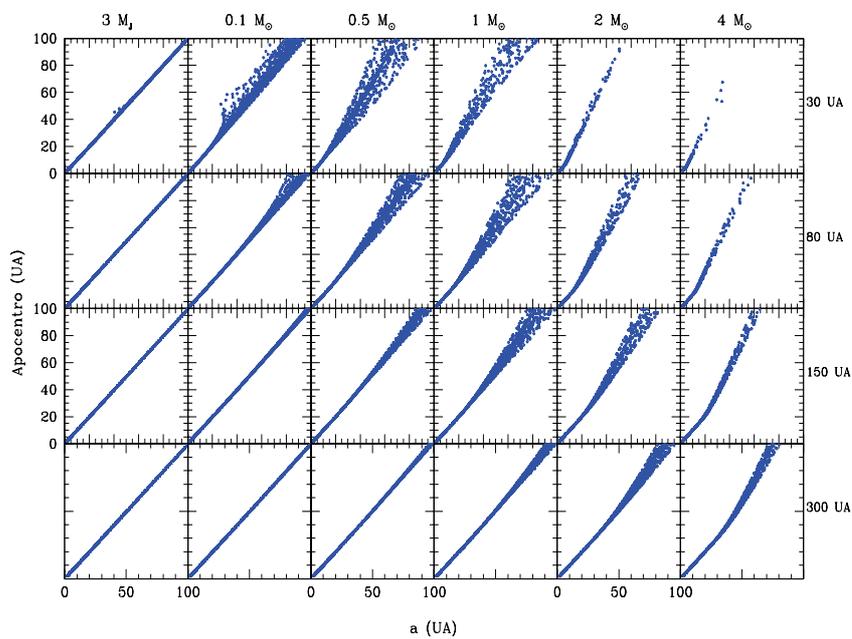


FIGURA 4.7: Apocentro resultante. Cada fila se refiere a cada parámetro de impacto; y cada columna indica las masas de la estrella perturbadora. Todas graficadas contra el semieje mayor.

En la excentricidad e inclinación resultante notamos que los efectos comienzan a ser de consideración a partir de la masa $0.1 M_{\odot}$, cuando el parámetro de impacto es de 30 UA notamos más claramente este efecto. A medida que se incrementa la masa, aumentan las dispersiones en los parámetros para las partes externas del disco, e incluso para las masas de 2 y $4 M_{\odot}$ notamos la destrucción del disco, lo que se ve reflejado en una fuerte disminución en el número de órbitas y de partículas. Estos experimentos nos muestran claramente que el calentamiento dinámico del disco así como la perturbación de los parámetros orbitales son directamente proporcionales a la masa del agente perturbador.

4.1.3. Experimento 3: Variando el Ángulo α para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora

En este experimento exploramos el efecto de la estrella perturbadora sobre el disco de partículas a diferentes ángulos α con parámetro de impacto fijo y a distintas velocidades. Recordemos que α es el ángulo entre el plano en que descansa la trayectoria de la estrella pasajera y el eje de simetría del disco. Para este experimento hemos considerado 4 valores para el ángulo: $\alpha=0^\circ$, 30° , 60° y 90° . Asimismo, para la velocidad hemos considerado 3 valores, 1 km/s, 5 km/s y 10 km/s. Los parámetros dinámicos usados para este experimento son, 100 UA como parámetro de impacto, $\phi=0^\circ$ y $\theta=45^\circ$ y $1 M_\odot$ para la estrella pasajera. Por lo que tendremos un total de 12 combinaciones posibles.

En la Figura 4.8 mostramos los calentamientos dinámicos resultantes como función de α y la velocidad. Cada una de las imágenes muestra una perspectiva del plano x-z del disco calentado dinámicamente. Las filas se refieren a las velocidades consideradas, mientras que las columnas representan los cuatro valores de los ángulos α .

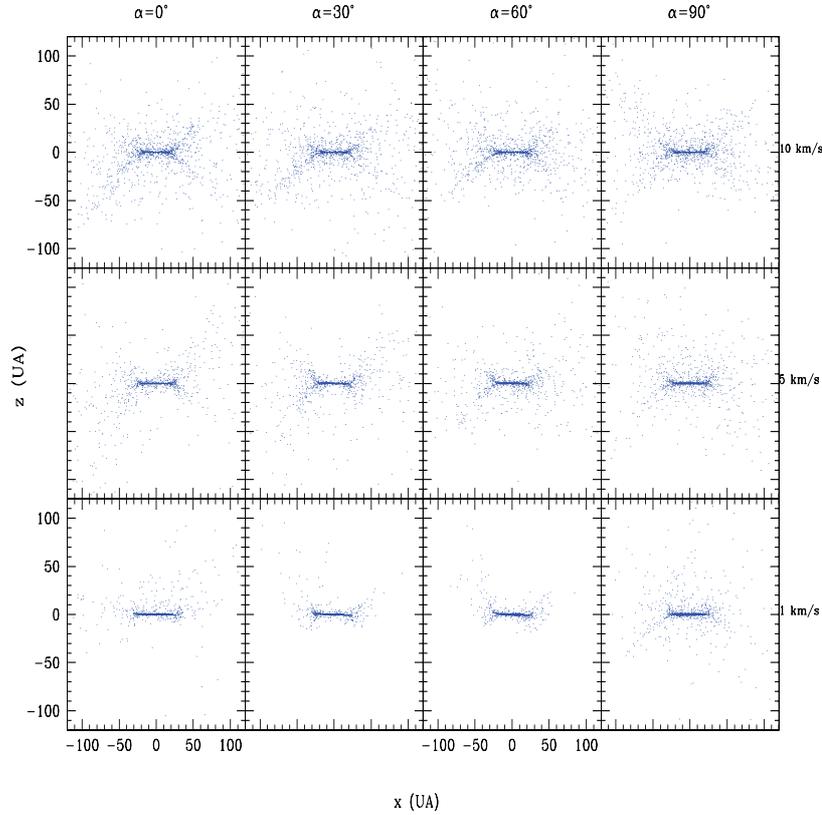


FIGURA 4.8: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Calentamiento dinámico resultante. Posiciones vistas en la perspectiva (plano) x - z . Las filas se refieren a las 3 velocidades consideradas en el experimento, mientras que las columnas indican los cuatro valores del ángulo α que hemos considerado.

Notamos que la perturbación en la excentricidad e inclinación va disminuyendo a medida que el valor del ángulo α aumenta.

Si nos fijamos en una velocidad podremos apreciar la dependencia de las perturbaciones con el ángulo α . La variación en la excentricidad comienza a partir de aproximadamente 20 UA. Se aprecia una disminución en la variación de la excentricidad en las regiones externas del disco a medida que aumenta el valor de α . Notamos que a $\alpha=0^\circ$, en las regiones externas del disco, la excentricidad máxima es de ~ 0.6 , mientras que a $\alpha=90^\circ$, en las regiones externas la excentricidad máxima es de ~ 0.5 . Lo que nos indica una tendencia a que a mayores valores del α , las perturbaciones en los parámetros orbitales son mayores. Esta tendencia la notamos claramente en el caso de 5 km/s.

En las Figuras 4.9 a 4.12 presentamos los parámetros orbitales resultantes y su

dependencia con la variación del ángulo α y de la velocidad de la estrella perturbadora. Todos los parámetros orbitales están graficados contra el semieje mayor. Cada columna representa a un valor distinto del ángulo α , mientras que cada fila se refiere a la velocidad de la estrella perturbadora.

Cuando analizamos la excentricidad e inclinación y su dependencia con al valor de α , claramente los resultados de nuestros experimentos muestran que el calentamiento dinámico y las perturbaciones de los parámetros orbitales dependen de manera directamente proporcional al valor del ángulo α .

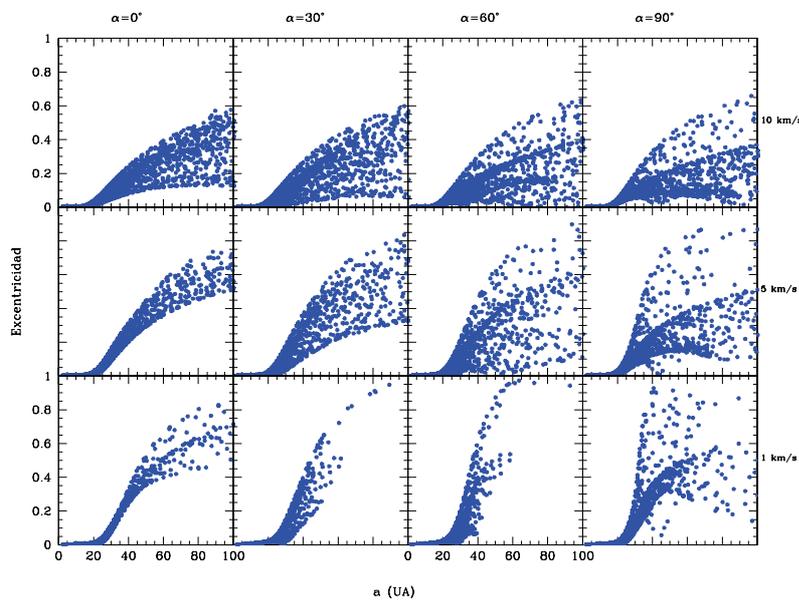


FIGURA 4.9: Excentricidad resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica a los ángulos α . Todas graficadas contra el semieje mayor.

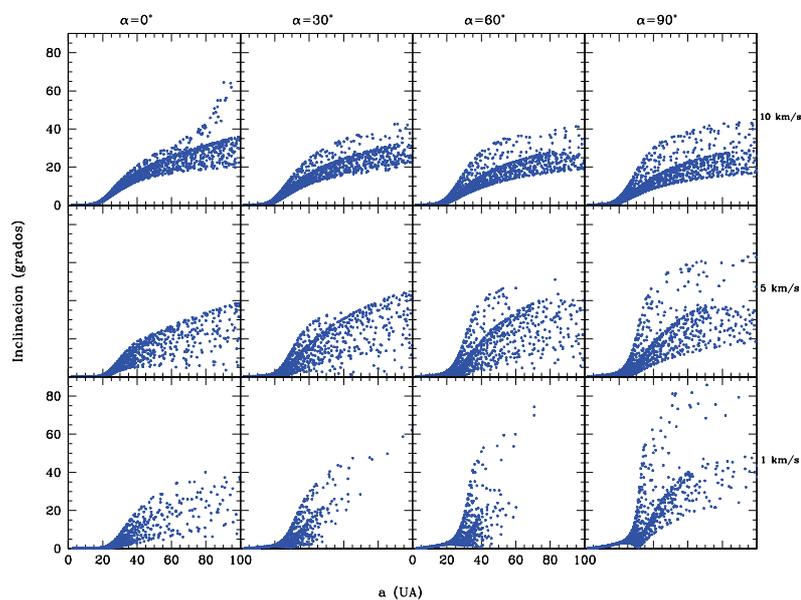


FIGURA 4.10: Inclinación resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos α . Todas graficadas contra el semieje mayor.

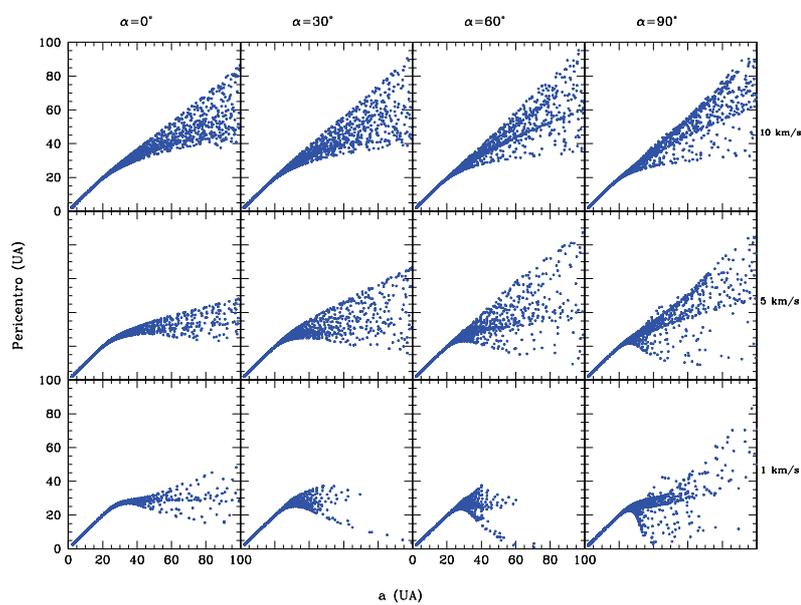


FIGURA 4.11: Pericentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos α . Todas graficadas contra el semieje mayor.

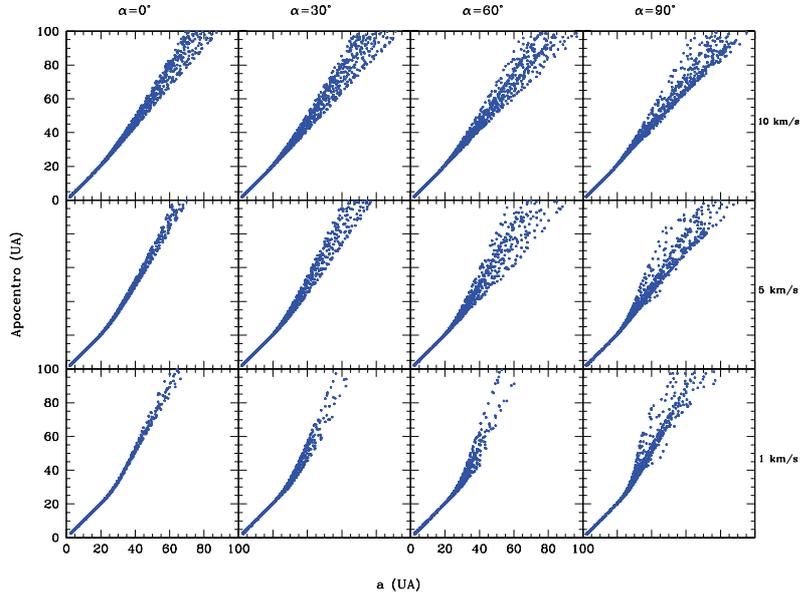


FIGURA 4.12: Apocentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos α . Todas graficadas contra el semieje mayor.

4.1.4. Experimento 4: Variando el Ángulo θ para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora

En este experimento exploraremos el efecto que tiene la variación del ángulo polar θ sobre el disco y los parámetros orbitales. Similar al experimento anterior, en el que variamos el ángulo α , aquí vamos a considerar una distancia de máximo acercamiento de 100 UA, la masa de la estrella perturbadora de $1 M_{\odot}$, $\phi=0^{\circ}$ y $\alpha=45^{\circ}$. Vamos a variar el ángulo θ tomando los valores de 0° , 30° , 60° y 90° , las velocidades son las mismas que las del tercer experimento, 1, 5 y 10 km/s, por lo que tendremos 12 combinaciones de estos dos parámetros.

Las variaciones de θ producen calentamientos dinámicos importantes en el disco para valores pequeños del ángulo. En la Figura 4.13 mostramos los calentamientos dinámicos de los discos como función de θ y la velocidad. En cada una de las imágenes mostramos una perspectiva del disco en el plano x-z. En este arreglo las filas se refieren a las velocidades consideradas, mientras que las columnas indican los 4 valores de los ángulos θ que hemos escogido.

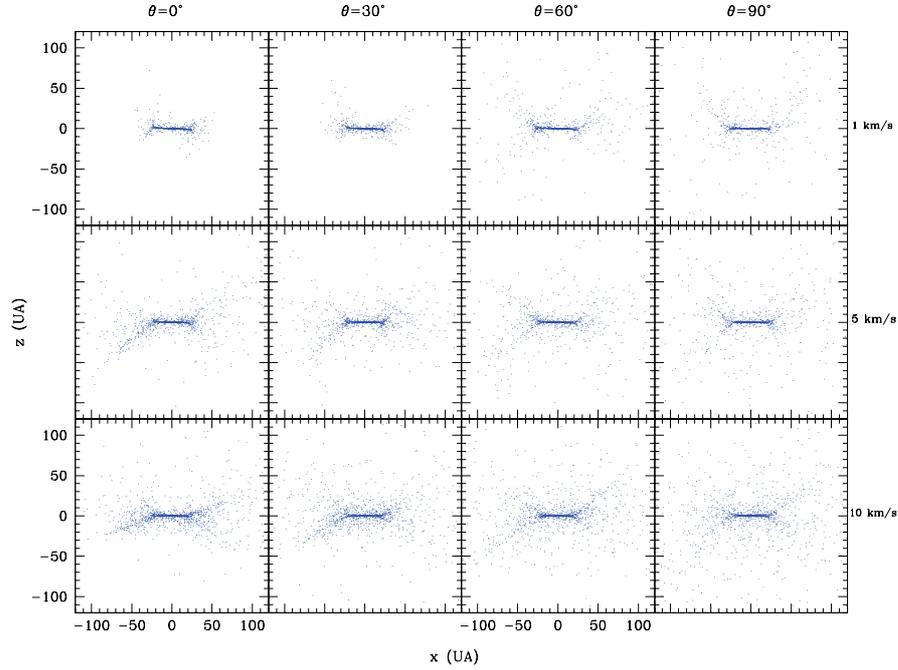


FIGURA 4.13: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Posiciones resultantes vistas en la perspectiva (plano) x - z . Cada fila se refiere a las 3 velocidades del experimento, mientras que cada columna indica los 4 valores del ángulo θ que hemos considerado.

El calentamiento de los discos es más severo en los casos en el que el valor del ángulo θ es de 0° , esto lo podemos notar si nos centramos en una velocidad, digamos a 5 km/s . Esa misma tendencia la podemos apreciar a la velocidad de 1 km/s . Las estructuras observadas en la Figura 4.13, las estamos estudiando aún para intentar explicarlas.

Respecto a los parámetros orbitales, encontramos que las perturbaciones sobre la excentricidad a $\theta=0^\circ$ es más severa que cuando analizamos a valores superiores de θ . En la excentricidad notamos que en el intervalo de 50 - 100 UA alcanzamos valores de hasta ~ 1 cuando θ vale 0° ; mientras que en ese mismo intervalo cuando $\theta=90^\circ$ el valor máximo en la excentricidad es de ~ 0.6 . Esta misma tendencia la notamos también a la velocidad de 5 km/s .

En las Figuras 4.14 a 4.17 mostramos los parámetros orbitales resultantes y su dependencia con la variación del ángulo θ y de la velocidad de la estrella perturbadora. Todos los parámetros orbitales están graficados contra el semieje mayor. Cada columna representa a un valor distinto del ángulo θ , mientras que cada fila se refiere a la velocidad

de la estrella perturbadora.

A 10 km/s las dispersiones en la excentricidad comienzan a partir de 20 UA, a distancias menores de ésta, encontramos valores de ~ 0.03 para cualquier valor de θ . A distancias mayores de 20 UA comienzan las dispersiones, siendo la más severa cuando $\theta=0$ en la región externa del disco, donde se alcanzan un valor de hasta 0.96. A la velocidad de 5 km/s ocurre un efecto similar, en la región interna, a distancias menores de 20 UA, se alcanza un valor en la excentricidad de ~ 0.04 . En las regiones externas se observan las máximas excentricidades, la más severa se nota a $\theta=0$, donde se alcanza un valor de hasta 0.98. La misma tendencia ocurre en la inclinación resultante. Los resultados numéricos implican que el máximo calentamiento dinámico del disco y las máximas perturbaciones en los parámetros orbitales ocurren a valores pequeños de θ . El efecto va disminuyendo a medida que se incrementa el valor de θ .

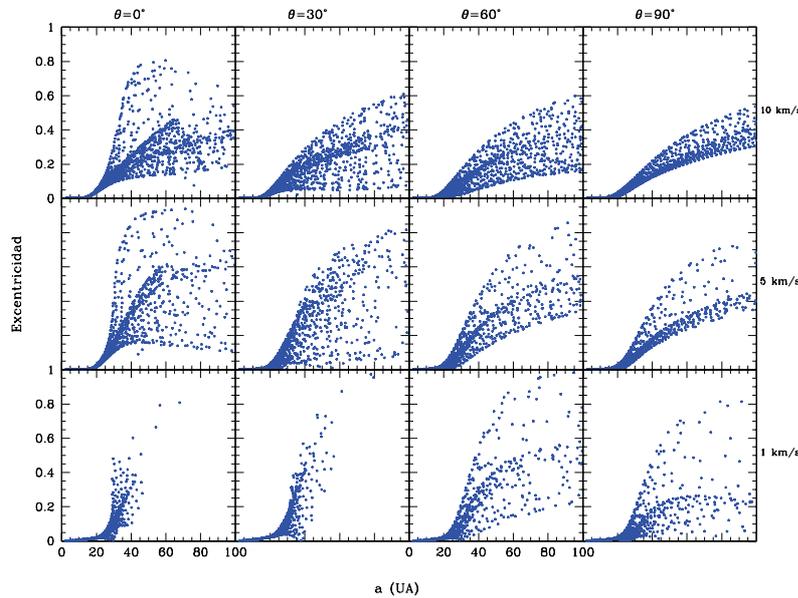


FIGURA 4.14: Excentricidad resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos θ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

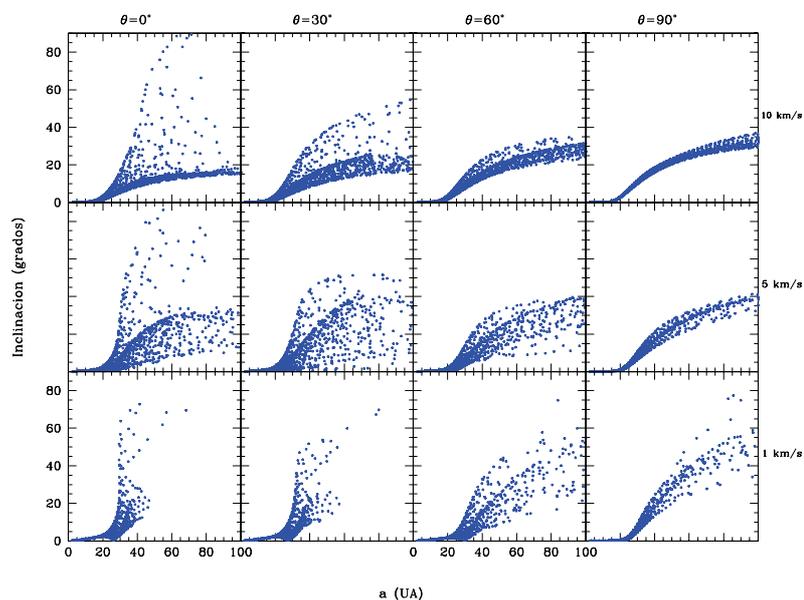


FIGURA 4.15: Inclínación resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos θ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

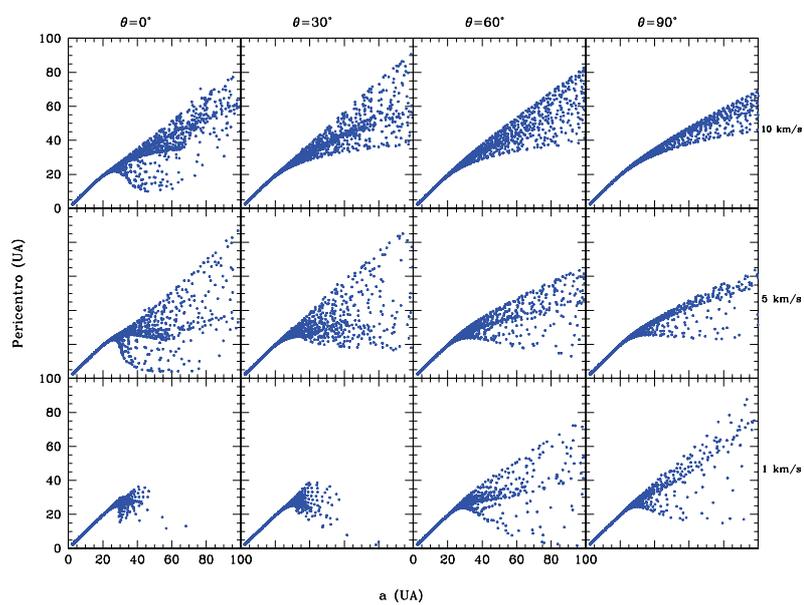


FIGURA 4.16: Pericentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos θ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

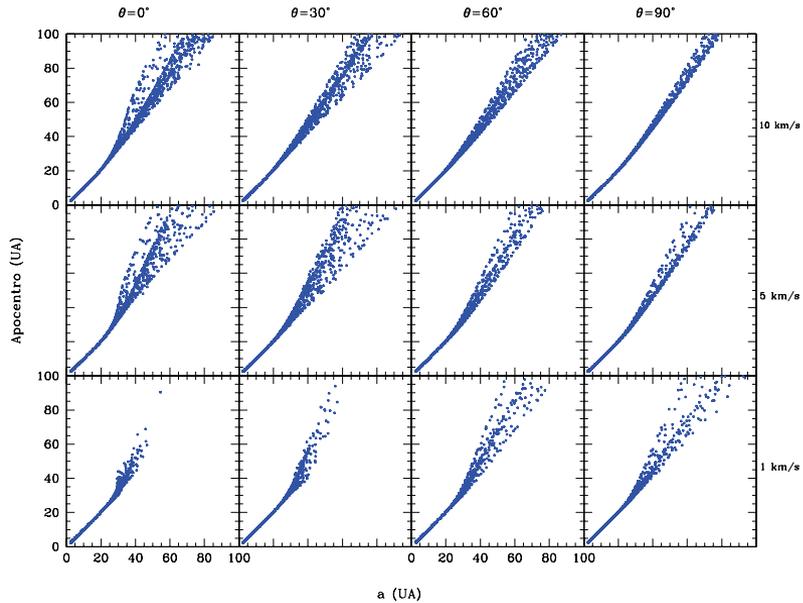


FIGURA 4.17: Apocentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos θ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

4.1.5. Experimento 5: Variando el Ángulo ϕ para Diferentes Velocidades de la Estrella Perturbadora

En este experimento examinaremos el efecto de la variación del ángulo ϕ sobre el calentamiento dinámico del disco y la perturbación sobre los parámetros orbitales. Para este caso hemos considerado 200 UA de distancia de máximo acercamiento, $\theta=45^\circ$, $\alpha=45^\circ$ y $1 M_\odot$ para la masa de la estrella perturbadora. Examinaremos los efectos para cuatro valores de $\phi=0^\circ$, 30° , 60° y 90° . Las velocidades de la estrella pasajera que consideramos para este experimento son 1, 5 y 10 km/s, teniendo así 12 combinaciones de parámetros.

Dada la simetría del problema, los resultados son independientes del ángulo azimutal ϕ . En la Figura 4.18 mostramos el resultado de la variación de ϕ para las tres velocidades consideradas y con parámetro de impacto de 200 UA. La Figura 4.18 muestra el disco calentado dinámicamente en el plano x-z. Cada columna se refiere a un valor dado del ángulo ϕ , mientras que cada fila indica cada uno de los tres valores de la velocidad de la estrella perturbadora.

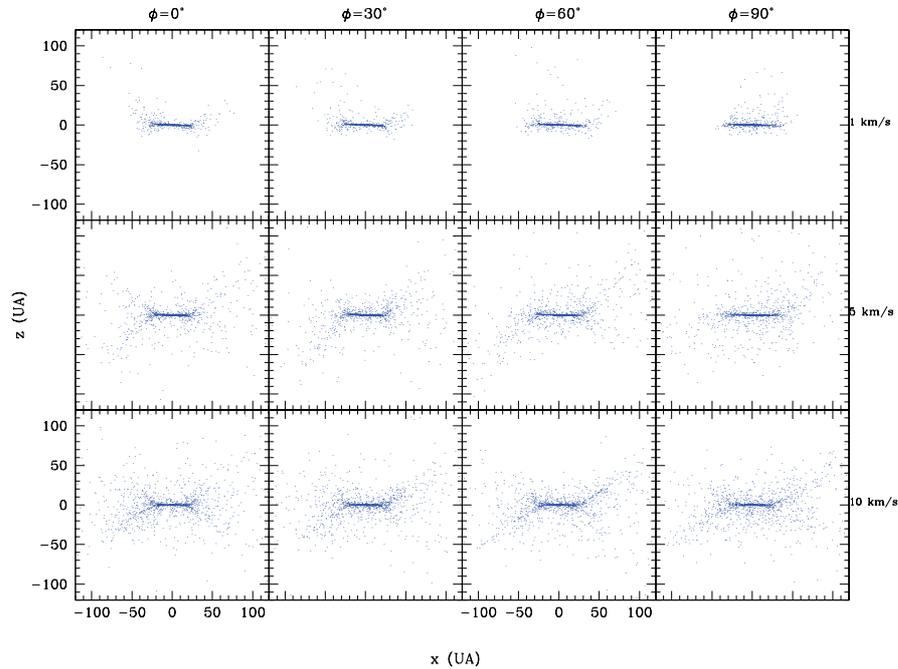


FIGURA 4.18: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Posiciones resultantes vistas en la perspectiva (plano) x - z . Calentamientos dinámicos resultantes. Cada fila se refiere a las tres velocidades del experimento, mientras que cada columna se indica los 4 valores del ángulo ϕ que hemos considerado.

Como era de esperarse, debido a la geometría del encuentro estelar, la variación del ángulo ϕ no tiene ningún efecto sobre el disco. Si nos centramos a una velocidad, por ejemplo en el caso de 10 km/s, notamos claramente que el calentamiento del disco visto en la perspectiva x - z es prácticamente el mismo para cualquier valor del ángulo azimutal ϕ . Esto mismo lo podemos comprobar a las velocidades de 1 y 5 km/s. En las Figuras 4.19 a 4.22 presentamos los parámetros orbitales resultantes. Cada arreglo muestra resultados para distintos valores de ϕ a una velocidad dada. En esas Figuras, cada fila se refiere a la velocidad, mientras que las columnas indican el valor del ángulo ϕ . Todos los parámetros orbitales están graficados contra el semieje mayor.

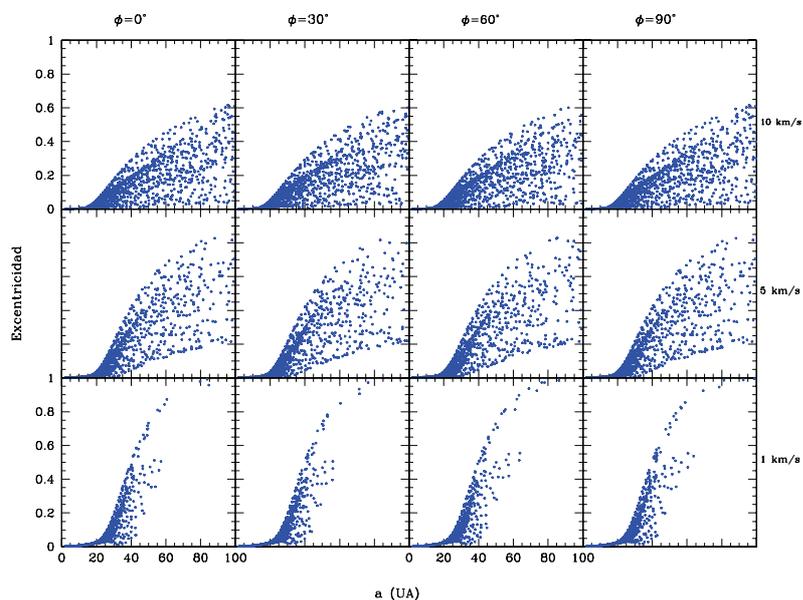


FIGURA 4.19: Excentricidad resultante. Cada fila se refiere a la velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos ϕ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

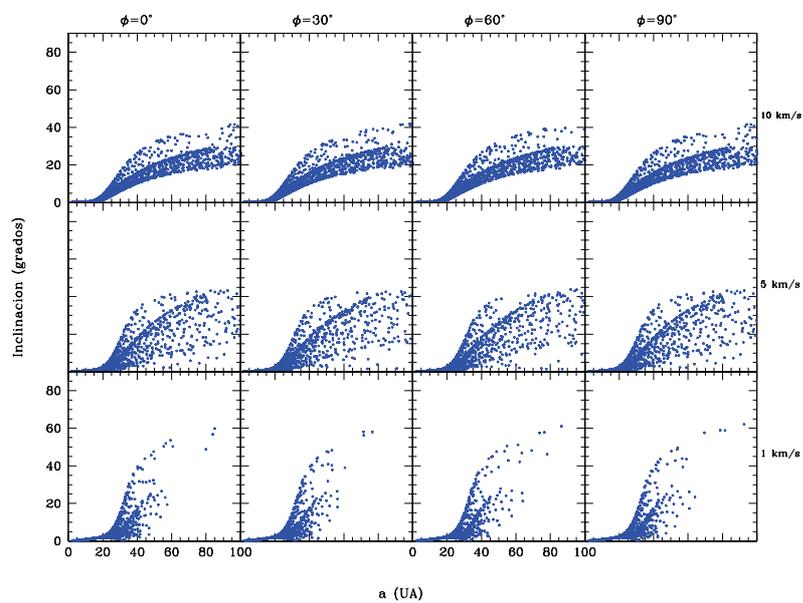


FIGURA 4.20: Inclínación resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos ϕ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

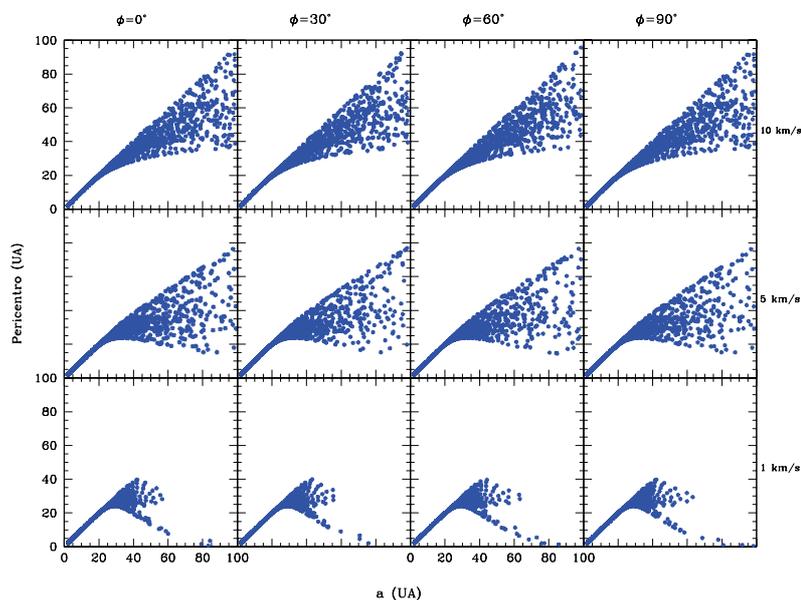


FIGURA 4.21: Pericentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos ϕ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

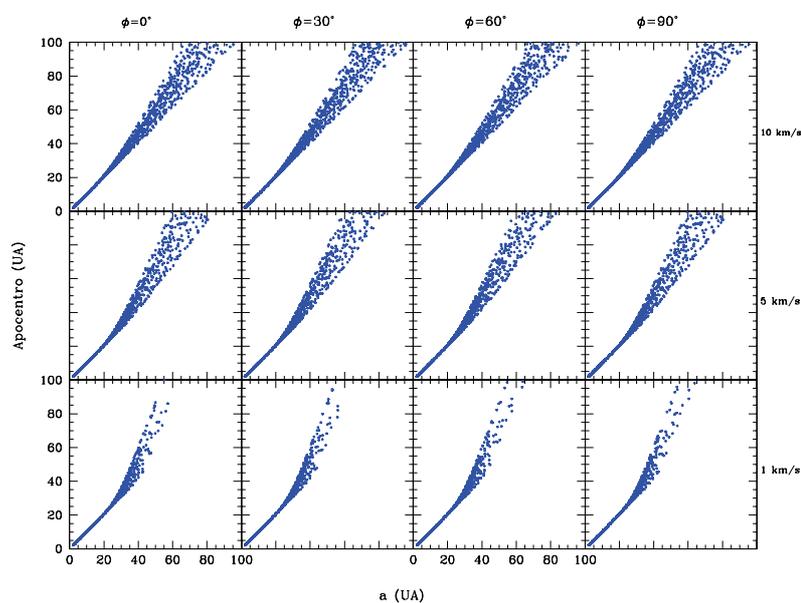


FIGURA 4.22: Apocentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los ángulos ϕ . Todas graficadas contra el semieje mayor.

4.1.6. Experimento 6: Variando la Velocidad con Parámetro de Impacto y Ángulos Fijos

En este experimento exploraremos el efecto que tiene la velocidad sobre el disco y los parámetros orbitales de las partículas. Las velocidades consideradas están en el intervalo de velocidades características de distintos ambientes galácticos (la nube de nacimiento solar, cúmulos globulares, bulbo-barra galáctico, halo estelar, etc.). Sin pérdida de generalidad, hemos considerado 100 UA como distancia de máximo acercamiento, $\phi=0^\circ$, $\theta=45^\circ$ y $\psi=0^\circ$. Las velocidades empleadas para este experimento van desde 1 hasta 9 km/s.

Como ya lo habíamos percibido de los experimentos anteriores, en este experimento encontramos que los pasajes estelares tienen efectos más severos sobre el disco cuando ocurren a bajas velocidades. Una baja velocidad de la estrella pasajera origina un gran cambio en la velocidad de la estrella principal del sistema planetario, y por lo tanto una perturbación severa en las velocidades de las partículas. En la Figura 4.23 mostramos los discos calentados dinámicamente vistos desde la perspectiva (plano) x-z, para todas las velocidades con un parámetro de impacto de 100 UA, $\alpha=45^\circ$, $\theta=45^\circ$ y $\psi=0^\circ$, de izquierda a derecha, presentamos los resultados de menor a mayor velocidad.

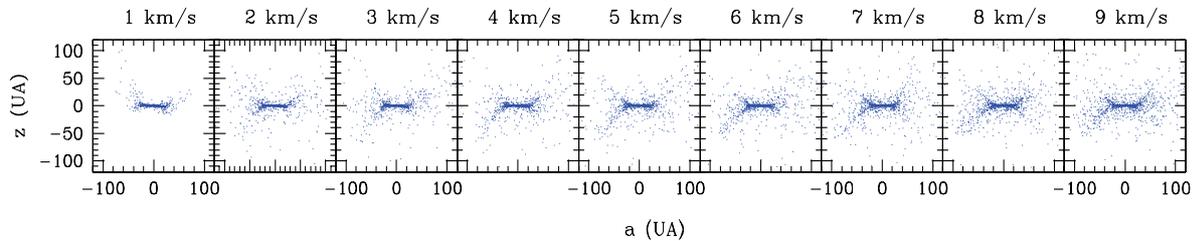


FIGURA 4.23: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Posiciones resultantes vistas en la perspectiva (plano) x-z. Cada celda muestra los discos calentados dinámicamente para un valor dado de una velocidad. De izquierda a derecha, los resultados al ir incrementando la velocidad.

En el caso de 1 y 2 km/s notamos una disminución en el número de partículas a partir de 50 UA. A velocidades superiores, el número de órbitas es considerablemente mayor que a menores velocidades. Respecto a los parámetros orbitales, las perturbaciones en la excentricidad son más severas a velocidades menores de 5 km/s. En base a la destrucción del disco observada a bajas velocidades, podemos decir que el efecto de

una baja velocidad es más severo que a una mayor velocidad. Este es un resultado esperado, puesto que una estrella perturbadora lenta, perturba por más tiempo al disco de partículas, que una estrella perturbadora con mayor velocidad.

A bajas velocidades, es decir de 1 a 5 km/s, el efecto alcanza la región interna del disco y las perturbaciones sobre la región externa son enormes. Cuando la velocidad es de 1 km/s, tenemos excentricidades de hasta ~ 0.95 en la región externa del disco, mientras que cuando vale 10 km/s, la máxima excentricidad vale ~ 0.6 .

En la Figura 4.24 mostramos los cuatro parámetros orbitales resultantes, de arriba a abajo presentamos la excentricidades, inclinaciones, apocentros y pericentros, mientras que de izquierda a derecha mostramos los resultados para cada una de las velocidades consideradas, la mayor perturbación en excentricidad e inclinación la podemos observar en el caso de 1 km/s. Los pericentros y apocentros dependen directamente de la excentricidad. También notamos la disminución en las partículas de las regiones externas del disco a las velocidades más bajas. Los resultados tanto en excentricidades como en inclinaciones a partir de 6 y hasta 9 km/s, son muy similares entre sí mismos, es decir, las excentricidades resultantes a 6 km/s, son muy semejantes a las obtenidas a 9 km/s.

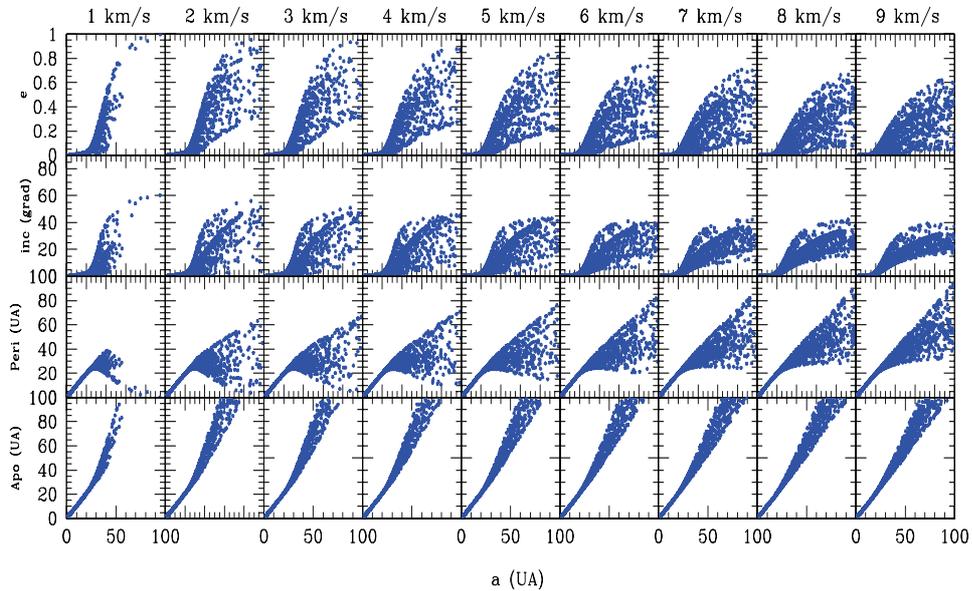


FIGURA 4.24: Parámetros orbitales resultantes del sexto experimento. De arriba a abajo, presentamos la excentricidad resultante, inclinación, pericentro y apocentro, todos graficados contra el semieje mayor; mientras que de izquierda a derecha se muestran los resultados para cada una de las nueve velocidades, desde 1 km/s hasta 9 km/s.

El resultado obtenido en este experimento era de esperarse, ya que una estrella perturbadora lenta perturba por más tiempo al disco y a los parámetros orbitales que un encuentro estelar con mayor velocidad.

4.1.7. Experimento 7: Variando el Parámetro de Impacto para Distintas Velocidades

En este último experimento analizaremos el efecto que tiene el parámetro de impacto durante un encuentro estelar. Los demás parámetros dinámicos usados en todos los casos de este experimento (a menos que otra cosa se especifique) son: la masa de la estrella pasajera de $1 M_{\odot}$ y los ángulos, $\alpha=45^{\circ}$, $\theta=45^{\circ}$, $\phi=0^{\circ}$. Las velocidades escogidas para este experimento son 1, 5 y 10 km/s. Mientras que los parámetros de impacto bajo nuestro estudio son 30, 50, 70, 100, 150 y 200 UA, teniendo así un total de 18 combinaciones posibles.

En esta situación el efecto esperado sería que a menor parámetro de impacto, mayor será la perturbación sobre las partículas del disco y de los parámetros orbitales. Si nos centramos sobre una velocidad en especial, digamos la de 5 km/s, notamos que el calentamiento dinámico del disco es mayor a parámetros de impacto bajos. Con esta velocidad y un parámetro de impacto de 30 UA, notamos incluso una disminución enorme en el número de partículas. Lo que significa que la estrella perturbadora pasó tan cerca que muchas partículas del sistema de partículas se quedan ligadas a la estrella pasajera. Esto mismo lo corroboramos cuando la velocidad de la estrella perturbadora es de 1 km/s. Con esta velocidad y un parámetro de impacto de 30 UA, destruimos casi completamente el disco, mientras que a 1 km/s y a 200 UA, sólo notamos un calentamiento del disco y no su destrucción. En la Figura 4.25 mostramos los discos calentados dinámicamente como función del parámetro de impacto y de la velocidad. Las filas indican la velocidad, mientras que las columnas se refieren a los 6 parámetros de impacto que hemos considerado para este experimento.

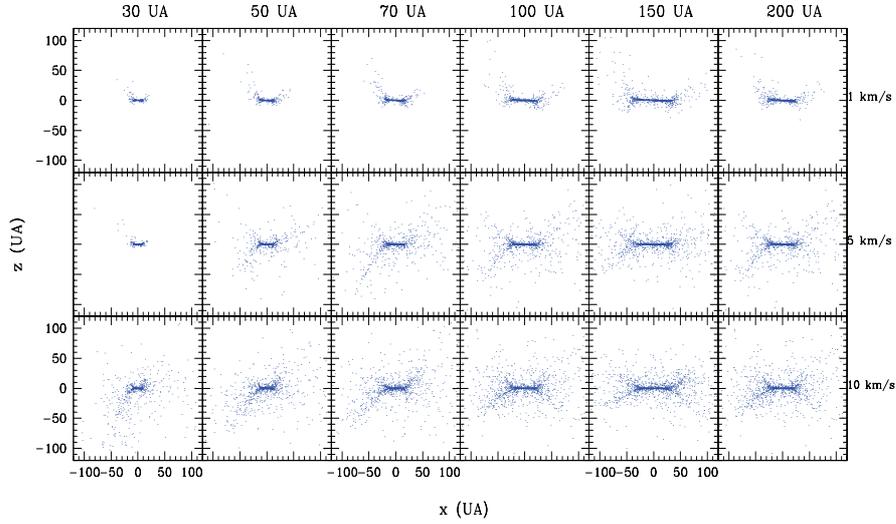


FIGURA 4.25: Efecto de la perturbación sobre las partículas del disco. Posiciones resultantes vistas en la perspectiva (plano) x - z . Las columnas se refieren a los parámetros de impacto, mientras que las filas a las velocidades consideradas

Ahora nos centramos a la velocidad de 10 km/s para observar con claridad el efecto del parámetro de impacto. Notamos que a 30 UA las partículas alcanzan excentricidades de hasta ~ 0.95 en las regiones externas del disco, mientras que a 200 UA en las regiones externas del disco la excentricidad máxima es de ~ 0.2 . Esta misma tendencia la comprobamos a 5 km/s tanto para la excentricidad como para la inclinación resultante.

En las Figuras 4.26 a 4.29 presentamos los parámetros orbitales resultantes para el experimento 7. Se muestran las excentricidades, inclinaciones, pericentros y apocentros resultantes para los diferentes parámetros de impacto considerados, todos graficados contra el semieje mayor. Los ángulos α , ϕ y θ , así como la masa y la velocidad de la estrella pasajera se mantienen fijos. Las columnas se refieren a los parámetros de impacto considerados y las filas se refieren a las tres velocidades que hemos fijado.

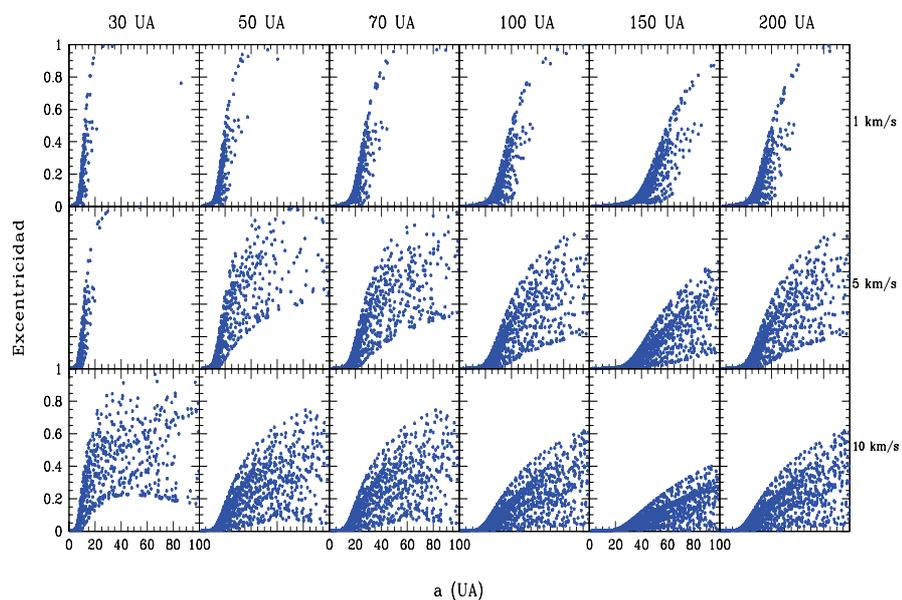


FIGURA 4.26: Excentricidad resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los parámetros de impacto. Todas graficadas contra el semieje mayor.

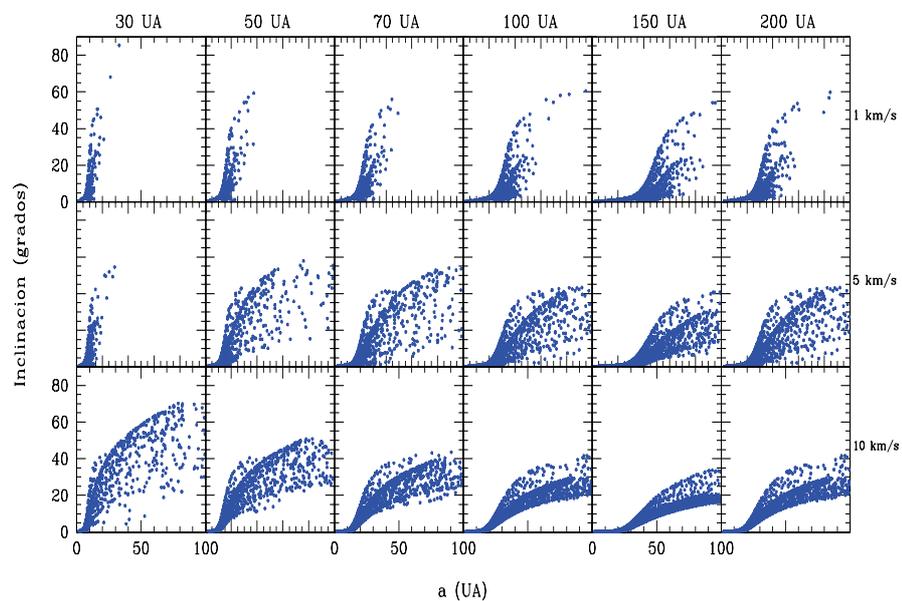


FIGURA 4.27: Inclínación resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los parámetros de impacto. Todas graficadas contra el semieje mayor.

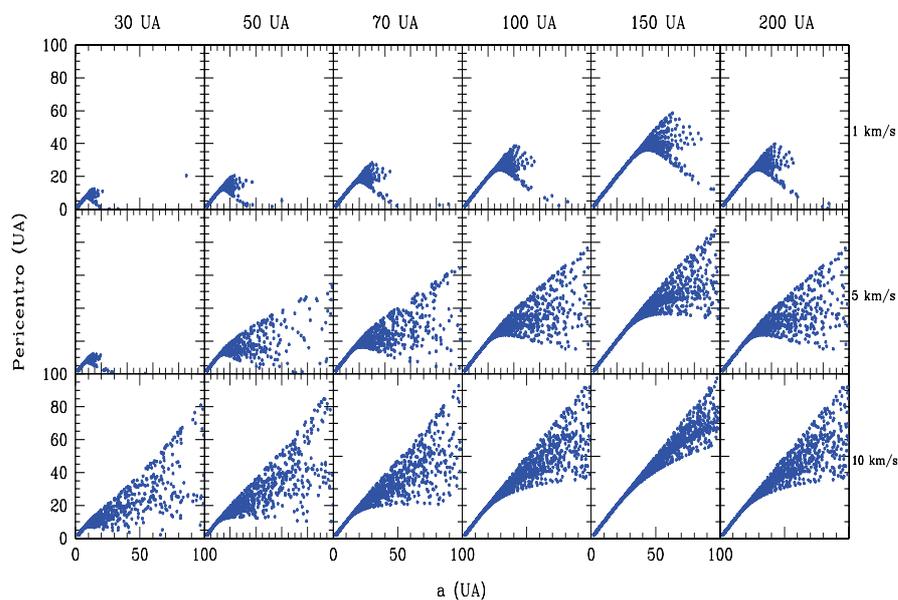


FIGURA 4.28: Pericentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los parámetros de impacto. Todas graficadas contra el semieje mayor.

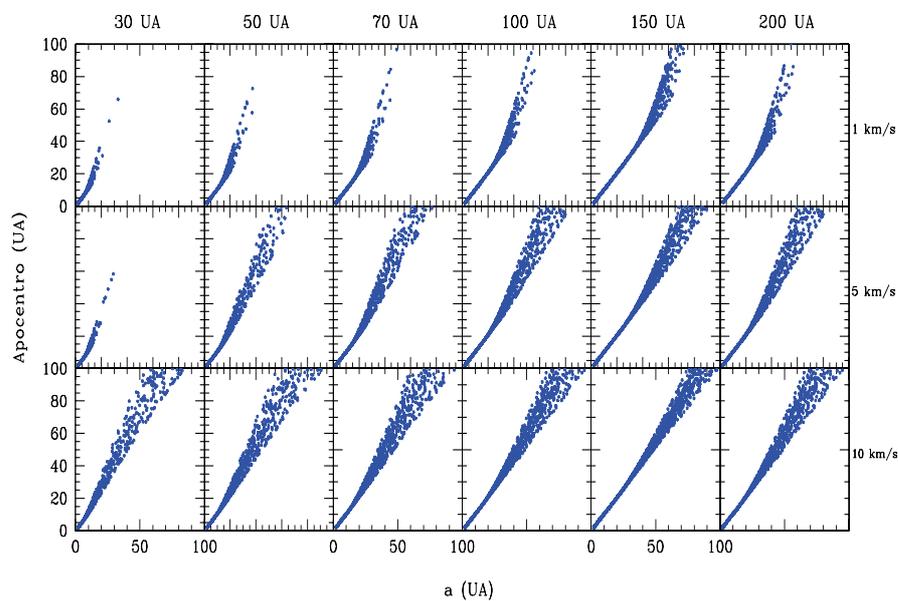


FIGURA 4.29: Apocentro resultante. Cada fila se refiere a cada velocidad de la estrella perturbadora; y cada columna indica los parámetros de impacto. Todas graficadas contra el semieje mayor.

Del análisis de los resultados, se encuentra, como se esperaba que un parámetro de

impacto pequeño calienta más al disco que un encuentro lejano.

Aunque en este capítulo hemos hecho un análisis principalmente cualitativo de las simulaciones, el propósito final es la aplicación de estos resultados para obtener ajustes teóricos que nos permitan en la medida de lo posible, predecir el efecto de un parámetro específico de un encuentro sobre la excentricidad e inclinación de las órbitas de un sistema planetario.

Parte III

APLICACIONES EN DISTINTOS AMBIENTES GALÁCTICOS DE LOS MODELOS DINÁMICOS DE SISTEMAS PLANETARIOS

Capítulo 5

La Vecindad Solar

La vecindad solar se define como un volumen esférico centrado en el Sol y que es más pequeño que el tamaño global de la Galaxia, pero suficientemente grande para contener una muestra estadísticamente útil de estrellas. Este concepto, aunque impreciso resulta muy útil. El tamaño apropiado del volumen depende de qué estrellas se desean estudiar: para enanas blancas, la vecindad Solar puede consistir de una esfera de 30 pc de radio centrada en el Sol, mientras que para estrellas O y B, la vecindad solar puede ser considerada como una esfera de 1 a 2 kpc del Sol (Binney y Tremaine 2007). En este capítulo de la Tesis, la vecindad solar tiene un radio de ~ 3 pc, ya que es la distancia a la cual se encontrarán (o encontraron) los perturbadores potenciales del sistema solar (principalmente la nube de Oort). De tal manera que la vecindad solar se puede definir como la región del espacio interestelar con centro en el Sol, cuyo contenido se conoce con razonable completez. La gran mayoría de las estrellas cercanas son menos masivas que el Sol y las aproximaciones más cercanas de estos objetos aparentemente tendrán efectos dinámicos despreciables sobre el sistema solar (Matthews 1994). Actualmente las estrellas más cercanas al Sol son Próxima, α Centauri A/B, la estrella Barnard, Wolf 359, BD +36 2147, Lalande 21185, Sirio, Luyten 726-8, Ross 154, Ross 248, y ε Eridani.

En la Tabla 5.1 mostramos un inventario de parámetros medidos en la vecindad solar. La categoría de estrellas visibles incluye todas las de la secuencia principal y estrellas gigantes. La categoría de remanentes estelares incluye enanas blancas y estrellas de neutrones, mientras que el medio interestelar incluye hidrógeno atómico y molecular,

TABLA 5.1: Inventario de la vecindad solar

Componente	M_{\odot}/pc^3	M_{\odot}/pc^2	L_{\odot}/pc^3	L_{\odot}/pc^2
Estrellas visibles	0.033	29	0.05	29
Remanentes estelares	0.006	5	0	0
Enanas cafes	0.002	2	0	0
Medio interestelar	0.050	13	0	0
Total	0.09	49±6	0.05	29
Dinámico	0.10±0.01	74±6	-	-

gas ionizado y una pequeña contribución de polvo interestelar. La densidad volumétrica y luminosidad están referidas al plano Galáctico mientras que la densidad y brillo superficial están integrados sobre una columna perpendicular al plano Galáctico, que se extiende a ± 1.1 kpc del plano.

Una componente dinámica denota determinaciones del volumen total o densidad superficial de la dinámica de estrellas del disco. La densidad volumétrica determinada dinámicamente en el plano es consistente con la densidad observada en estrellas y gas, así que no hay una evidencia de una componente de materia oscura en el disco, es decir, el inventario de la Tabla 5.1 es completo. La densidad superficial determinada dinámicamente parece ser más alta que la densidad superficial en estrella y gas, este exceso quizás represente la contribución del halo oscuro. El halo oscuro también contribuye a la densidad volumétrica en el plano.

El sistema solar se encuentra bajo la influencia de perturbadores externos como las estrellas. Las estrellas de la vecindad solar, se encuentran sometidas al potencial gravitacional de la Galaxia, por lo que estas estrellas han estado interactuando de tal manera que ocurren acercamientos entre ellas. Los cometas de la nube de Oort evolucionan dinámicamente bajo la influencia de esos perturbadores. Sus órbitas son perturbadas por pasajes estelares, así como por nubes moleculares y por el campo gravitacional Galáctico. Los pasajes estelares cercanos a la nube de Oort pueden desviar un gran número de cometas hacia órbitas que cruzan la región planetaria (Hills 1981; Weissman 1996). Para entender la estructura y evolución del sistema solar es importante considerar qué tan cerca y con qué frecuencia ocurren los encuentros estelares con las estrellas de la vecindad solar.

Hemos construido un código numérico para esta región Galáctica. Tomamos las estrellas más cercanas con datos astronómicos conocidos (como la posición, movimientos propios, paralaje, velocidad radial) y las ponemos a evolucionar sobre un potencial Galáctico axisimétrico completo (Allen y Santillán 1991) para encontrar los valores de sus distancias de máximo acercamiento con el Sol y velocidad de máximo acercamiento.

5.1. Simulaciones del Movimiento de las Estrellas en la Vecindad Solar

Para el estudio específico de la vecindad solar, además del código que simula la dinámica de encuentros estelares y la perturbación del sistema planetario (Capítulo 3); hemos generado un código que evoluciona las estrellas de la vecindad solar con velocidad radial, movimientos propios y paralajes conocidos hacia el pasado o hacia el futuro y nos proporciona la distancia de máximo acercamiento al Sol (así como la velocidad de acercamiento) en un modelo 3D de la Vía Láctea. Este código se distingue de otros (Matthews 1994; García-Sánchez et al. 1997, 1999) en el que sustituimos la usual aproximación en línea recta, para medir el máximo acercamiento al Sol de las estrellas en la vecindad solar, por un potencial galáctico que contiene bulbo, disco y un halo masivo, que reproducen la fuerza local observada en la dirección z , las constantes de Oort, la velocidad local de escape y la curva de rotación de la Galaxia (Allen y Santillán 1991, ver Apéndice 1). Las constantes de Oort para este modelo son $A=12.95$ km/s/kpc y $B=-12.93$ km/s/kpc, la distancia del Sol al centro Galáctico es de 8.5 kpc, la densidad de masa local en la vecindad solar es $\rho_{\odot}=0.15 M_{\odot}/pc^3$, y la velocidad de escape es de 500 km/s.

El código contiene los datos de las estrellas en el sistema ecuatorial en las coordenadas del año 2000, el paralaje, los movimientos propios y velocidad radial que son convertidos a un sistema Cartesiano centrado en la Tierra, y por último al sistema cartesiano de coordenadas Galácticas. Una vez en estas coordenadas se resuelven las ecuaciones de movimiento con el integrador de paso adaptivo *Bulirsh-Stoer* (ver Apéndice 2). Finalmente el código calcula las distancias y los tiempos que le tomaría a cualquier estrella de la muestra en el potencial Galáctico para llegar al punto de máximo acer-

camiento con el Sol. El código nos entrega el número de máximas aproximaciones con el Sol de cada una de las estrellas, de las cuales, solamente consideraremos la primera aproximación de cada una de las estrellas.

5.1.1. La Muestra de Estrellas de la Vecindad Solar

En la Figura 5.1 mostramos un histograma de la cantidad de estrellas dentro de un radio de 250 pc alrededor del Sol tomadas del catálogo Hipparcos. Las estrellas que hemos considerado para nuestra muestra a analizar se encuentran a distancias menores de 25 pc, ya que son estrellas candidatas a ser perturbadores potenciales del sistema solar. Las estrellas del catálogo Hipparcos son aquellas de las que se tienen sus datos astronómicos conocidos, por lo que no son todas las estrellas que existen en la vecindad Solar.

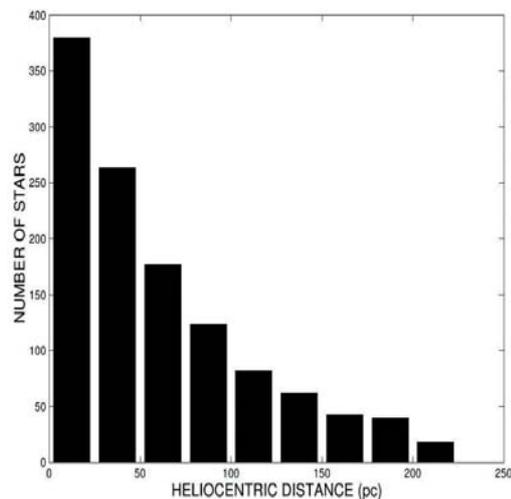


FIGURA 5.1: Histograma del número de estrellas del catálogo Hipparcos de la vecindad solar en intervalos de 25 pc, como función de su distancia al Sol. Las estrellas que tomamos para nuestra muestra se encuentran ubicadas a distancias menores de 25 pc, ya que estamos interesados principalmente las estrellas más cercanas (García-Sánchez, et al. 2001)

La muestra de las estrellas que hemos seleccionado son aquellas que de acuerdo a los trabajos de García-Sánchez et al. (1999, 2001) pasaron o pasarán más cerca del Sol a escalas de tiempo del orden de $\sim 10^6$ años. Seleccionamos sólo aquellas estrellas que tienen distancias de máximo acercamiento al Sol menores de 3 pc. La innovación que

nuestro trabajo aporta es que hemos implementado un potencial Galáctico axisimétrico completo, en lugar de usar la aproximación en línea recta de pasajes estelares. Hemos reconstruido las trayectorias tridimensionales mediante la integración de las ecuaciones de movimiento de las estrellas en el potencial Galáctico.

Nuestro conjunto de datos observacionales consiste de ascensiones rectas, declinaciones, paralajes trigonométricos, las componentes de movimiento propio y de velocidad radial (García-Sánchez et al. 1999; catálogo Hipparcos). En las Tablas 5.2 y 5.3 mostramos los datos astronómicos (tomados de la literatura) del conjunto total de 58 estrellas de nuestra muestra seleccionada, de las cuales 30 estrellas serán integradas hacia el pasado, dado que su velocidad radial positiva indica que se están alejando actualmente, mientras que 28 se integran hacia el futuro. La primera columna de cada una de las Tablas 5.2 y 5.3 corresponde al nombre de la estrella, la segunda a la ascensión recta (en grados), la tercera a la declinación (en grados), la cuarta al paralaje (en segundos de arco), la quinta y sexta a movimientos propios y la última a la velocidad radial (en km/s).

5.2. Resultados

Los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas se presentan en las Tablas 5.4 y 5.5 en donde mostramos las distancias de máximo acercamiento (en pc) con el Sol, el tiempo (en milenios) al cual ocurre el encuentro y la velocidad de máximo acercamiento (en km/s). Estos parámetros dinámicos nos permitirán conocer a la(s) estrella(s) que pueden (o pudieron) ser perturbadores potenciales del sistema solar. Hemos tomado que los pasajes estelares se encuentren en un intervalo de tiempo de alrededor de ~ 10 Ma (hacia el pasado y/o hacia el futuro), en donde la mayoría de los encuentros ocurren a menos de 5 Ma. Sin olvidar que las estrellas de nuestra muestra son tomadas del catálogo Hipparcos y no representan a todas las estrellas de la vecindad solar, sino sólo aquellas con datos astronómicos conocidos.

En la Figura 5.2 mostramos las distancias de máximo acercamiento con el Sol menores de 3 pc *vs* el tiempo (en milenios) hacia el pasado (tiempo negativo) y tiempo hacia el futuro (tiempo positivo) de las estrellas de nuestra muestra. Hemos decidido que aquellas estrellas cuyo máximo acercamiento con el Sol sea inferior a 3 pc serán

TABLA 5.2: Coordenadas de las estrellas en el sistema ecuatorial cuyas órbitas son integradas hacia el pasado

Nombre	α (grad)	δ (grad)	π (")	$\mu(\alpha)$ ("/año)	$\mu(\delta)$ ("/año)	V_r (km/s)
H14754(GJ127.1A)	47.649883	-68.566935	0.099	0.04187	-0.10414	65.9
H27288(GJ217.1)	86.840997	-14.819142	0.046	-0.01484	-0.00118	25.6
H26335(GJ208)	84.254393	11.333075	0.088	-0.00256	-0.05760	22.0
H26624(HD37594)	84.991972	-3.5602880	0.024	-0.00388	0.00210	22.4
H30344(HD44821)	95.832802	-24.561100	0.034	-0.00299	0.00409	14.4
H30067(HD43947)	95.047023	16.008933	0.036	-0.01748	-0.01434	40.5
H27887(GJ2046)	88.675944	-60.016509	0.078	-0.05176	-0.06044	30.4
H24186(GJ191)	77.963008	-44.994012	0.255	-6.50605	-5.73139	245.2
H8709(GJ3121)	28.152908	47.045747	0.063	0.00123	0.12411	64.0
H40501(GJ2066)	124.150376	1.274348	0.109	-0.37501	0.06011	62.2
H5643(GJ54.1)	18.235094	-16.952946	0.269	1.21009	0.64695	28.1
H103039(LP816-60)	313.264760	-16.940520	0.182	-0.30670	0.03078	15.8
T12351(GJ1049)	39.818613	-58.148726	0.061	-0.01896	0.03033	26.2
T31821(HD47787)	99.889146	-26.580506	0.021	-0.03427	0.02738	18.3
T54806(HD97578)	168.405313	-48.274123	0.031	-0.01168	0.00183	23.5
T100111(HD351880)	304.728565	19.059558	0.040	-0.01001	0.00742	26.1
T26373(HD37572)	84.296792	-47.959683	0.042	0.02531	-0.00004	32.2
T16537(GJ144.0)	53.343684	53.343684	0.311	-0.97644	0.01797	16.3
S22738(GJ2036A)	73.423943	-55.846177	0.089	0.13286	0.07393	40.1
T13772(GJ120.1)	44.410227	-24.933602	0.044	0.03021	-0.03690	50.4
S95326(CCDMJ19236)	291.065616	-39.171217	0.078	0.10174	-0.02162	35.6
S13769(GJ120.1C)	44.403883	-24.939222	0.039	0.01544	-0.03254	49.5
H93506(HD176687)	285.795985	-29.866538	0.037	-0.01410	0.00366	22.0
S14576(Algol)	47.189357	40.989741	0.035	0.00239	-0.00144	4.0
H11559(SAO75395)	37.228823	21.189628	0.008	0.00016	0.00083	20.9
H31626(HD260564)	99.272053	19.752965	0.029	0.00950	-0.03320	82.7
H39986(HD67852)	122.493604	1.020501	0.008	0.00045	-0.00019	26.4
H40317(HD68814)	123.487961	-4.053497	0.012	-0.00073	0.00200	34.2
H99483(HIP99483)	302.850279	5.605538	0.013	0.00130	0.00026	25.0
H101573(HIP101573)	308.779904	7.718629	0.005	-0.00023	0.00044	43.7

TABLA 5.3: Coordenadas de las estrellas en el sistema ecuatorial cuyas órbitas son integradas hacia el futuro

Nombre	α (grad)	δ (grad)	π (")	$\mu(\alpha)$ ("/año)	$\mu(\delta)$ ("/año)	V_r (km/s)
H89825(GJ710)	275.0788	-1.934228	0.05181	0.00174	0.00206	-13.9
H57544(GJ445)	177.041641	78.639968	0.18548	0.74321	0.48040	-111.7
H87937(Barnard)	269.565206	4.667859	0.54901	-0.79784	10.32693	-110.8
H54035(GJ411)	165.960011	35.932880	0.39240	-0.58020	-4.76709	-84.7
H57548(GJ447)	177.048822	0.757501	0.29958	0.60562	-1.21923	-31.1
H92403(GJ729)	282.590856	-23.824903	0.33648	0.63755	-0.19247	-10.5
H20359(GJ168)	65.566162	48.35775	0.03258	-0.03484	0.01109	-78.5
H38228(HD63433)	117.617694	27.340042	0.04584	-0.00929	-0.01184	-15.9
H105766(GJ4194)	321.346597	70.516557	0.03886	0.04122	0.03959	-76.9
S93449(V*RCrA)	285.625216	-36.938811	0.12175	-0.03436	0.05057	-36.0
S71683(AlphCenA)	220.093435	-60.873517	0.74212	-3.67819	0.48184	-25.1
S71681(AlphCenB)	220.087156	-60.877845	0.74212	-3.60035	0.95211	-22.7
H70890(Proxima)	217.623356	-62.721075	0.77233	-3.77564	0.76816	-21.7
S110893(GJ860A)	337.086083	57.743147	0.24952	-0.87023	-0.47110	-33.9
T10332(V*UXPer)	33.44074	58.121805	0.02329	-0.01112	0.03189	-41.5
T99461(GJ783A)	302.944303	-36.070196	0.16524	0.45689	-1.57491	-129.4
T113421(HD217107)	344.680593	-2.347045	0.05071	-0.00605	-0.01603	-14.0
T86990(GJ693)	266.84089	-57.3186	0.17208	-1.11987	-1.35252	-115.0
T77257(GJ598)	236.721324	7.325712	0.08508	-0.22551	-0.06852	-66.8
S83945(GJ3991)	257.448899	43.671111	0.13784	0.33392	-0.27802	-45.0
S32349(Sirius)	101.389062	-16.722992	0.37921	-0.54601	-1.22308	-9.4
T98878(HD190412)	301.308595	1.182088	0.03013	0.00907	-0.04127	-54.6
H21386(HD26367)	68.850379	85.527007	0.02728	0.01352	0.00902	-50.7
H85605(CCDM17296)	262.400787	24.653221	0.20269	0.09733	0.34892	-21.1
H85661(HD158576)	262.583315	-4.369398	0.01152	0.00097	0.00000	-46.0
H86961(GJ2130A)	266.552763	-32.102773	0.16177	-0.04982	-0.31982	-28.9
H86963(GJ2130B)	266.560282	-32.101657	0.16177	-0.07762	-0.27012	-27.4
H94512(HD1779939)	288.541848	7.764088	0.00854	-0.00006	-0.00048	-30.1

perturbadores potenciales del sistema Solar (y de la nube de Oort).

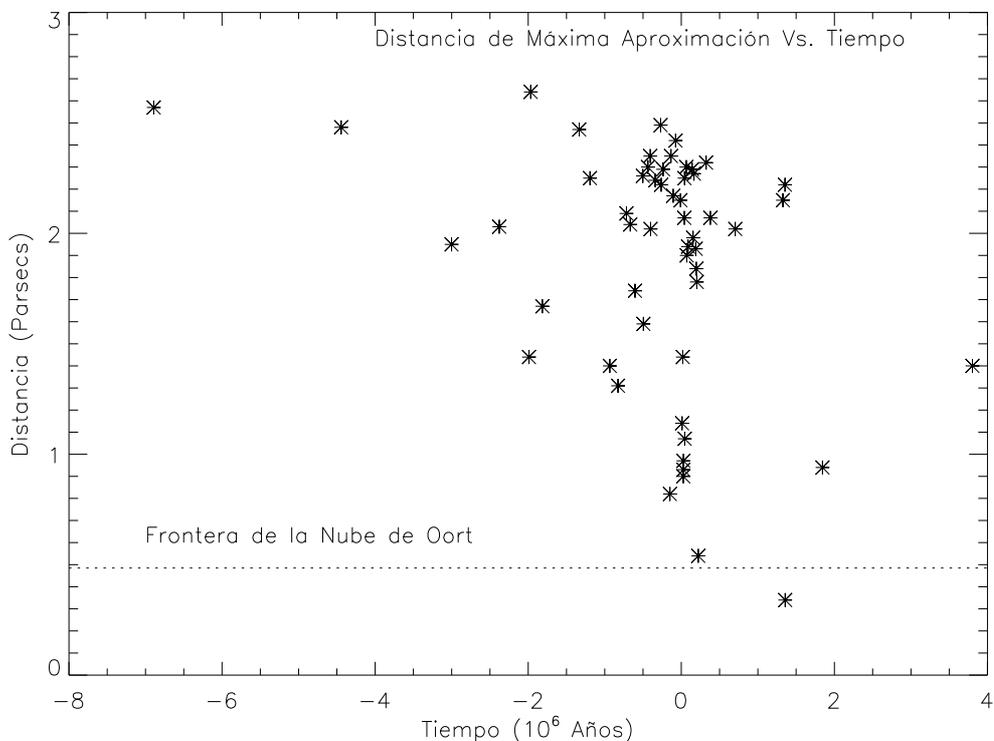


FIGURA 5.2: Distancia de máximo acercamiento (pc) vs. tiempo (milenios) de las estrellas de nuestra muestra cuyos máximos acercamientos al Sol son menores a 3 pc. Los tiempos negativos representan al pasado mientras que los positivos representan al futuro. También mostramos como referencia la frontera de la nube de Oort que mide $\sim 100,000$ UA (~ 0.48 pc). Encontramos que la estrella que más se acercará al Sol y que incluso se incrustará al interior de la nube de Oort en el futuro es la estrella *Gliese 710*.

En las Tablas 5.4 y 5.5 mostramos los datos resultantes de las estrellas corridas hacia el pasado y hacia el futuro respectivamente. La primera columna indica el nombre de la estrella, la segunda la distancia de máximo acercamiento con el Sol (en pc), la tercera el tiempo al que ocurre el acercamiento (en milenios) y la cuarta se refiere a la velocidad de máximo acercamiento (km/s).

En la Figura 5.2 notamos que a distancias menores de 2 pc sobre el intervalo de tiempo de -2,000 a -8,000 milenios observamos muy pocas estrellas, lo mismo ocurre para el intervalo de tiempo de 2,000 a 4,000 milenios. Esto se debe principalmente a que las estrellas de la muestra que hemos considerado son aquellas con posición y movimientos propios conocidos por Hipparcos. La cantidad de estrellas en la vecindad

TABLA 5.4: Datos resultantes de las estrellas corridas hacia el pasado

<i>Estrella</i>	<i>Distancia(pc)</i>	<i>Tiempo(Ma)</i>	<i>Velocidad(km/s)</i>
H14754(GJ127.1A)	0.82	-0.149	66.12
H27288(GJ217.1)	1.31	-0.827	25.65
H26335(GJ208)	1.59	-0.495	22.22
H26624(HD37594)	1.67	-1.815	22.43
H30344(HD44821)	1.44	-1.990	14.44
H30067(HD43947)	2.04	-0.667	40.60
H27887(GJ2046)	2.02	-0.402	30.79
H24186(GJ191)	2.15	-0.011	293.44
H8709(GJ3121)	2.29	-0.238	64.68
H40501(GJ2066)	2.35	-0.135	64.36
H5643(GJ54.1)	2.42	-0.074	37.07
H103039(LP816-60)	2.49	-0.270	17.72
T12351(GJ1049)	1.74	-0.604	26.37
T31821(HD47787)	2.64	-1.967	20.83
T54806(HD97578)	2.47	-1.334	23.59
T100111(HD351880)	1.40	-0.934	26.15
T26373(HD37572)	2.09	-0.717	32.35
T16537(GJ144.0)	2.17	-0.106	22.07
S22738(GJ2036A)	2.22	-0.263	40.91
T13772(GJ120.1)	2.30	-0.436	50.69
S95326(CCDMJ19236)	2.24	-0.341	36.16
S13769(GJ120.1C)	2.26	-0.503	49.73
H93506(HD176687)	2.25	-1.193	22.08
S14576(Algol)	2.57	-6.892	4.05
H11559(SAO75395)	3.16	-5.671	21.85
H31626(HD260564)	2.35	-0.406	82.89
H39986(HD67852)	3.33	-4.606	26.57
H40317(HD68814)	2.03	-2.378	34.27
H99483(HIP99483)	1.95	-3.002	25.07
H101573(HIP1015573)	2.48	-4.444	44.15

TABLA 5.5: Datos resultantes de las estrellas corridas hacia el futuro

<i>Estrella</i>	<i>Distancia(pc)</i>	<i>Tiempo(Ma)</i>	<i>Velocidad(km/s)</i>
H89825(GJ710)	0.34	1.357	13.90
H57544(GJ445)	1.07	0.045	113.97
H87937(Barnard)	1.14	0.010	142.39
H54035(GJ411)	1.44	0.019	102.66
H57548(GJ447)	1.90	0.071	37.83
H92403(GJ729)	1.98	0.154	14.08
H20359(GJ168)	2.07	0.380	78.68
H38228(HD63433)	2.15	1.328	15.99
H105766(GJ4194)	2.32	0.325	77.22
S93449(V*RCrA)	0.54	0.222	36.08
S71683(AlphCenA)	0.93	0.027	34.52
S71681(AlphCenB)	0.97	0.027	32.88
H70890(Proxima)	0.90	0.026	32.10
S110893(GJ860A)	1.94	0.088	38.76
T10332(V*UXPer)	7.01	0.985	42.06
T99461(GJ783A)	2.07	0.040	137.69
T113421(HD217107)	2.22	1.355	14.16
T86990(GJ693)	2.25	0.042	124.76
T77257(GJ598)	2.27	0.165	68.08
S83945(GJ3991)	2.29	0.142	47.42
S32349(Sirius)	2.30	0.065	19.20
T98878(HD190412)	4.01	0.586	55.01
H21386(HD26367)	2.02	0.705	50.79
H85605(CCDM17296)	1.84	0.197	22.74
H85661(HD158576)	0.94	1.845	46.01
H86961(GJ2130A)	1.93	0.189	30.42
H86963(GJ2130B)	1.78	0.202	28.61
H94512(HD1779939)	1.40	3.803	30.10

solar es mayor, sin embargo hay estrellas para las que Hipparcos no pudo medir su posición y movimientos propios. Debemos aclarar que de los trabajos de García-Sánchez et al. (1999) hemos escogido sólo a las estrellas que para ellos tendrán acercamientos con el Sol a distancias menores de 3 pc, estas estrellas son aquellas que forman nuestra muestra y posteriormente las ponemos a simular en el potencial Galáctico axisimétrico que hemos construido.

Encontramos que la estrella que en el futuro se acercará más al sistema solar es Gliese 710 (HIP 89825). La distancia de máximo acercamiento para esta estrella es de ~ 0.336 pc ($\sim 70,000$ UA), lo que significa que se incrustará directamente en la nube de Oort que tiene un radio de $\sim 10^5$ UA. Este encuentro estelar ocurrirá dentro de ~ 1.36 Ma. La velocidad de máximo acercamiento de Gliese 710 es de 13.90 km/s.

La estrella Próxima Centauri (HIP 70890) es actualmente la estrella más cercana al Sol. Se sabe que esta estrella es en realidad la tercera componente del sistema binario de α Centauri A/B (HIP 71683 y 71681). Matthews (1994) encontró una distancia de máximo acercamiento entre el Sol y Próxima de 0.941 pc, dentro de un tiempo de 26,700 años. Mientras que para el sistema α Centauri A/B encontró una distancia de máximo acercamiento de 0.957 pc dentro de 28,000 años. Los resultados que nosotros obtuvimos de nuestras simulaciones son de 0.954 pc dentro de 26,400 años para Próxima y de 0.974 pc dentro de 27,370 años para α Centauri A/B, por lo que nuestros resultados son consistentes con los de Matthews (1994).

Como ya sabemos el efecto dinámico de un pasaje estelar sobre el disco planetario no sólo depende de la distancia de máximo acercamiento, sino también de la masa del perturbador, su trayectoria y de cuánto dura tal efecto, esto es, su velocidad de máximo acercamiento. El perturbador más significativo por su distancia de máximo acercamiento al Sol en nuestro conjunto de estrellas es GI 710 (HIP 89825), con una masa de $0.6 M_{\odot}$ (García-Sánchez et al. 1999). Encontramos que el segundo perturbador potencialmente importante por su masa, es Algol (HIP 14576) que es un sistema estelar triple con una masa total de $5.8 M_{\odot}$ (Martin y Mignard 1998). Este sistema múltiple tuvo su máximo acercamiento hace 6.89×10^6 años a una distancia de 2.57 pc y con una velocidad de 4.05 km/s.

5.2.1. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en la Vecindad Solar

Una vez encontradas las estrellas que son perturbadores potenciales, comenzamos con la simulación de la dinámica de un sistema planetario sometido a un encuentro estelar cercano. Consideraremos un disco de partículas distribuidas radialmente como $a \sim n^{-2/3}$, donde a es el semieje mayor y n es el número de la órbita. Este disco de partículas prueba tiene un radio de 100 UA. Gliese 710 es el mayor perturbador y se acercará a 0.33 pc ($\sim 70,000$ UA), con una velocidad aproximada de 13.9 km/s. En el contexto de encuentros estelares, la distancia de máximo acercamiento de Gliese 710 con el Sol es enorme, el efecto esperado sería despreciable o prácticamente nulo. Hemos decidido exagerar este efecto para notar alguna perturbación, es decir, vamos a considerar un encuentro estelar con una estrella de una masa Solar, cuya distancia de máximo acercamiento sea de 1000 UA, y con una velocidad de 13.9 km/s, en lugar de usar una masa de $0.6 M_{\odot}$ y 70,000 UA (que son los parámetros dinámicos de Gliese 710). Por lo que si con estos parámetros que hemos decidido tomar, no obtenemos algún efecto dinámico sobre el disco planetario, entonces mucho menos ocurrirá un efecto para $0.6 M_{\odot}$ y 70,000 UA (Gliese 710).

En la Figura 5.3 mostramos las posiciones de las partículas antes y después del encuentro estelar, las figuras superiores muestran las perspectivas x-y y x-z de las posiciones, las figuras inferiores, muestran el resultado después del encuentro estelar.

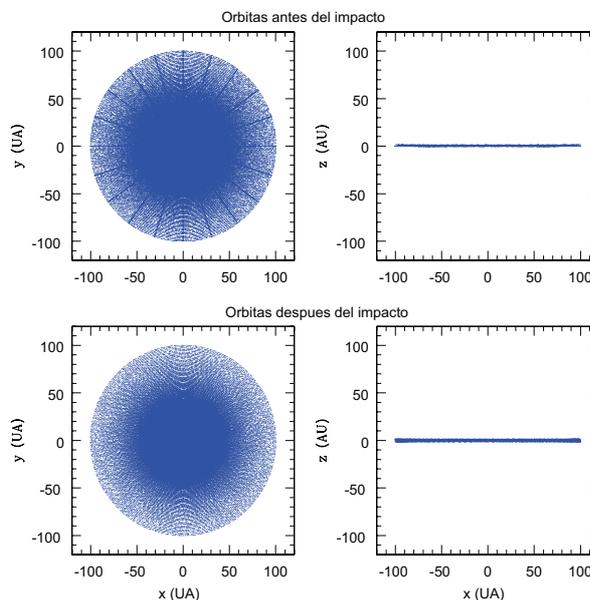


FIGURA 5.3: Discos calentados dinámicamente. Las figuras superiores representan las posiciones antes del encuentro estelar, mientras que las dos inferiores representan las posiciones después del encuentro estelar. La distancia de máximo acercamiento fue de 1000 UA, y la velocidad de la estrella pasajera cuya masa es $1 M_{\odot}$, fue de 13.9 km/s. El efecto ocasionado por un encuentro estelar con estas características es prácticamente nulo.

Claramente el resultado del encuentro estelar sobre el disco es prácticamente nulo. Los parámetros orbitales resultantes se presentan en la Figura 5.4 donde mostramos las excentricidades, inclinaciones, pericentros y apocentros, todos ellos graficados contra el semieje mayor. Como puede verse, el efecto dinámico de la estrella perturbadora es despreciable e incluso para este ejemplo que hemos elegido, las órbitas prácticamente no resultan perturbadas, la excentricidad, permanece igual, es decir, la misma excentricidad cero para todas las partículas a lo largo de todo el disco, como lo habíamos impuesto en las condiciones iniciales. La inclinación resultante de las partículas sobre todo el disco es despreciable.

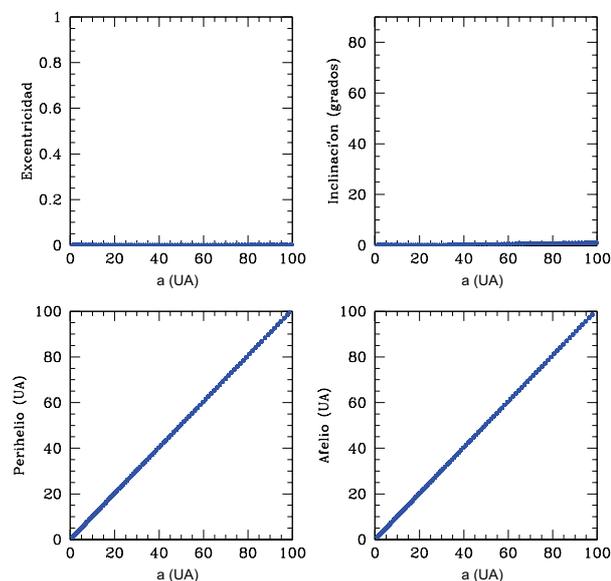


FIGURA 5.4: Parámetros orbitales resultantes. Mostramos la excentricidad, la inclinación, el pericentro y el apocentro, todos contra el semieje mayor. A esta distancia de máximo acercamiento de 1000 UA, el efecto dinámico sobre los parámetros orbitales es despreciable.

La conclusión de esta simulación es que una estrella con una masa de $1 M_{\odot}$, a una distancia de 1000 UA y con una velocidad de 13.9 km/s, no perturba dinámicamente al disco de partículas. El efecto gravitacional de *Gliese 710* sobre el sistema solar es prácticamente nulo.

De acuerdo a otros cálculos numéricos que hemos realizado, los efectos perturbativos comienzan a ser no despreciables cuando una estrella de $1 M_{\odot}$ se acerca a una distancia de 300 UA. Para mostrar esto hemos realizado un experimento cuyo parámetro de impacto sea de 300 UA y la velocidad de 13.9 km/s. En la Figura 5.5 mostramos las órbitas, antes y después del encuentro estelar.

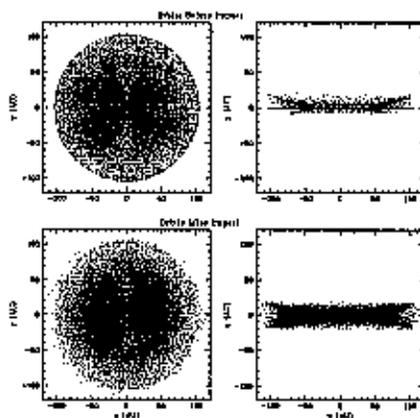


FIGURA 5.5: Calentamiento del disco antes y después del encuentro. Las figuras superiores representan las posiciones antes del encuentro estelar, mientras que las dos inferiores representan las posiciones después del encuentro estelar. La distancia de máximo acercamiento fue de 300 UA, y la velocidad de la estrella pasajera cuya masa es la Solar, fue de 13.9 km/s. Con estas características de la estrella pasajera notamos ya un ligero calentamiento del disco después del pasaje estelar.

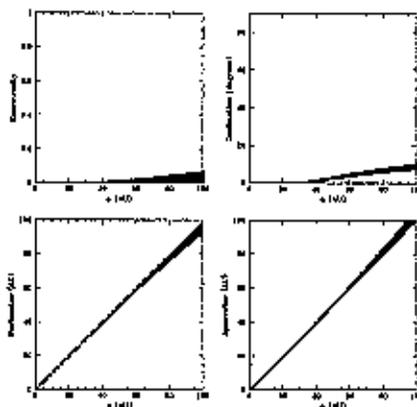


FIGURA 5.6: Parámetros orbitales resultantes. En el diagrama superior izquierdo se grafica la excentricidad, en el superior derecho la inclinación, en el inferior izquierdo el pericentro y en el inferior derecho el apocentro, todos graficados contra el semieje mayor. A 300 UA de distancia de parámetro de impacto los efectos dinámicos comienzan a ser de consideración. Vemos ya un ligero aumento tanto en la excentricidad como en la inclinación a semiejes mayores de 40 UA (semieje mayor de Plutón).

En la Figura 5.6 mostramos los parámetros orbitales resultantes. Después de 40 UA (semieje mayor de Plutón) notamos que la excentricidad aumenta ligeramente y

de manera proporcional con la distancia, lo mismo sucede con la inclinación. Esto muestra que los efectos dinámicos perturbativos comienzan a ser de consideración para un encuentro entre el sistema planetario y una estrella de $1 M_{\odot}$ si se acerca a una distancia de 300 UA. Esto significa que de las estrellas actualmente bien conocidas, ninguna ha pasado ni pasará en los últimos ni en los próximos 10^7 años lo suficientemente cerca al disco planetario Solar para dejar una huella dinámica observable. Nuestro resultado concuerda bien con el obtenido por Hall et al. (1996). Para ellos, durante un encuentro estelar, los efectos perturbativos sobre un disco de partículas de radio r comienzan a ser de consideración cuando la máxima aproximación se encuentra al interior de una sección eficaz de área $\pi(3r)^2$. Si ponemos un disco de radio $r = 100$ UA, entonces la distancia a la cual comienzan a ser de consideración los efectos sería de 300 UA. Sus resultados los obtienen de manera numérica.

5.2.2. La Nube de Oort

Aunque hemos mostrado que el efecto de un pasaje estelar en la vecindad solar es despreciable para el disco planetario Solar, existe una componente del sistema solar para la cual el efecto de estas aproximaciones no es completamente despreciable, la nube de Oort. Y aunque la nube de Oort está fuera del enfoque de esta tesis, mencionamos el trabajo relevante en esta área.

El sistema solar se encuentra rodeado por la nube de Oort, formada por entre 1×10^{11} y 5×10^{12} núcleos cometarios con una masa total estimada entre 1 y $50 M_{\oplus}$ (Stern 2003). La frontera de las órbitas estables de los cometas, que es la frontera exterior de la nube de Oort, aparentemente es un esferoide prolato, cuyo eje mayor está orientado hacia el centro Galáctico (Smoluchowsky y Torbett 1984; Antonov y Latyshev 1972). Las órbitas de los cometas pueden ser perturbadas por pasajes estelares, por nubes moléculares y por el campo gravitacional Galáctico. En particular, los encuentros cercanos o incrustaciones directas de los pasajes estelares a través de la nube de Oort pueden desviar una gran cantidad de cometas hacia la región planetaria interior (Hills 1981; Weissman 1996).

La determinación de la frecuencia de los encuentros estelares cercanos al Sol es de gran utilidad para el entendimiento de la historia del sistema solar, así como de la

evolución dinámica de la población de cometas de la nube de Oort. La evidencia de la influencia dinámica de los pasajes estelares cercanos sobre la nube de Oort se podría encontrar en la distribución de los afelios de los cometas. Se ha sugerido que algunos grupos de cometas contienen las trazas de encuentros estelares cercanos con el sistema solar (Biermann, Huebner, y Lust 1983).

Varios autores han hecho trabajos para investigar a los perturbadores estelares de la nube de Oort. Mullari y Orlov (1996) usaron datos observacionales para predecir encuentros estelares cercanos entre el Sol y las estrellas contenidas en la versión preliminar del tercer catálogo de estrellas cercanas (Gliese y Jahreiss 1991). Encontraron que en el pasado, tres estrellas pudieron haberse acercado al Sol a distancias menores de 2 pc, y que en el futuro, 22 de ellas pudieran hacerlo. Matthews (1994) hizo un estudio similar, el cual estuvo limitado a las estrellas de la vecindad solar dentro de un radio de 5 pc y enlistó las distancias de encuentros cercanos para seis estrellas dentro de los próximos 5×10^4 años. García-Sánchez et al. (1999) encontraron a seis estrellas que son perturbadores potenciales de la nube de Oort, estas estrellas son mencionadas en este capítulo.

El efecto de GI 710 sobre la nube de Oort es de que alrededor de 2.4×10^6 núcleos cometarios adquirirían órbitas que cruzarían la de la Tierra, esta población representa alrededor 4×10^{-7} de la población total de la nube de Oort (Weissman 1996).

5.3. Las Nubes de Oort en la Vecindad Solar

En esta sección aplicando la aproximación de impulso investigaremos si es posible o no que las nubes de Oort puedan sobrevivir en este entorno Galáctico. No analizaremos a todas las estrellas de nuestra muestra, sino solamente a seis, ya que en el trabajo de García-Sánchez et al. (1999) encuentran que existen 6 estrellas que son perturbadores potenciales de la nube de Oort, basándose principalmente en la distancia de máximo acercamiento con el Sol, la masa de cada una de ellas y de la velocidad. Las estrellas que ellos reportan son: GI 710, Algol, HD 158576, Proxima + α Cen, GI 2171.1 y HD 179939. Estas estrellas forman parte de nuestra muestra de 58 objetos y los parámetros de impacto y las velocidades que obtuvimos de nuestro código para esas seis estrellas las mostramos en la Tabla 5.6, las masas de cada una de las estrellas son tomadas de

TABLA 5.6: Perturbadores potenciales de la nube de Oort (García-Sánchez et al. 1999)

Estrella	Tiempo (10^3 años)	Distancia (UA)	Velocidad (km/s)	Masa (M_{\odot})
GI 710	1357.8	69304.97	13.90	0.6
Algol	-6916.0	491116.50	4.05	5.8
HD 158576	-1846.5	174500.03	46.01	2.3
Proxima + α Cen	27.7	200901.92	33.17	2.13
GI 217.1	-1045.9	337655.488	25.65	2.0
HD 179939	3734.0	299290.234	30.10	2.2

TABLA 5.7: Resultados de la aproximación de impulso aplicada a encuentros estelares en la vecindad solar

Estrella	(Parámetro de impacto)(velocidad)	Efecto sobre la nube de Oort
GI 710	963339.08	Ninguno
Algol	1989021.83	Ninguno
HD 158576	8028746.38	Ninguno
Proxima + α Cen	6663916.69	Ninguno
GI 217.1	8660863.27	Ninguno
HD 179939	9008636.04	Ninguno

la literatura astronómica.

Sustituimos en la ecuación 3.40 el parámetro de impacto, la velocidad y masa de cada una de las estrellas e investigamos si cada una de las estrellas perturbadoras son capaces o no de despojar a la nube de Oort. En la Tabla 5.7 mostramos los resultados

Para cada una de las 6 estrellas, el producto del parámetro de impacto (en UA) por la velocidad (km/s) es mayor que $7112.84 \text{ UA} \cdot \text{km/s}$, por lo que concluimos que ninguna de las 6 estrellas que son perturbadores potenciales de la nube de Oort la despojará de sus componentes.

Capítulo 6

Cúmulo Estelar de Nacimiento del Sol

Actualmente es aceptado que la formación estelar sucede dentro de nubes de gas y polvo, específicamente en las nubes moleculares. Shu et al. (1987) basados en investigaciones observacionales y teóricas proponen cuatro estados para la formación estelar en nubes moleculares 6.1 comenzando por la formación de núcleos en una nube que rotan lentamente (Figura 6.1a). En grupos subcríticos esto ocurre con la salida lenta del soporte magnético (y turbulento) por la difusión ambipolar; en grupos supercríticos, el grupo puede también hacer fragmentos a medida que se contrae y aplana en conjunto. Mientras ocurra el proceso de la formación del núcleo en forma lenta, probablemente los núcleos asintóticamente se acercan a los estados centralmente concentrados que se asemejan a esferas isotérmicas singulares. Sin embargo, tales estados no pueden ser alcanzados debido a que son inestables.

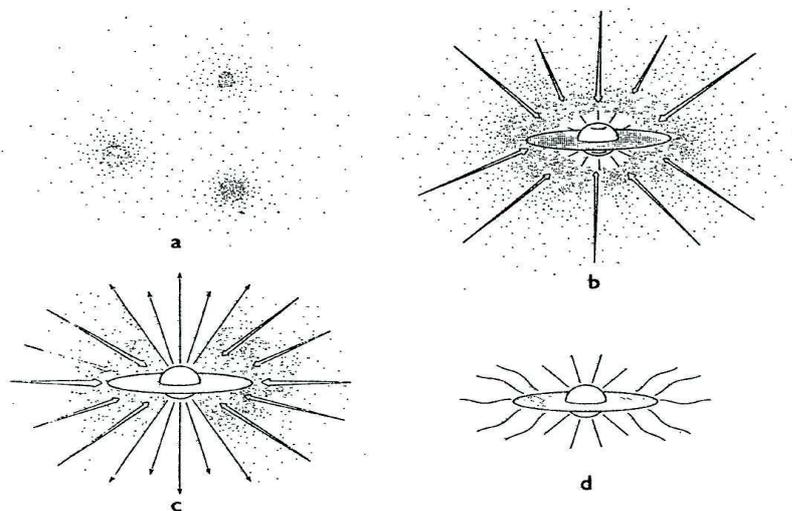


FIGURA 6.1: Los cuatro estados de la formación estelar. (a) Los núcleos se forman al interior de las nubes moleculares cuando se pierde el soporte magnético y turbulento mediante difusión ambipolar. (b) La protoestrella con un disco nebular en sus alrededores se forma en el centro del núcleo de la nube contrayéndose. (c) Un viento estelar sale a lo largo del eje rotacional del sistema, creando un flujo bipolar. (d) La contracción termina, revelando una nueva estrella con un disco circumestelar.

6.1. Evidencias de que el Sol se Formó en un Cúmulo Estelar

Hay evidencias de que la mayoría de las estrellas como el Sol se forman en cúmulos estelares (Carpenter 2000; Lada y Lada 2003). Además la perspectiva teórica de que las protoestrellas se forman de manera aislada de sus nubes moleculares no es muy firme (Clark et al. 2005). La pregunta a responder es si el Sol se formó solo, en un pequeño grupo o en un cúmulo de estrellas que ya se ha dispersado con el tiempo. El concepto de que el sistema solar se originó aislado se ha cambiado por la idea de que el Sol nació cerca de alguna estrella masiva, en un grupo o cúmulo de estrellas, todo esto con base en estudios de radioisótopos de vida corta encontrados en meteoritos (Hester et al. 2004)

La evidencia principal de especies de radioisótopos de vida corta proviene de anomalías isotópicas de especies progenitoras encontradas en meteoritos primitivos (Goswami y Vanhala 2000; Meyer y Clayton 2000; Wadhwa et al. 2006). Los isótopos están ahora extintos, pero debieron haber existido y en abundancias relativamente altas durante las

primeras etapas de formación planetaria en el sistema solar. Los posibles orígenes de las abundancias isotópicas medidas se explican si el Sol se formó en un entorno que fue enriquecido por un viento estelar o un evento de supernova (Lee et al. 1977), lo que significa que el Sol nació cerca de un cúmulo de estrellas. Investigaciones recientes revelan que el sistema solar primigéneo contuvo cantidades significativas de radionúclidos de vida corta de ^{60}Fe (Tachibana y Huss 2003; Mostefaoui et al. 2005).

Looney et al. (2006) suponen que un evento de supernova ocurrió cerca de la nebulosa Solar primigénea, de manera que los elementos radioactivos de vida corta fueron inyectados en la nebulosa Solar (Cameron y Truran 1977; Goswami y Vanhala 2000). Looney et al. (2006) construyeron un modelo simple que relaciona explícitamente las abundancias radioisotópicas presolares a la distancia de la supernova y al tamaño de la nebulosa protosolar sobre el cual fueron inyectadas. Su modelo ilustra que las abundancias radioisotópicas restringen directamente la razón entre la distancia a la supernova y el tamaño de la nebulosa. En su estudio, las abundancias radioisotópicas presolares (en masas solares) indican la existencia de una supernova cercana en alguna época: su distancia no puede ser mayor que 66 radios de la nebulosa protosolar, con un 90 % de confianza suponiendo $1M_{\odot}$ de material protosolar. El tamaño pertinente de la nebulosa depende de su estado de evolución al momento de la inyección de elementos radiactivos. En un escenario, una colección de estrellas de baja masa, incluido el Sol, se formó en un grupo o cúmulo con una estrella de alta masa que finalizó su vida como una supernova, mientras el Sol era una protoestrella, o quizás una nube difusa. De observaciones de protoestrellas para encontrar el tamaño de la nebulosa protosolar restringieron la distancia de la supernova a 0.02-1.6 pc. Este intervalo de distancia es consistente con las escalas de formación de estrellas de baja masa alrededor de una o más estrellas masivas. Por lo que, si las abundancias radioactivas se originaron por medio de inyección de material de una supernova, se concluye que el Sol fue un miembro de tal grupo o cúmulo estelar que ya se ha dispersado con el tiempo.

6.1.1. Encuentros Estelares en Cúmulos Jóvenes

Si las estrellas se forman en cúmulos estelares entonces en las etapas tempranas se encuentran sometidas a un entorno estelar muy denso. En estos entornos los encuentros

estelares son frecuentes. Estos encuentros pueden afectar severamente la estabilidad de los discos planetarios alrededor de las estrellas (de la Fuente Marcos y de la Fuente Marcos 1997, Laughlin y Adams 1998, Hurley y Shara 2002, Pfahl y Muterspaugh 2006, Spurzem et al 2006). Por ejemplo, se ha sugerido que el planeta que orbita a la estrella triple HD 188753 es el resultado de interacciones estelares en un cúmulo estelar joven (Pfahl 2005; Portegais Zwart y McMillan 2005). Para comprender qué tan importantes son los efectos dinámicos en los cúmulos estelares jóvenes sobre la población de planetas extrasolares, se debe comprender qué tan frecuentes son las interacciones entre las estrellas en tales cúmulos. De las propiedades de planetas extrasolares detectados a la fecha, esperamos sistemas planetarios con uno o dos planetas con órbitas excéntricas cercanas a la estrella central. Las interacciones dinámicas entre estrellas pudieron generar las propiedades observadas de algunos de los planetas extrasolares (Malmberg et al. 2007).

6.1.2. Tasa de Encuentros Estelares

La escala de tiempo para que una estrella en un cúmulo sufra un encuentro con otra a una distancia de r_{min} , se puede aproximar por (Binney y Tremaine 2007):

$$\tau_{enc} = 3.3 \times 10^7 \text{yr} \left(\frac{100 \text{pc}^{-3}}{n} \right) \left(\frac{v_{\infty}}{1 \text{km/s}} \right) \left(\frac{10^3 \text{UA}}{r_{min}} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{m_t} \right), \quad (6.1)$$

donde n es la densidad estelar por número en el cúmulo, v_{∞} es la velocidad promedio relativa a infinito de los objetos en el cúmulo, r_{min} es el parámetro de impacto y m_t es la masa total de los objetos involucrados en el encuentro. La ecuación 6.1 incluye el efecto de enfocamiento gravitacional.

Para un cúmulo en equilibrio virial, el cuadrado de la dispersión de velocidades es igual a $Gm_{cl}/2r_h$ (Aarseth 2003), donde m_{cl} es la masa total del cúmulo y r_h es el radio a media masa. La ecuación 6.1 se puede escribir en unidades más apropiadas para un cúmulo estelar. Suponiendo que $n_h = 3N/(8\pi r_h^3)$ y $v_{\infty} = (Gm_{cl}/r_h)^{1/2}$ (Binney y Tremaine 2007), donde m_{cl} es la masa total del cúmulo, r_h es el radio a media masa y N es el número de estrellas en el cúmulo. La ecuación 6.1 se escribe de la forma:

$$\tau_{enc} = 5 \times 10^7 \text{yr} \left(\frac{m_*}{1M_{\odot}} \right) \left(\frac{r_h}{1 \text{pc}} \right)^{5/2} \left(\frac{100M_{\odot}}{m_{cl}} \right) \left(\frac{10^3}{r_{min}} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{m_t} \right), \quad (6.2)$$

donde m_* es la masa promedio de las estrellas. Ahora podemos estimar la tasa de encuentros en un cúmulo estelar joven como en el que se originó el Sol. Como ejemplo pongamos una masa de $500 M_\odot$ y un radio a media masa de 0.5 pc (Lada y Lada 2003; Porras et al. 2003; Kharchenko et al. 2005). La masa total de los objetos involucrados en un encuentro la tomaremos de $2 M_\odot$ y la masa estelar promedio es de $m_* = 1 M_\odot$. Además ponemos $r_{min}=200$ UA, la ecuación 6.2 nos da un tiempo de $\tau_{enc} \sim 10^7$ años. Por lo tanto, en promedio, la tasa de encuentros sería de 0.1 encuentros por estrella por Ma.

El tiempo de vida de un cúmulo depende del número de estrellas, el tamaño del cúmulo y de su posición en la galaxia. Alrededor del 10 % de las estrellas se forman en grandes cúmulos donde $N > 100$ (Adams et al. 2006; Lamers y Gieles 2006) los cuales viven alrededor de 10^8 años. Una fracción sustancial de las estrellas que se formaron en estos cúmulos sufren encuentros con otras estrellas. El 90 % de las estrellas se formaron en cúmulos que tienen tiempos de vida mucho más cortos, del orden de unos pocos Ma debido a que son más pequeños y se dispersan cuando se remueve el gas de la formación estelar (Adams y Myers 2001; Allen et al. 2007). La escala de tiempo de encuentros por estrella por Ma es aún más pequeña que el tiempo de vida del cúmulo, por lo tanto una fracción significativa de estrellas en tales cúmulos habrán sufrido al menos un encuentro antes de que el cúmulo se haya dispersado. De manera más precisa, la tasa de encuentros para un objeto dado depende de varios factores, como su masa individual. Además de que el radio a media masa del cúmulo no es constante en el tiempo. La densidad en número no es uniforme, la densidad central generalmente es mayor que la densidad promedio. Por estas razones, la ecuación 6.2 nos proporciona sólo un resultado aproximado de las tasas de interacción.

6.1.3. Encuentros Estelares como Escultores del Cinturón de Kuiper

Como ya lo habíamos mencionado brevemente en la introducción de la tesis, la existencia de un borde exterior del cinturón de Kuiper es intrigante. Se han propuesto varios mecanismos para explicar su origen. Existe aquel que se refiere a que el disco planetesimal fue truncado por un encuentro estelar cercano. Las excentricidades e incli-

naciones de los planetésimos resultantes dependen de a/D , donde a es el semieje mayor del planetésimo y D es el parámetro de impacto del encuentro estelar (Ida et al. 2000b; Kobayashi e Ida, 2001). Un encuentro con una estrella de masa solar a 200 UA ocasionaría que la mayoría de los objetos más allá de 50 UA se vuelvan muy excéntricos tal que intersectarían la órbita de Neptuno, lo cual produciría el borde observado (Melita et al. 2002). Una restricción interesante respecto al tiempo al cual ocurrió el encuentro estelar está dado por la existencia de la nube de Oort. Levison et al. (2004) mostró que el encuentro debió haber ocurrido antes de la formación de la nube de Oort, de otra forma la mayor parte de la nube de Oort existente habría sido eyectada al espacio.

El cinturón de Kuiper inicia a 30 AU y muestra el corte abrupto alrededor de 50 AU (Allen et al. 2001). Más allá del borde se encuentra una población de objetos con grandes excentricidades (Trujillo et al. 2002, Gladman et al 2001). Neptuno determina la dinámica de la mayoría de los objetos del cinturón de Kuiper, sin embargo existen objetos como *2003 VB12 (Sedna)* que tiene una órbita excéntrica con un perihelio de 70 AU, lejos de la influencia gravitacional de Neptuno (Levison y Duncan 1997, Levison y Morbidelli 2003). En la Tabla 6.1 mostramos las propiedades orbitales de los objetos más grandes del cinturón de Kuiper, *Sedna* tiene una órbita mucho mayor que el cinturón de Kuiper clásico. Kenyon y Bromley (2004), mostraron que un pasaje estelar probablemente dispersó a *Sedna* del cinturón de Kuiper hacia su órbita observada.

6.2. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en el Cúmulo Estelar de Origen del Sol

Para esta sección nos proponemos realizar simulaciones numéricas con los parámetros dinámicos encontrados en la literatura astronómica reciente respecto al pasaje estelar que dió origen al corte abrupto del cinturón de Kuiper y con ello intentaremos reproducir las excentricidades orbitales observadas entre ~ 35 y 55 UA en el cinturón de Kuiper. Para modelar encuentros estelares en la nube de nacimiento del Sol, hemos considerado un disco de 5,000 partículas localizadas a diferentes fases desde 1 hasta 100 UA, un tiempo total de integración de 10,000 años, donde la estrella alcanza el parámetro de impacto en exactamente la mitad del tiempo.

TABLA 6.1: Propiedades orbitales de los objetos más grandes del cinturón de Kuiper (Carrol y Ostile 2007).

Nombre	Diámetro (km)	Periodo (a)	a (UA)	e	i (deg)
Eris	2400	559	67.89	0.4378	43.99
Plutón	2274	248	39.48	0.2488	17.16
Sedna	1600	12300	531.7	0.857	11.93
Orcus	1500	247	39.39	0.220	20.6
Caronte	1270	248	39.48	0.2488	17.16
Makemake	1250	309	45.71	0.155	29.0
Haumea	1200	285	43.34	0.189	28.2
Quaoar	1200	287	43.55	0.035	8.0
Ixion	1070	249	39.62	0.241	19.6
Varuna	900	282	42.95	0.052	17.2
2002 AW197	890	326	47.37	0.131	24.4

Para las simulaciones numéricas, consideraremos la dispersión de velocidades típica en las nubes de formación estelar que se encuentra en el intervalo de 1 a 3 km/s (Ida et al. 2000b), se trata de una velocidad inferior a la observada en la mayoría de las estrellas de la vecindad solar, por lo que el efecto dramático esperado en esta región galáctica es superior al encontrado (efecto nulo) en la vecindad solar. La densidad estelar en los cúmulos de formación estelar es suficientemente alta como para provocar encuentros estelares a distancias menores de 200 UA con un 20% de probabilidad antes de la disolución del cúmulo, que ocurre a alrededor de 10^8 años (Ida et al. 2000a; Malmberg et al. 2007). La masa de la estrella pasajera la tomaremos de $1 M_{\odot}$. Modelaremos tres valores para la dispersión de velocidades: 1, 2 y 3 km/s; mientras que para los parámetros de impacto los tomaremos de 200, 150, 100 y 50 UA, lo que implica que tendremos 12 combinaciones posibles.

Los parámetros orbitales resultantes que vamos a obtener son la excentricidad e inclinación, el pericentro y apocentro dependen de la excentricidad. Para definir la dirección de la estrella pasajera consideraremos la situación más general, en la que los ángulos tienen los valores: $\phi = 0^{\circ}$, $\alpha = 45^{\circ}$ y $\theta = 45^{\circ}$; los valores de estos ángulos se mantienen fijos durante todas las simulaciones.

En la Figura 6.2 mostramos las posiciones resultantes de las partículas después del impacto. Las columnas se refieren a cada uno de los 4 parámetros de impacto y las filas representan a cada una de las 3 velocidades consideradas. Los discos calentados dinámicamente se muestran desde la perspectiva x-z.

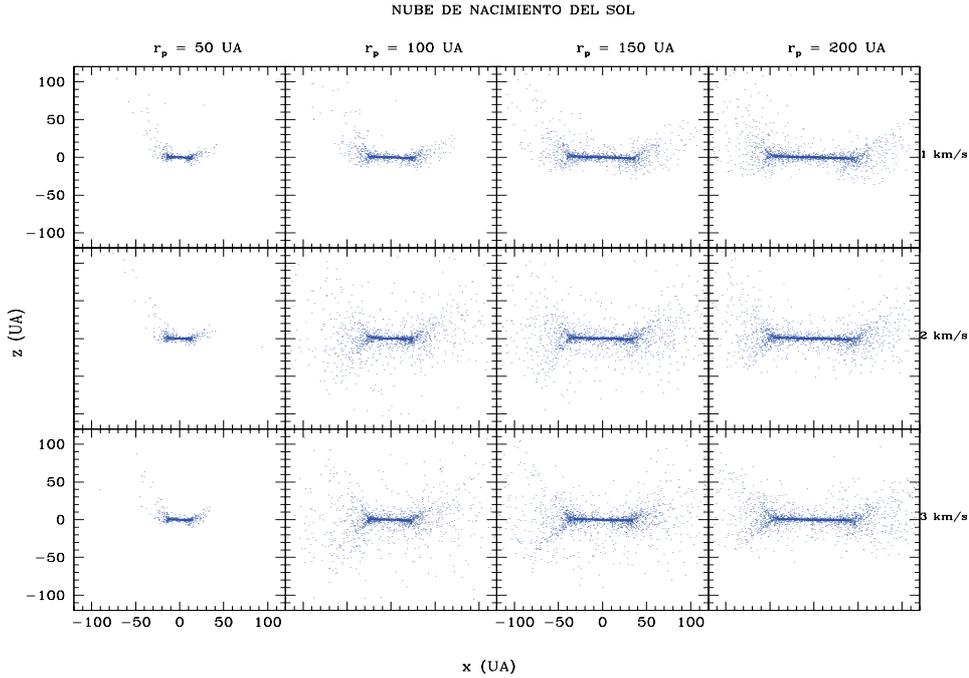


FIGURA 6.2: Posiciones resultantes de las simulaciones de los discos calentados dinámicamente en un ambiente de formación estelar. Las columnas se refieren a los 4 parámetros de impacto, mientras que las filas indican los 3 valores de la dispersión de velocidades. Las posiciones se muestran desde la perspectiva x-z. Para esta simulación, la masa de la estrella pasajera es de $1M_{\odot}$ y los ángulos tienen los valores más generales $\alpha=45^{\circ}$, $\theta=45^{\circ}$ y $\phi=0^{\circ}$.

Se trata de un resultado razonable, puesto que la dispersión de velocidades en un ambiente de formación estelar es muy baja. En este capítulo intentaremos reproducir el calentamiento dinámico actualmente observado en el cinturón de Kuiper, en donde existen objetos con excentricidades de hasta 0.4 a semiejes mayores entre 35 UA y 55 UA. En la Figura 6.3 mostramos las excentricidades resultantes de nuestras simulaciones. Consta de un arreglo de 12 paneles, las columnas indican los 4 parámetros de impacto mientras que las filas se refieren a los 3 valores de la dispersión de velocidades típica en un ambiente de formación estelar que va de 1 a 3 km/s. Como referencia, en cada uno de los paneles también mostramos los objetos del cinturón de Kuiper conocidos.

En color Magenta mostramos los objetos clásicos y resonantes mientras que en color cian a los objetos dispersos y centauros.

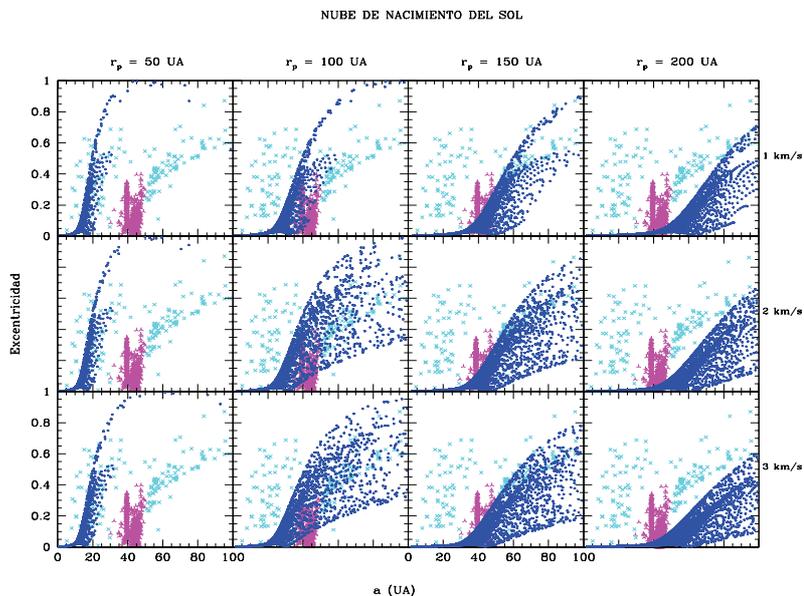


FIGURA 6.3: Excentricidades resultantes en la nube de nacimiento del Sol. En las columnas mostramos los 4 parámetros de impacto mientras que las filas se refieren a las dispersiones de velocidad. Con 3 km/s y un parámetro de impacto de 100 UA logramos que en la región interna del disco ($a < 40$ UA) las excentricidades sean inferiores a 0.1 y entre 40 y 60 UA las partículas cubren todo el intervalo posible de excentricidades (0 a 1). Por lo que es posible reproducir algunos objetos del cinturón de Kuiper observado que en el intervalo entre 35 y 45 UA muestra objetos con excentricidades de hasta 0.4.

Con el parámetro de impacto de 50 UA a cualquier velocidad la cantidad de partículas es muy poca a semiejes mayores de 35 a 55 UA. Nada similar a las excentricidades observadas en el cinturón de Kuiper. Por lo que el parámetro de impacto de 50 UA lo descartamos como aquel con el que se obtuvo el calentamiento dinámico observado. Con el parámetro de impacto de 200 UA a cualquier velocidad, las excentricidades resultantes a 40 UA (semieje mayor de Plutón) son menores de 0.15 y no son semejantes a las observadas en la resonancia 3:2, por lo que el encuentro estelar con parámetro de impacto de 200 UA también lo descartamos. Y con el parámetro de impacto de 150 UA en la resonancia 3:2 las excentricidades resultan inferiores a 0.2 y tampoco son similares a las excentricidades de los plutinos (de hasta 0.4), por lo que también descartamos este parámetro de impacto.

Con el parámetro de impacto de 100 UA logramos obtener excentricidades con valores interesantes. En la posición de los plutinos (a 40 UA) reprodujimos partículas con excentricidades desde 0.05 hasta 0.5 para cualquier valor de la velocidad. Sin embargo, con la velocidad de 1 km/s no se logra obtener semejanza con los objetos dispersos del cinturón de Kuiper ubicados a semiejes mayores de entre 50 y 100 UA. Por lo que la velocidad de 1 km/s con parámetro de impacto de 100 UA también la descartamos como resultado aceptable.

Con las velocidades de 2 km/s y 3 km/s y parámetro de impacto de 100 UA obtenemos una envolvente que encierra a la mayor cantidad de objetos dispersos del cinturón de Kuiper a semiejes mayores de entre 50 y 100 UA. Con estas velocidades también logramos reproducir una buena parte de los objetos resonantes. La mayor cantidad de partículas en el intervalo de 40 a 50 UA con excentricidades de entre 0 y 0.2 ocurren cuando la velocidad es de 3 km/s.

Por lo que la mejor situación para reproducir las excentricidades de los objetos del cinturón de Kuiper es con un parámetro de impacto de 100 UA y con una velocidad de 3 km/s. También cuando analizamos las inclinaciones resultantes (Figura 6.4) con parámetro de impacto de 100 UA y velocidades de 2 y 3 km/s notamos una envolvente que encierra a la mayoría de los objetos resonantes y a los dispersos ubicados entre 50 y 100 UA.

En las Figuras 6.4 a 6.6 mostramos las inclinaciones, pericentros y apocentros resultantes de las simulaciones. Las columnas indican cada uno de los 4 parámetros de impacto considerados mientras que las filas se refieren a los 3 valores de dispersión de velocidades.

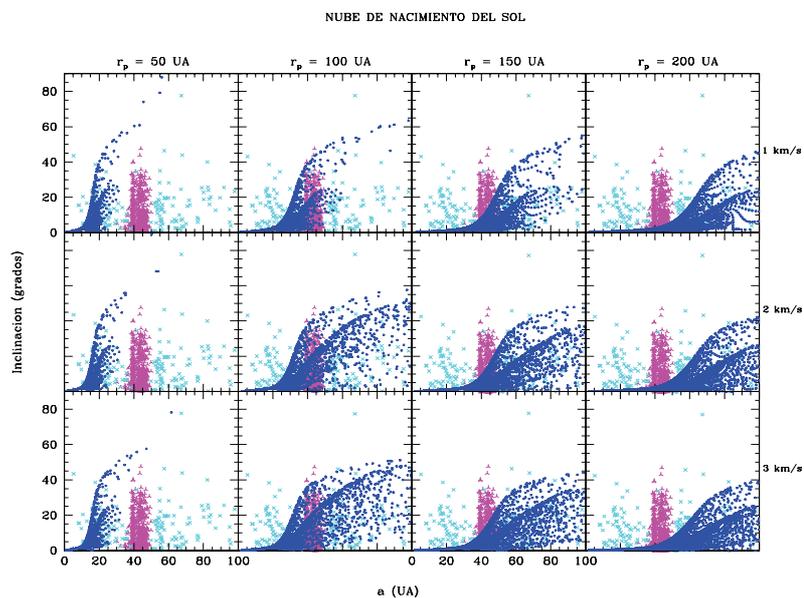


FIGURA 6.4: Inclinaciones resultantes de las simulaciones en una región de formación estelar. En las columnas mostramos los 4 parámetros de impacto, mientras que las filas se refieren a las dispersiones de velocidad.

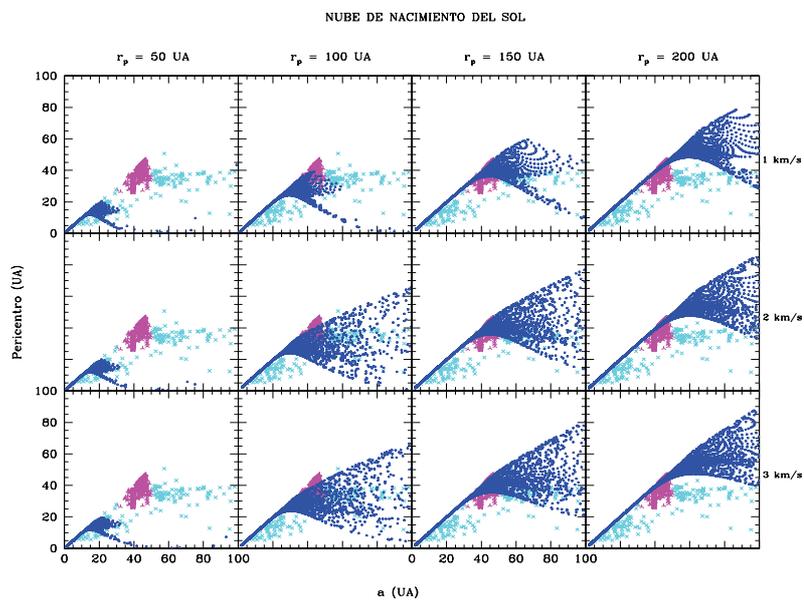


FIGURA 6.5: Pericentros resultantes de las simulaciones en una región de formación estelar. En las columnas mostramos los 4 parámetros de impacto, mientras que las filas se refieren a las dispersiones de velocidad.

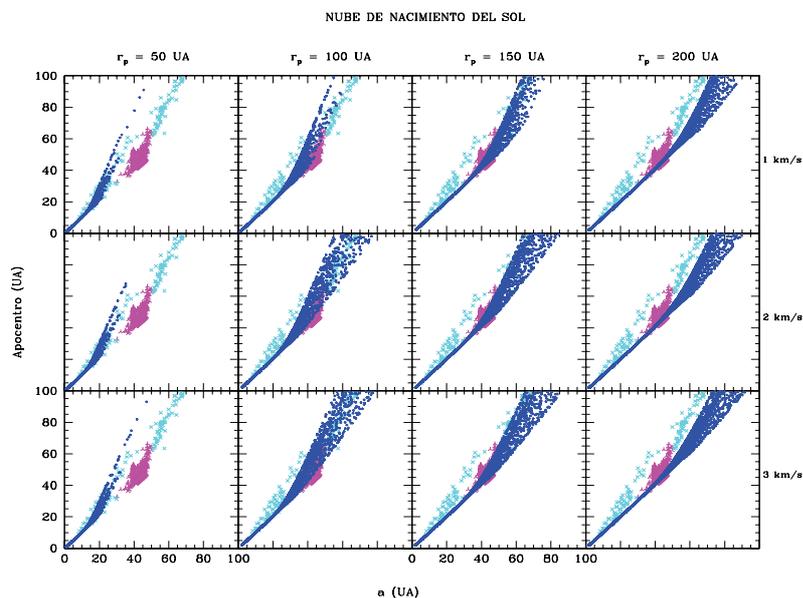


FIGURA 6.6: Apocentros resultantes de las simulaciones en una región de formación estelar. En las columnas mostramos los 4 parámetros de impacto, mientras que las filas se refieren a las dispersiones de velocidad.

6.3. Las Nubes de Oort en la Nube de Nacimiento del Sol: una Región de Formación Estelar

Para esta región galáctica sabemos que la dispersión de velocidades típica de los estrellas se encuentra entre 1 y 3 km/s. También sabemos que existe una posibilidad del 20 % de que ocurra un encuentro estelar a menos de 200 UA. Por lo que si multiplicamos los límites superiores del parámetro de impacto y de la dispersión de velocidades, es evidente que no se cumple la relación 3.40, ya que tendríamos $200 \cdot 3 = 600 < 7112.84$, suponiendo una estrella pasajera de $1 M_{\odot}$, lo que significa que en las regiones de formación estelar (como la nube de nacimiento del Sol) las nubes de Oort serían despojadas de sus elementos. Sin embargo, si hacemos los cálculos con una estrella pasajera con una masa inferior de $0.084 M_{\odot}$, es posible que la nube de Oort sí se conserve. Esta idea nos lleva a suponer entonces que la nube de Oort se originó después de que el cinturón de Kuiper adquiriera su estructura y calentamiento dinámico actual. En general, es muy probable que en regiones de formación estelar, las nubes de Oort sean desvestidas,

ya que la dispersión de velocidades es muy baja y a que existe la posibilidad de que ocurran encuentros estelares muy cercanos.

Capítulo 7

Cúmulos Estelares Abiertos

Los cúmulos abiertos son de utilidad para el estudio del disco Galáctico. Los estudios de los cúmulos abiertos jóvenes y asociaciones estelares han sido útiles para determinar la estructura de brazos espirales, mapear la curva de rotación de la Galaxia, investigar los mecanismos de formación estelar y restringir las funciones iniciales de masa y luminosidad en conjuntos de estrellas. Los cúmulos abiertos viejos son pruebas de la evolución del disco, además de que son excelentes trazadores de la estructura, cinemática y química del disco.

Se piensa que los cúmulos abiertos se encuentran escasamente poblados, ligeramente concentrados y que son sistemas gravitacionales formados por unas pocas decenas o cientos de estrellas. Investigaciones sobre las propiedades de cúmulos estelares abiertos (Lynga 1982, Janes y Adler 1982, Janes et al. 1988, Janes y Phelps 1994) han mostrado que los cúmulos abiertos viejos se distinguen de los jóvenes en que son relativamente más ricos y más concentrados. Sin embargo, de la variedad de la riqueza y apariencia del cúmulo, es evidente que los cúmulos abiertos viejos abarcan un intervalo amplio en cuanto a su masa total. Muestran un intervalo relativamente pequeño en el diámetro lineal aparente, con un valor medio de ~ 5 pc (Janes y Phelps 1994).

Estimaciones de masas de cúmulos abiertos derivados de las funciones de luminosidad (van den Bergh y Sher 1960) proporcionan masas de $900M_{\odot}$ para *NGC 188* y $800M_{\odot}$ para *Messier 67 (NGC 2682)*. Otros estudios de funciones de luminosidad de cúmulos abiertos viejos (Francic 1989, Montgomery et al. 1993, Mathieu y Latham 1986), que dependen de conteos estelares sobre el intervalo de masas disponibles en

los cúmulos abiertos viejos, presentan valores que concuerdan con estos; Francic (1989) encuentra una masa de $550M_{\odot}$, y Montgomery et al. (1993) encuentran una masa de $724M_{\odot}$ para *M67*. Estas estimaciones sugieren masas típicas de cúmulos abiertos de $\sim 1000M_{\odot}$.

Algunos cúmulos abiertos son mucho más masivos que esa estimación. Por ejemplo, Leonard (1988) estudió el cúmulo *NGC 2420*, un cúmulo de 3-4 Ga que se encuentra en el disco externo, estimó una masa total de $4000M_{\odot}$. Mathieu (1984) estimó una masa de al menos $5200M_{\odot}$ y quizás hasta de $9000M_{\odot}$ para el cúmulo *M11*. Kaluzny y Udalski (1992) dan una mejor estimación de $4070M_{\odot}$ para *NGC 6791*, el cual está entre los dos o tres cúmulos abiertos más viejos. Algunos cúmulos abiertos, particularmente aquellos más viejos que 1 Ga, son más masivos de lo que se pensaba. Además, estudios observacionales han mostrado que la mayoría de los cúmulos abiertos tienen poblaciones binarias, estimando un mínimo de 38 % para *M67* (Montgomery et al. 1993). La evidencia observacional y teórica indican que los cúmulos abiertos que han sobrevivido a edades de al menos billones de años han experimentado una importante evolución dinámica. Los cúmulos abiertos viejos típicamente muestran radios del núcleo de 1-2 pc y radios de marea de hasta 10 a 25 pc (King 1962, Mathieu 1984, Leonard 1988).

Los cúmulos abiertos son vulnerables a efectos destructivos de fuerzas de marea de la galaxia y encuentros con nubes interestelares. Los efectos de estas fuerzas destructivas sobre los cúmulos galácticos se han estudiado y modelado en distintos trabajos (Spitzer 1958, Spitzer y Harm 1958, Wielen 1977, Terlevich 1987). Sus modelos indican que la mayoría de los cúmulos abiertos serán completamente destruidos por encuentros de marea sucesivos con nubes interestelares a escalas de tiempo de entre 10^8 y 10^9 años. Estas escalas de tiempo dependen tanto de la masa del cúmulo como de su radio del núcleo. Aparentemente, los cúmulos abiertos que vemos el día de hoy con edades de miles de millones de años han sobrevivido debido a sus masas mayores que la promedio, concentraciones centrales altas, y órbitas que les permiten evitar la influencia destructiva de las nubes moleculares gigantes.

7.1. El Cúmulo Abierto *Messier 67*

Las estrellas se forman en cúmulos y se mantienen unidas durante unos pocos tiempos dinámicos (alrededor de 10^8 años). La interacción dinámica entre las estrellas jóvenes puede afectar la estabilidad y movimiento orbital de sus respectivos sistemas planetarios. Los encuentros estelares distantes generalmente no perturban a las órbitas compactas y circulares de los sistemas planetarios formados con propiedades dinámicas similares a las del Sistema Solar (Spurzem et al 2006). Sin embargo, los encuentros estelares cercanos pueden perturbar de manera considerable la estructura dinámica de los sistemas planetarios produciendo órbitas muy excéntricas.

Los planetas con órbitas excéntricas son más propensos a ser separados de sus estrellas centrales y además este proceso puede dar lugar al origen de planetas errantes (Zapatero-Osorio et al 2000, Lucas et al 2001) en cúmulos estelares jóvenes. Smith y Bonnel (2001) argumentan que los planetas desprendidos escaparían de los cúmulos estelares jóvenes debido a que la velocidad adquirida generalmente es mayor comparada con las velocidades de escape en los cúmulos. Las interacciones estelares son importantes para la supervivencia a largo plazo de los sistemas planetarios en los cúmulos estelares. En el entorno del cúmulo las interacciones estelares pueden impedir el origen y sobrevivencia de sistemas planetarios. Una vez perturbado un sistema planetario por encuentros estelares, las órbitas planetarias excéntricas resultantes pueden ser más vulnerables a ser destruidas por subsecuentes perturbaciones estelares (Heggie y Rasio 1996).

En este capítulo centraremos nuestra atención sobre el cúmulo estelar abierto Messier 67 que podría ser de interés astrobiológico ya que sus estrellas tienen semejanzas con el Sol tanto en edad como en metalicidades. El promedio de masa de cada una de las estrellas de este cúmulo es ≈ 1.138 . Esto lo mostramos en la Tabla 7.1. Messier 67 es un cúmulo abierto (Figura 7.1) que está localizado a 860 pc del Sol en una dirección de bajo enrojecimiento y a una latitud galáctica suficientemente alta para minimizar confusión con estrellas de fondo, esto lo hace accesible para estudiar sus miembros, incluidos los de la rama gigante y los de secuencia principal. Su metalicidad y edad, de acuerdo a diversos trabajos (Nissen et al. 1987, Gilliland y Brown 1992), son cercanos a los valores aceptados para el Sol. La población de sus estrellas ha servido para estudios

de la estructura y evolución de estrellas de población I con edades similares a la del Sol. Messier 67 (M67) contiene alrededor de 600 estrellas y se encuentra en la constelación de Cáncer. Se le han observado más de 100 estrellas tipo solar y se estima que contiene alrededor de 200 enanas blancas.



FIGURA 7.1: Messier 67, uno de los cúmulos estelares abiertos más viejos que se conocen. Las estrellas de M67 tienen una edad de alrededor de 4 mil millones de años, del mismo orden que la del Sol, tiene abundancias y metalicidades semejantes a la del Sol. Se encuentra a 860 pc en la constelación de Cáncer.

Montgomery et al. (1993) realizaron estudios fotométricos de M67. De imágenes CCD del cúmulo obtuvieron la siguiente información: Basados en diagramas color-color derivaron un enrojecimiento $E(B-V)$ de $\sim 0.05 \pm 0.01$ y una metalicidad de $[Fe/H] = -0.05 \pm 0.03$. El diagrama color-magnitud de M67 muestra una secuencia binaria bien definida, de la cual dedujeron que al menos 38 % de las estrellas en el cúmulo son sistemas binarios. Derivaron edades de entre 3 y 5 mil millones de años. El perfil de densidad estelar de M67 indica una tendencia de los miembros más masivos a concentrarse hacia el centro. La densidad estelar volumétrica promedio de estrellas dentro del cúmulo se determina usando el modulo de distancia, y suponiendo una distribución esférica de las estrellas. Para la región interna del cúmulo, Montgomery et al. (1993) derivaron una densidad promedio de 59.67 estrellas/ pc^3 y una separación estelar promedio de ~ 0.159 pc (32,796 UA). Mientras que para la densidad en el borde exterior del cúmulo calcularon un valor de densidad estelar volumétrica promedio de ~ 11.04 estrellas/ pc^3 con una separación promedio de ~ 0.289 pc (59,611 UA).

TABLA 7.1: Masas observadas en Messier 67 (McNamara y Sanders 1978)

Masa M_{\odot}	Número de estrellas	Masa Total M_{\odot}
2.1	45	94
1.32	181	239
1.10	160	176
0.95	113	107
0.83	53	44
0.72	12	9
0.63	8	5
0.55	18	10
0.48	10	5
0.40	9	4
Masa de Binarias		330
Factor de Completez estimado		50
		1073

7.2. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en Messier 67

Para realizar las simulaciones numéricas que caracterizen la dinámica de los encuentros estelares en Messier 67, necesitamos una ley de densidad estelar volumétrica, la dispersión de velocidades y el tiempo al que deseamos conocer el número de encuentros estelares. Montgomery et al. (1993) encontraron fotométricamente la densidad estelar volumétrica en dos posiciones a lo largo de Messier 67; uno en la región interna y otro en el borde del cúmulo. Usaron una escala de imagen de 0.75 seg.arco/pixel. A 350 pixeles del centro (origen) del cúmulo derivaron una densidad de 59.67 estrellas/ pc^3 . Con la escala de imagen que emplearon, 350 pixeles equivalen a 262.50 seg.arco y considerando que el cúmulo se encuentra a 2700 años luz de distancia del Sol, eso implica que esa densidad estelar volumétrica corresponde a un punto localizado a 3.44 años luz (1.05 pc) del centro del cúmulo. Mientras que a una distancia de 1000 pixeles (9.82 años luz = 3.01 pc) del centro del cúmulo derivaron una densidad estelar volumétrica de 11.04

estrellas/ pc^3 .

Bonatto y Bica (2003) en su estudio de variaciones espaciales de la función de luminosidad estelar en Messier 67 (NGC 2682) emplean un perfil de King (King 1962) para derivar parámetros estructurales del cúmulo. Por lo que nosotros también aplicaremos un perfil de King para modelar la densidad estelar volumétrica de Messier 67. Además ellos calculan el valor del radio del núcleo en 1.23 pc. El diámetro de Messier 67 es de 30 min.arco (23.56 años luz = 7.22 pc). En la Figura 7.2 mostramos la densidad estelar volumétrica *versus* la distancia al centro del cúmulo. Hemos utilizado un caso particular de la ley de densidad de Schuster (Ninkovic 1998), la cual es una versión mucho más simple de un perfil de King con una frontera finita. La expresión para la ley de densidad estelar en Messier 67 es,

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{[1 + (\frac{r}{r_c})^2]^{3/2}} \quad (7.1)$$

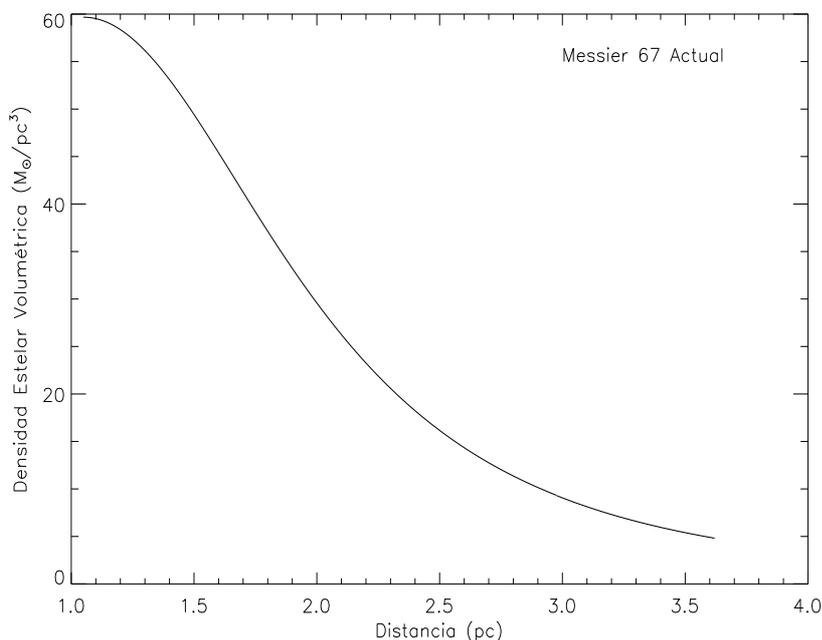


FIGURA 7.2: Variación de la densidad estelar volumétrica con la distancia en Messier 67. Hemos empleado una versión más simple que un perfil de King (Ninkovic 1998) para modelar la densidad estelar volumétrica y los datos de Montgomery et al. (1993) para realizar la calibración de la función. El radio del núcleo lo hemos tomado de Bonatto y Bica (2003) ~ 1.23 pc.

Ahora calcularemos una ley de dispersión de velocidad. Para ello utilizaremos el teorema del virial. En base a la ley de densidad estelar, calculamos la separación promedio entre estrellas como función de la posición en Messier 67. Lo hacemos mediante la expresión 7.2

$$r_{separacionpromedio} = \left(\frac{1}{\rho(r)}\right)^{1/3} \quad (7.2)$$

Ahora calcularemos la ley de dispersión de velocidades, sabemos que hay $n(n-1)/2 \approx n^2/2$ pares de estrellas en el cúmulo. La energía potencial es

$$U = -G \frac{m^2}{(r_{separacionpromedio})} \frac{n^2}{2} \quad (7.3)$$

donde $m = 1 M_{\odot}$. La energía cinética es

$$T = \frac{1}{2} m (v_{dispersion})^2 n \quad (7.4)$$

De acuerdo al teorema del virial tenemos $T = -1/2U$, de donde

$$\frac{1}{2} m (v_{dispersion})^2 n = \frac{1}{2} G \frac{m^2}{(r_{separacionpromedio})} \frac{n^2}{2} \quad (7.5)$$

Y despejando, obtenemos la ley dispersión de velocidades

$$(v_{dispersion})^2 = \frac{Gmn}{2(r_{separacionpromedio})} \quad (7.6)$$

donde n es la ley de densidad estelar volumétrica de Messier 67, es decir, $n = \rho(r)$.

En la Figura 7.3 mostramos la ley de dispersión de velocidades que hemos obtenido con el teorema del virial para Messier 67 como función de la posición en el cúmulo.

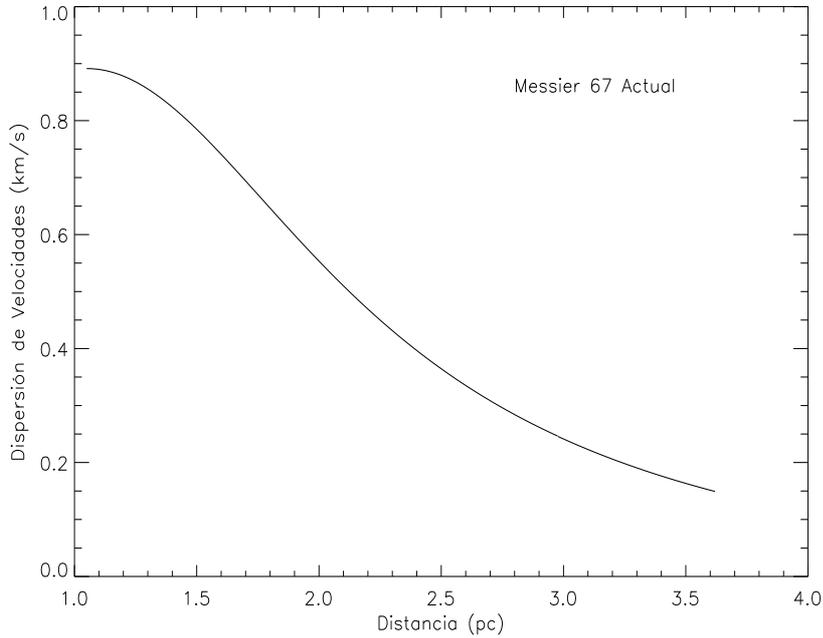


FIGURA 7.3: Ley de dispersión de velocidades de Messier 67, obtenida mediante el teorema del virial. Hemos considerado que cada una de las estrellas de M67 tiene $1 M_{\odot}$ y que no existe interacción entre las estrellas. La dispersión de velocidades típica de los objetos de M67 se toma de 0.8 km/s (McNamara y Sanders 1978; Girard et al. 1989).

Ahora calcularemos el radio de un disco planetario sobre el cual ocurre un solo encuentro estelar a un tiempo de 4×10^9 años (la edad de Messier 67) como función de la distancia al centro del cúmulo. Esto lo hacemos para poder estimar parámetros de impacto y así poder realizar las simulaciones numéricas que caracterizan la dinámica de los encuentros estelares en Messier 67.

Sabemos que el camino libre medio entre encuentros sucesivos lo podemos calcular mediante la expresión $\lambda = 1/(n\sigma)$, donde n es la densidad estelar volumétrica por número y σ_d es la sección eficaz. Esta sección eficaz la calculamos como $\sigma = \pi (2R)^2$, donde R es el radio del disco sobre el cual ocurre una cierta cantidad de encuentros. Por simplicidad de cálculos, vamos a considerar que cada una de las estrellas de Messier 67 tienen una masa de $1 M_{\odot}$.

El tiempo al que ocurren estos encuentros estelares sucesivos, lo calculamos mediante $t = \lambda/v$, donde v es la ley de dispersión de velocidades. La dispersión de velocidades típica de objetos de Messier 67 es de $\sim 0.8 \text{ km/s}$ (McNamara y Sanders 1978; Girard et al. 1989). Es un valor relativamente bajo y comparable al de las regiones de formación

estelar.

Una vez conocido el tiempo al que ocurren los encuentros estelares sucesivos, podemos calcular el número de encuentros sobre un disco planetario de radio R a un tiempo de 4×10^9 años, esto lo hacemos dividiendo la edad del cúmulo sobre el tiempo calculado t . Por lo tanto el número de encuentros N_e lo calculamos mediante la expresión

$$N_e = T_e * n * v * \pi * (2R)^2 \quad (7.7)$$

donde n es la densidad estelar volumétrica, v es la ley de dispersión de velocidades, R es el radio del disco sobre el cual ocurren N_e encuentros al tiempo T_e . Este tiempo en general puede ser cualquiera y no necesariamente la edad del cúmulo, sino el tiempo al cual queremos conocer una cantidad de encuentros estelares, por lo tanto como es una variable, la denotamos como T_e . Ahora despejamos a R de la ecuación 7.7 y obtenemos

$$R = \sqrt{\frac{N_e}{4\pi * T_e * n * v}} \quad (7.8)$$

si las unidades de T_e son años, las de n son pc^{-3} y las de v son pc/año , entonces las unidades de R serán pc y bastará con multiplicar la ecuación 7.8 por un factor de 206264.806 para convertir de pc a UA las unidades de R . Para convertir las unidades de velocidad empleamos el factor ($1 \text{ km/s} = 1.022 \times 10^{-6} \text{ pc/año}$).

El significado físico de R es que se trata del radio de un disco sobre el cual ocurren una cierta cantidad de encuentros estelares en un tiempo de T_e . Este valor de R nos servirá para estimar los parámetros de impacto. Su valor depende de la densidad estelar volumétrica y de la ley de dispersión de velocidades, por lo que también depende de la distancia al centro del cúmulo.

Estamos interesados en calcular el valor de R para un sólo encuentro estelar sobre un disco de radio R , por lo que en la expresión 7.8 ponemos $N_e = 1$. En la Figura 7.4 mostramos el valor de R (en UA) *vs.* la distancia al centro del cúmulo (en pc).

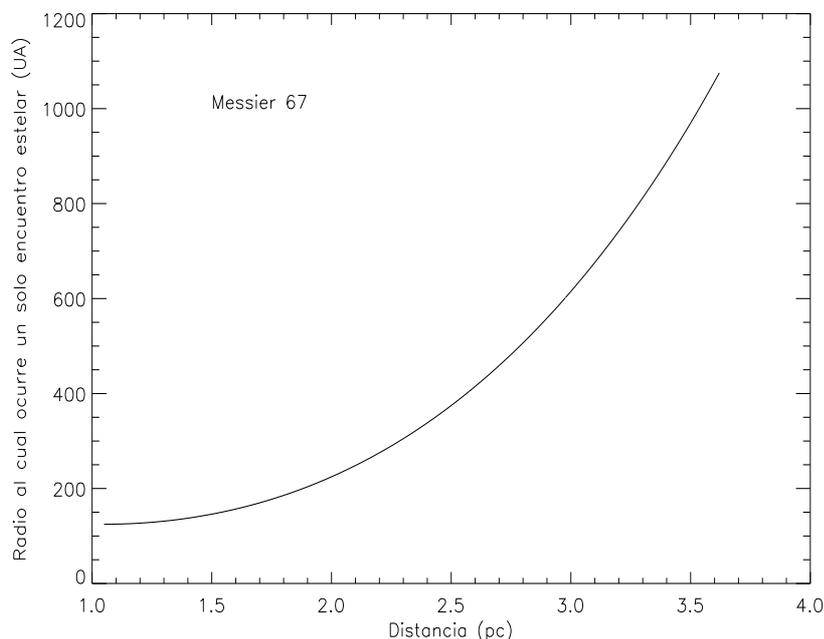


FIGURA 7.4: Radio R del disco planetario sobre el cual ha ocurrido un encuentro estelar a un tiempo de 4×10^9 años (la edad de Messier 67). A pequeñas distancias, el valor del radio es menor que en las regiones externas; lo que significa que en las regiones internas del cúmulo los encuentros estelares son más cercanos que en el borde del cúmulo, es decir, los discos se encuentran más perturbados que las periferias de Messier 67.

Notamos que el radio del disco R aumenta con la distancia al cúmulo, lo que significa que en las regiones internas han ocurrido encuentros estelares con parámetros de impacto más pequeños que en las regiones externas. Ahora pasamos a realizar las simulaciones numéricas para conocer los efectos de un encuentro estelar sobre un disco. Realizaremos simulaciones numéricas en cuatro posiciones en el cúmulo: a 1.05 pc (posición 1), 1.91 pc (posición 2), 2.77 pc (posición 3) y 3.62 pc (posición 4) del centro de cúmulo. Para la posición 1 utilizaremos los parámetros de impacto de 31.19 UA (punto 1), 62.37 UA (punto 2) y 93.56 UA (punto 3), que son valores contenidos dentro de un radio de 124.74 UA. Para la posición 2 usaremos parámetros de impacto de 51.47 UA (punto 1), 102.94 UA (punto 2) y 154.40 UA (punto 3), que son valores contenidos dentro de 205.87 UA. Para la posición 3 usaremos los parámetros de impacto de 123.04 UA (punto 1), 246.08 UA (punto 2) y 369.13 UA (punto 3), que son valores contenidos dentro de 492.17 UA. Y para la posición 4, usaremos los parámetros de impacto de 268.85 UA (punto 1), 537.70 UA (punto 2) y 806.54 UA (punto 3), que son valores

contenidos dentro de 1075.39 UA. Cada uno de las posiciones 1, 2, 3 y 4 tiene un valor de dispersión de velocidades característica.

Para todas estas situaciones consideraremos que las estrellas pasajeras son de $1 M_{\odot}$. Respecto a la geometría de los encuentros estelares, tomaremos la situación más general, en la cual los ángulos involucrados tienen los valores de $\phi=0^{\circ}$, $\lambda=45^{\circ}$ y $\alpha=45^{\circ}$. Durante las simulaciones estos valores se mantienen fijos. Para modelar encuentros estelares consideramos un disco de 5000 partículas localizadas a diferentes fases desde 0.5 hasta 100 UA, un tiempo total de integración de 10000 años, donde la estrella alcanza el parámetro de impacto en exactamente la mitad del tiempo. Los parámetros dinámicos orbitales que vamos a analizar son la excentricidad e inclinación, ya que el pericentro y apocentro dependen de la excentricidad.

En la Figura 7.5 mostramos las posiciones resultantes de un encuentro estelar. Cada columna indica la posición del sistema planetario en el cúmulo, mientras que las filas se refieren a cada uno de los puntos mencionados previamente.

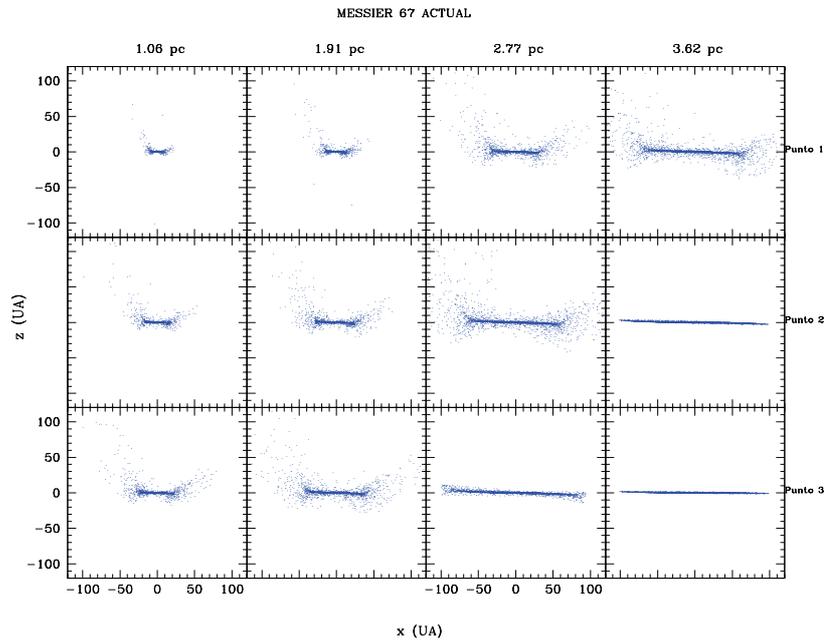


FIGURA 7.5: Posiciones resultantes de las simulaciones en el cúmulo estelar abierto Messier 67. En la región central del cúmulo la densidad estelar es lo suficientemente alta para producir encuentros estelares severos.

De la Figura 7.5 notamos que en la región interna de Messier 67, los discos planeta-

rios se encuentran más calentados dinámicamente que en el borde exterior. Esto es una consecuencia de que la densidad estelar sea mayor en la región central. Por lo que la posibilidad de encontrar discos dinámicamente fríos en el borde exterior es mayor que en la región interna del cúmulo. Algo muy importante que debemos mencionar es que hemos considerado que las órbitas de las estrellas de Messier 67 son circulares. Si las consideramos elípticas, eso implicaría que una estrella que se encuentra actualmente en la frontera exterior de Messier 67, sería capaz de incrustarse en la región central del cúmulo donde la densidad es alta y por lo tanto las perturbaciones por pasajes estelares es severa.

En las Figuras 7.6 a 7.9 mostramos los parámetros orbitales resultantes. En cada una de las gráficas las columnas se refieren a la posición del sistema planetario en el cúmulo, mientras que las filas indican los puntos mencionados previamente; todos ellos graficados contra el semieje mayor.

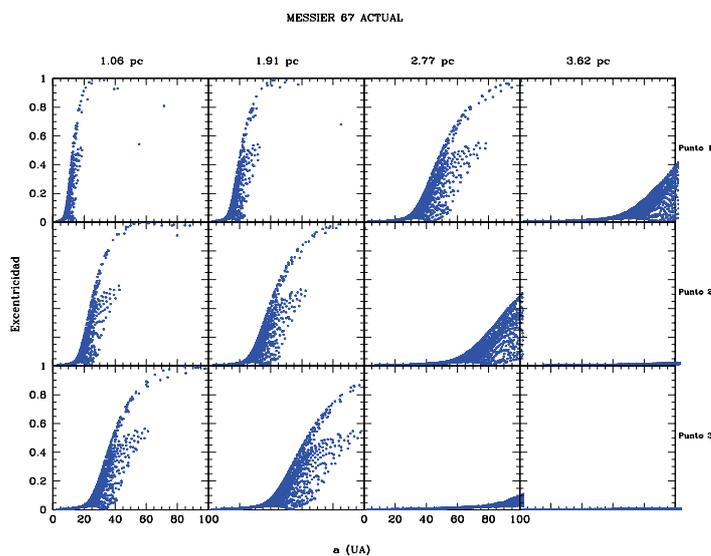


FIGURA 7.6: Excentricidades orbitales resultantes en el cúmulo estelar abierto Messier 67. En las regiones centrales de Messier 67 la densidad estelar es lo suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

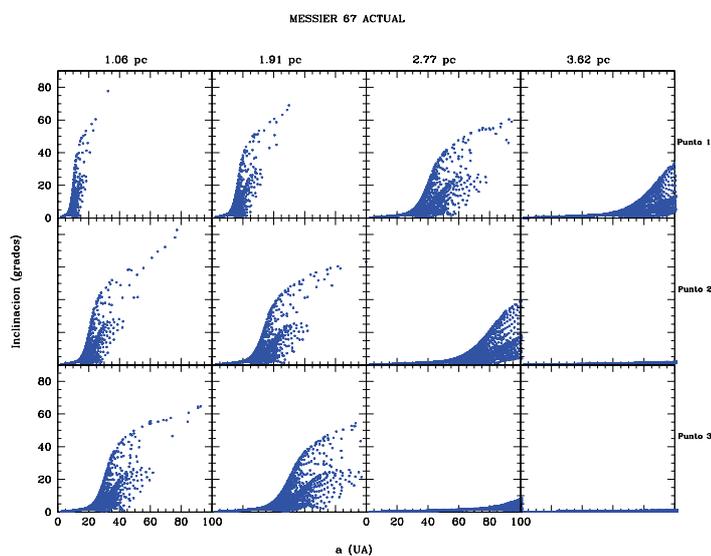


FIGURA 7.7: Inclinaciones orbitales resultantes en el cúmulo estelar abierto Messier 67. En las regiones centrales de Messier 67 la densidad estelar es lo suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

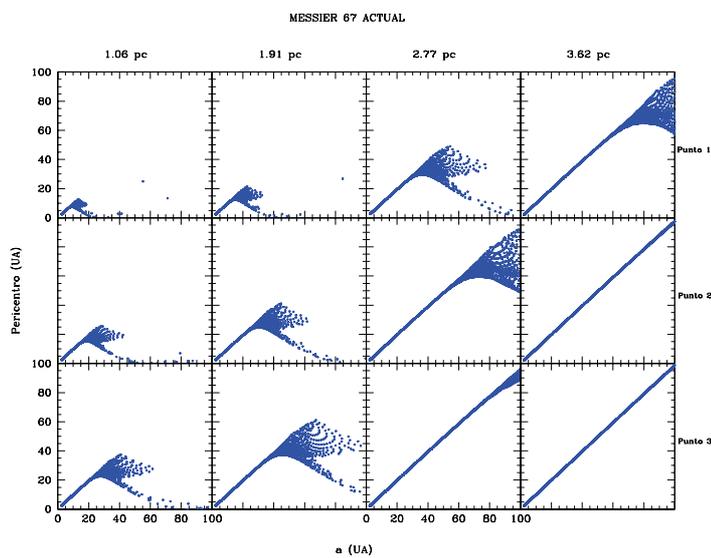


FIGURA 7.8: Pericentros orbitales resultantes en el cúmulo estelar abierto Messier 67. En las regiones centrales de Messier 67 la densidad estelar es lo suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

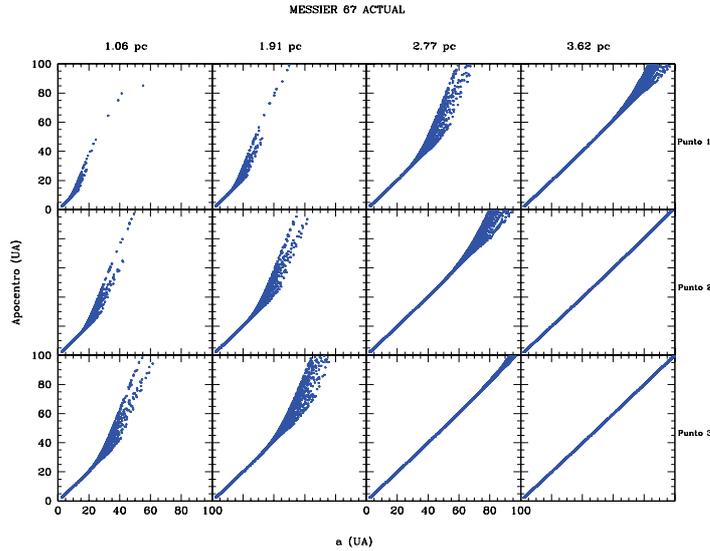


FIGURA 7.9: Apocentros orbitales resultantes en el cúmulo estelar abierto Messier 67. En las regiones centrales de Messier 67 la densidad estelar es lo suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

La dispersión de velocidades en Messier 67 es pequeña (típicamente de ~ 0.81 km/s), por lo que el efecto esperado sobre los discos planetarios debe ser severo.

7.2.1. Simulaciones Numéricas en Messier 67 Joven ($T=0$)

Las simulaciones que hemos presentado se refieren al cúmulo Messier 67 al tiempo actual, a una edad de $\sim 4 \times 10^9$ años. Sin embargo, es importante tener en cuenta que los discos planetarios se forman en la etapa primigénea del cúmulo. Cuando se forman los discos planetarios, el cúmulo es más denso que al tiempo actual, la dispersión de velocidades es mayor y el tamaño del cúmulo es menor. Por lo que la dinámica estelar es completamente distinta y es importante analizar los encuentros estelares en la etapa primigénea. El cúmulo se mantiene denso sólo por unos pocos de millones de años (de 1 a 10 Ma) y es en esta etapa cuando los discos se forman. Hurley et al. (2000) analizaron la evolución de Messier 67 con un código de N-Cuerpos. Encontraron que se necesitan alrededor de 40000 estrellas para obtener los parámetros actuales observados. Nosotros consideremos que cada una de las estrellas en Messier joven tiene $1 M_{\odot}$, por lo que la densidad de Messier actual la multiplicaremos por el factor 40, la dispersión de velocidades la calcularemos con el teorema del virial. Utilizaremos un perfil de king

para la densidad estelar volumétrica.

En la Figura 7.10 mostramos la densidad estelar volumétrica de Messier joven como función de la posición en el cúmulo. En la Figura 7.11 mostramos la ley de dispersión de velocidades para Messier joven ($T=0$).

Para realizar las simulaciones numéricas hemos calculado los parámetros de impacto a una escala de tiempo de 10^7 años. Estos parámetros de impacto se refieren a la distancia a la cual ocurre un solo encuentro estelar. En la Figura 7.12 mostramos estos valores como función de la posición en el cúmulo.

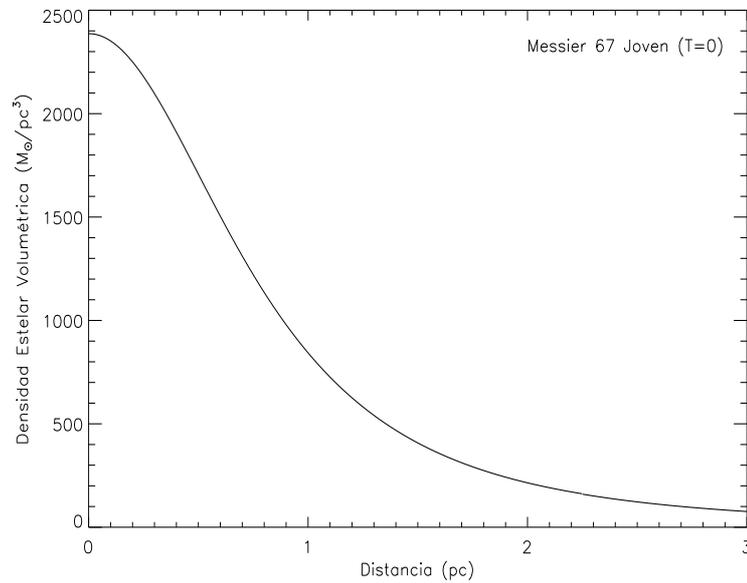


FIGURA 7.10: Densidad estelar volumétrica de Messier 67 joven. La densidad estelar es 40 veces mayor que en Messier 67 actual. Hemos utilizado un perfil de King para modelar la densidad.

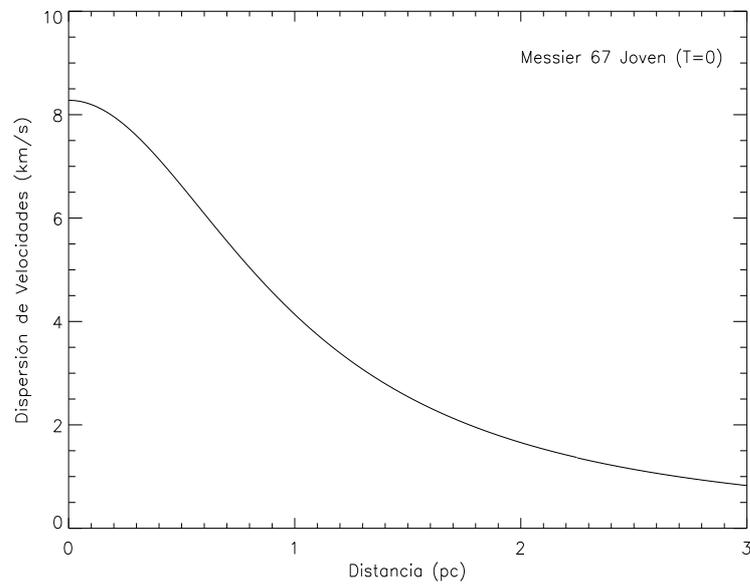


FIGURA 7.11: Ley de dispersión de velocidades para Messier joven (T=0) obtenida mediante el teorema del virial. Los objetos en Messier joven se mueven más rápido que en el Messier Actual, esto es una consecuencia de que la densidad estelar es mayor.

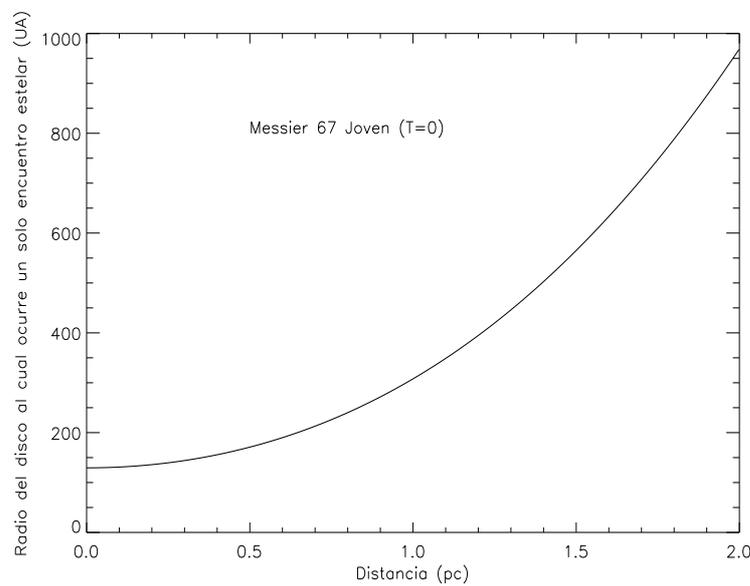


FIGURA 7.12: Distancia a la cual ocurre un solo encuentro estelar sobre el disco planetario como función de la posición en el cúmulo. Hasta una distancia de 1 pc, los parámetros de impacto se encuentran en el intervalo de 100 a 350 UA, lo suficientemente cercanos para producir un calentamiento dinámico notorio.

Realizaremos un análisis de encuentro estelar a una posición de 0.5 pc en el cúmulo Messier 67 joven. A esta posición la dispersión de velocidades vale ≈ 6.5 km/s y el parámetro de impacto es ~ 171 UA. Por lo que realizaremos dos simulaciones para representar esta situación: 1) (6.5 km/s y 57 UA de velocidad y parámetro de impacto respectivamente) y (6.5 km/s y 114 UA de velocidad y parámetro de impacto respectivamente), la masa de la estrella pasajera será de $1 M_{\odot}$.

En la Figura 7.13 mostramos las posiciones resultantes de las partículas de un sistema planetario a 0.5 pc en el cúmulo joven. Mostramos el disco calentado dinámicamente desde la perspectiva x-y. Los ángulos de entrada de la estrella pasajera son los más generales; $\phi=0^{\circ}$, $\theta=45^{\circ}$, $\alpha=45^{\circ}$.

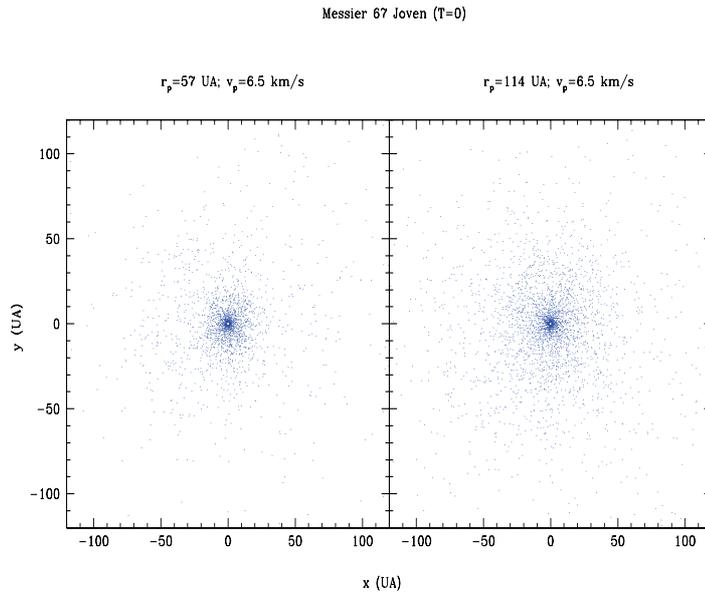


FIGURA 7.13: Posiciones resultantes de un disco de partículas ubicado a 0.5 pc en Messier Joven ($T=0$). La masa de la estrella pasajera es de $1 M_{\odot}$. A esa posición la dispersión de velocidades vale ~ 6.5 km/s y el parámetro de impacto calculado es ~ 171 UA, tomamos un par de posibilidades; una a 57 UA y otra a 117 UA.

En la Figura 7.14 mostramos los parámetros orbitales resultantes. De arriba a abajo; excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todos graficados contra el semieje mayor. Cada columna se refiere a un parámetro de impacto dado.

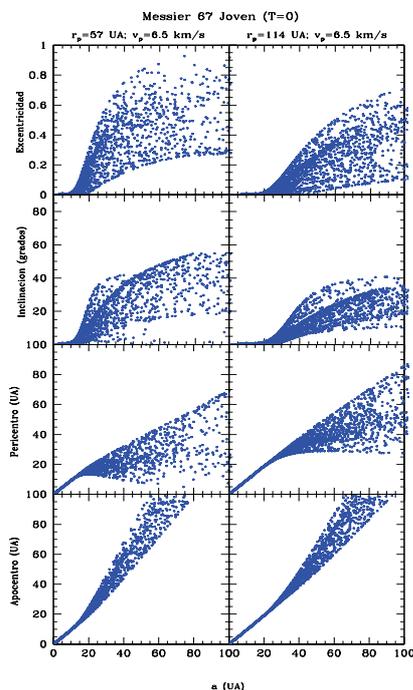


FIGURA 7.14: Parámetros orbitales resultantes; de arriba a abajo, la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todos graficados contra el semieje mayor. La masa de la estrella pasajera es de $1 M_{\odot}$. Cada columna se refiere a un parámetro de impacto dado. Para el encuentro estelar cercano, la excentricidad comienza a incrementarse desde ~ 10 UA (semieje mayor de Saturno), mientras que para el encuentro lejano, comienza desde ~ 20 UA (semieje mayor de Urano).

Encontramos que para el encuentro estelar cercano ($r_p=57$ UA) la excentricidad comienza a incrementarse a un semieje mayor de ~ 10 UA (semieje mayor de saturno), mientras que para el pasaje estelar lejano, comienza a incrementarse desde 20 UA (semieje mayor de Urano). Un sistema planetario ubicado a 0.5 pc en el cúmulo cuando este era joven pudo haber sido perturbado de cualquiera de las dos posibilidades mostradas. Para estos resultados hemos considerado que cada una de las estrellas se encuentran en órbitas circulares, si incluimos excentricidades de estrellas, entonces los resultados cambiarían totalmente.

7.3. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Abierto Messier 67

El cúmulo abierto Messier 67 es un cúmulo con una dispersión de velocidades muy baja del orden de ~ 0.8 km/s comparable con la de una región de formación estelar. Encontramos que a 1.05 pc del centro del cúmulo, cada una de las estrellas que ahí se encuentran al tiempo de 4×10^9 años ha sufrido un encuentro estelar a una distancia menor de 124.74 UA. Si multiplicamos este valor por la dispersión de velocidades a 1.05 pc (0.89 km/s) tendríamos un valor de 111.19 UA*km/s, que es menor a 7112.84 UA*km/s, suponiendo una estrella de masa Solar. Con esos parámetros, evidentemente sí se desvestirían las nubes de Oort a 1.05 pc del centro de Messier 67.

A una distancia de 1.91 pc del centro del cúmulo, en el tiempo de vida del cúmulo, las estrellas que ahí se encuentran han sufrido un encuentro a una distancia de 205.87 UA. El producto de este parámetro de impacto y la dispersión de velocidades (0.59 km/s) es igual a 121.46 UA*km/s, que es inferior a 7112.84 UA*km/s considerando una estrella de masa solar, lo que significa que a 1.91 pc del centro de Messier 67 las nubes de Oort también serían desvestidas.

Finalmente, en la región externa del cúmulo, a la edad del cúmulo, cada estrella que ahí se localiza ha sufrido un encuentro a distancias menores de 1075.39 UA, el producto de este parámetro de impacto por la dispersión de velocidades (0.15 km/s) nos lleva a la conclusión de que las nubes de Oort sí serían despojadas, suponiendo una estrella pasajera de masa solar.

En la Figura 7.15 mostramos una grafica del resultado del producto de los parámetros por la dispersión de velocidades como función de la posición en el cúmulo.

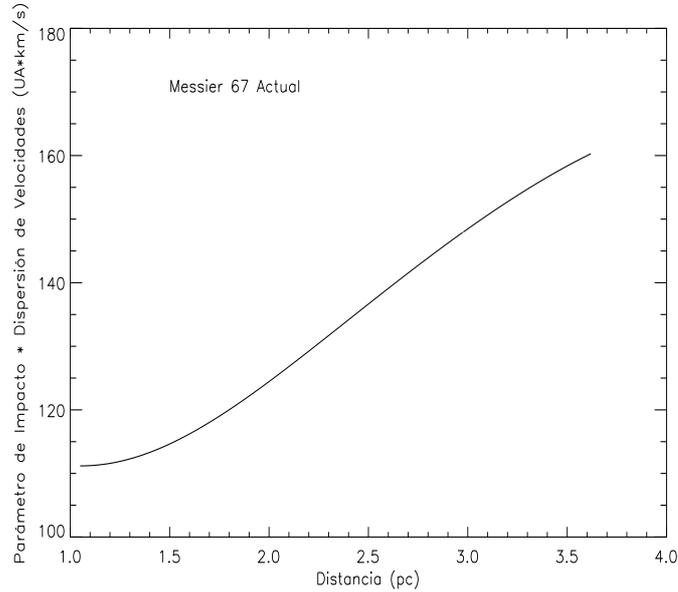


FIGURA 7.15: Parámetros de Impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición de un sistema planetario en Messier 67. Encontramos que a cualquier distancia, las nubes de Oort serían despojadas de sus elementos.

En general, a cualquier posición en el cúmulo (desde 1.05 pc hasta 3.62 pc), si suponemos que cada una de las estrellas tiene una masa Solar, las nubes de Oort serían despojadas de sus componentes. En la Tabla 7.1 mostramos las masas de las estrellas de Messier 67 (McNamara y Sanders 1978)

El total de las estrellas con masas entre 0.95 y $1.10 M_{\odot}$ es de 273, estas estrellas las podríamos considerar como de masa solar y concluir que en ellas sus nubes de Oort han sido despojadas de sus componentes. Como dato adicional a la Tabla 7.1 encontramos que el valor promedio de las estrellas de Messier 67 es de $\sim 1.138 M_{\odot}$.

7.3.1. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Abierto Messier 67 Joven ($T=0$)

Ahora mostraremos que las nubes de Oort tampoco podrían sobrevivir en Messier Joven. Aplicaremos la condición $bv > 7112.84 \text{ UA*km/s}$, que derivamos en el capítulo Fundamentos Físicos, en donde b denota el parámetro de impacto en UA, y v la dispersión de velocidades en km/s para estimar si es posible o no que las nubes de Oort puedan sobrevivir en Messier 67 Joven. En la Figura 7.16 mostramos el producto de

los parámetros de impacto por la ley de dispersión de velocidades como función de la posición en el cúmulo estelar joven.

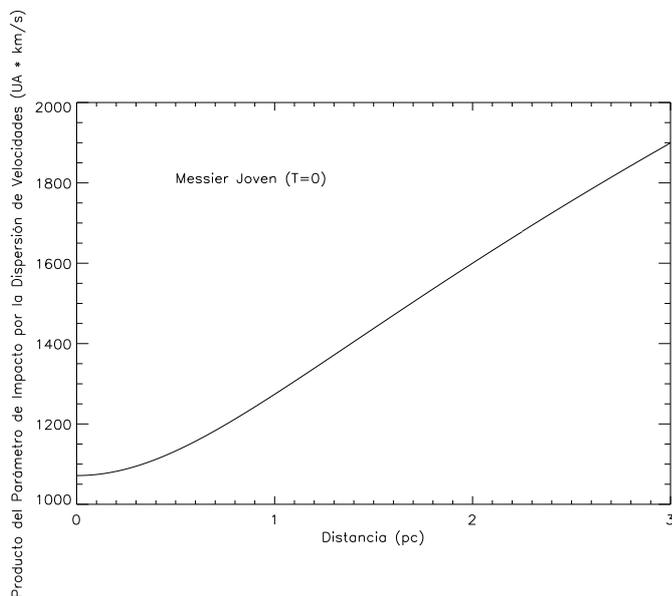


FIGURA 7.16: Parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición de un sistema planetario en Messier 67 joven ($T=0$). Al igual que en Messier Actual encontramos que a cualquier posición, las nubes de Oort serían despojadas de sus elementos.

Encontramos que a cualquier posición en el cúmulo, el producto del parámetro de impacto por la ley de dispersión de velocidades es inferior a $7112.84 \text{ UA} \cdot \text{km/s}$, por lo que en Messier Joven las nubes de Oort serían despojadas de sus componentes a cualquier posición en el cúmulo. Estos resultados los obtenemos suponiendo que cada estrella en el cúmulo tiene $1 M_{\odot}$ y que sus órbitas son circulares; si incluimos excentricidad de las estrellas del cúmulo, entonces los resultados cambiarían totalmente. Además para realizar esa tarea necesitaríamos contruir un código de N-cuerpos y eso no lo tenemos contemplado para esta tesis de Maestría.

Capítulo 8

Cúmulos Globulares

La definición usual de cúmulo globular lo describe como un cúmulo estelar viejo (~ 10 Ga) que se encuentra en el halo de la galaxia. Generalmente se acepta una edad promedio de 15 Ga. En la galaxia, los cúmulos globulares difieren unos de otros, por ejemplo, en magnitud absoluta integrada y en masa total, la cual varía desde $M = -10.1$ y $M_{tot} = 5 \times 10^6 M_{\odot}$ (Meylan et al. 1994, 1995) para el cúmulo globular gigante ω Centauri hasta $M = -1.7$ y $M_{tot} = 1 \times 10^3 M_{\odot}$ para el cúmulo globular AM-4 (Inman y Carney 1987). AM-4 está localizado a 26 kpc del centro galáctico y a 17 kpc sobre el plano galáctico y no puede ser considerado un cúmulo abierto viejo.

Los cúmulos globulares se observan en otras galaxias del grupo local y más allá (Harris 1991). De acuerdo a van der Bergh (1993), el discriminante más poderoso entre cúmulos globulares y abiertos es su función de luminosidad: los cúmulos globulares tienen una función de luminosidad Gaussiana mientras que los cúmulos abiertos tienen una función de luminosidad que aumenta monótonicamente hacia luminosidades débiles. No todos los cúmulos globulares tienen masas de $\sim 10^6 M_{\odot}$, ni tampoco edades de 10 Ga. Por lo tanto, no hay una definición simple de cúmulos globulares que pueda aplicarse a cualquier cúmulo globular alrededor de cualquier galaxia.

El Halo Estelar y Cúmulos Globulares

El halo estelar está compuesto de cúmulos globulares y aquellas estrellas de campo (estrellas que no son miembros de cúmulos) que tienen grandes componentes de velocidad perpendicular al plano galáctico. Las estrellas de campo a menudo se les refiere como estrellas de alta velocidad ya que sus componentes de velocidad difieren significativa-

mente de las de las estrellas de la vecindad solar. La mayoría de los cúmulos globulares y las estrellas de alta velocidad pueden alcanzar posiciones lejanas sobre y debajo del plano galáctico.

Respecto a los cúmulos globulares, existen dos distintas distribuciones espaciales, delineadas por la metalicidad. Los más viejos, cúmulos pobres en metales cuyos miembros tienen $[Fe/H] < -0.8$ pertenecen a un halo esférico extendido, mientras que los cúmulos más jóvenes con $[Fe/H] > -0.8$ forman una distribución mucho más aplanada y pueden estar asociados con el disco delgado (Zinn 1985). La distribución espacial de los dos grupos de metalicidad se muestran en la Figura 8.1.

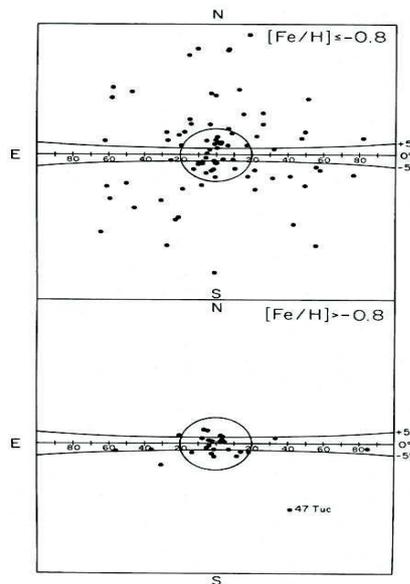


FIGURA 8.1: Los cúmulos globulares pobres en metalicidad forman una distribución esférica alrededor del centro Galáctico, mientras que los cúmulos más ricos en metales se encuentran preferentemente sobre el plano Galáctico, posiblemente asociados con el disco grueso (Zinn 1985).

La notable excepción es 47 Tuc (NGC 104) el cual está localizado a 3.2 kpc debajo del plano galáctico y tiene una metalicidad de $[Fe/H] = -0.67$. Se piensa que que 47 Tuc es miembro de la población del halo, aunque también lo han considerado miembro del disco delgado. La galaxia contiene al menos 150 cúmulos globulares con distancias al centro Galáctico que van de 500 pc a 120 kpc. Aunque 144 de los cúmulos globulares se encuentran dentro de un radio de 42 kpc del centro Galáctico, 6 cúmulos globulares

se han encontrado entre 69 y 123 kpc del centro Galáctico. AM-1 está localizado a 120 kpc del centro galáctico, más del doble de la distancia a la nube mayor de Magallanes (Aaronson et al. 1984; Madore y Freedman 1989). Se ha sugerido que aquellos seis cúmulos distantes han sido capturados por la Vía Láctea o pueden ser galaxias enanas esferoidales, tales como ω Centauri y la galaxia enana Sagitario. Si no se incluyen esos objetos muy remotos, los cúmulos pobres en metales, parecen estar confinados a un halo con un radio de aproximadamente 42 kpc. Sin embargo la detección de objetos extremadamente distantes y estrellas de campo luminosas sugieren que un radio del halo de 50 kpc parece ser apropiado.

Se piensa que un valor de $0.8 < c/a < 0.9$ probablemente aplica a las estrellas de campo y cúmulos, donde c es el eje menor de un esferoide en la dirección perpendicular al plano galáctico y a es el eje mayor (ver Figura 8.2). Basados en conteo de estrellas, la densidad de masa estelar en la vecindad solar es $\sim 0.05 M_{\odot}/\text{pc}^3$. De ese total, la contribución debida a estrellas de alta velocidad del halo es $\sim 0.2\%$ o $10^{-4} M_{\odot}/\text{pc}^3$. Combinando esto con una ley de potencias de densidad espacial da una masa total estimada del halo estelar del orden de $1 \times 10^9 M_{\odot}$, del cual 1% es la masa combinada de los cúmulos globulares, el remanente está en las estrellas de campo.

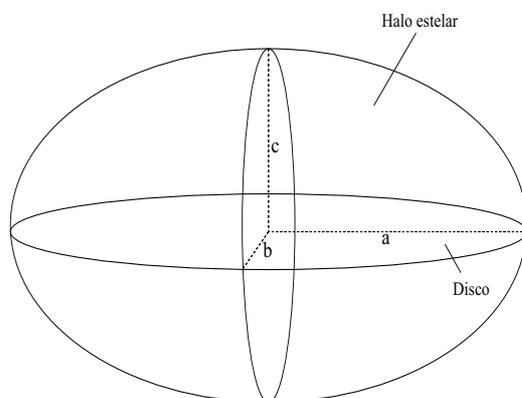


FIGURA 8.2: Forma general de un sistema esferoidal triaxial, donde los tres ejes del cumplen con la relación $a \geq b \geq c$.

Planetas en Cúmulos Globulares

El descubrimiento de planetas alrededor del pulsar PSR 1257+12 sugirió que los sistemas planetarios pueden ser detectados alrededor de pulsares encontrados en cúmulos globulares. Los periodos de vida de los sistemas planetarios en cúmulos estelares den-

Los planetas extrasolares parecen ser raros a inexistentes alrededor de estrellas de baja metalicidad (González 1998; González et al. 1999; Reid 2002; Santos et al. 2003; Fischer et al. 2004).

Los planetas extrasolares parecen ser raros a inexistentes alrededor de estrellas de baja metalicidad (González 1998; González et al. 1999; Reid 2002; Santos et al. 2003; Fischer et al. 2004).

En el cúmulo globular M4 (Figura 8.3) se conoce un sistema planetario con un planeta de la masa de Júpiter sobre una amplia órbita no coplanar orbitando un pulsar (PSR B1620-26) (Backer 1993, Thorsett et al. 1999). Beer et al. (2004) proponen que este planeta se formó como resultado de una interacción con una estrella pasajera. Beer et al. (2004) proponen que como M4 es un entorno galáctico de baja metalicidad, el planeta se formó a través de la interacción de una estrella pasajera con un disco circumbinario que le ocasionó inestabilidad gravitacional y consecuentemente la formación del planeta. Este mecanismo de formación planetaria es favorecido en sistemas estelares densos como los cúmulos globulares. Este proceso de formación es independiente de la metalicidad y demuestra que es posible formar planetas en cúmulos globulares.



FIGURA 8.3: Cúmulo globular M4. El círculo verde marca el pulsar orbitado por un planeta. El origen del planeta de masa tipo Júpiter se explica mediante la interacción gravitacional entre una estrella pasajera y el disco circumbinario (Beer et al. 2004).

Por otro lado el descubrimiento de planetas errantes en cúmulos globulares apoya la idea de que los discos planetarios pueden ser destruidos por interacciones gravitacionales debidas a encuentros estelares. Mediante el método de detección de planetas por

microlente gravitacional aplicado al cúmulo globular M22 (NGC 6656) se descubrieron seis candidatos a planetas errantes (Sahu et al. 2001) (Figura 8.4).

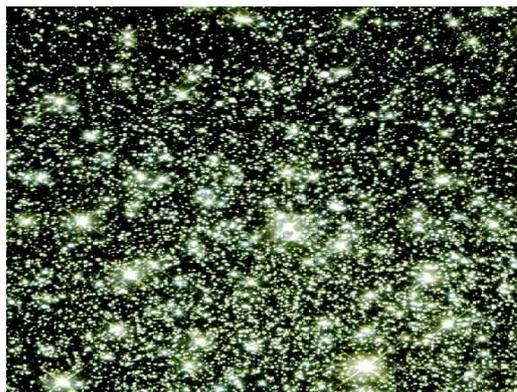


FIGURA 8.4: Cúmulo globular M22 (NGC 6656), donde se descubrieron seis candidatos a planetas errantes por el método de microlente gravitacional (Sahu et al. 2001).

En otro estudio referente a planetas extrasolares en cúmulos globulares, Soker y Hershendorff (2007) suponen que la detección de planetas tiene baja probabilidad. La dependencia de las propiedades de los sistemas planetarios con la metalicidad se aprecia cuando se considera la cantidad $I_e = M_p [a(1 - e)]^2$; donde, M_p , a , e , son la masa del planeta, el semieje mayor y la excentricidad, respectivamente. En sistemas de alta metalicidad hay una concentración de sistemas a altos y bajos valores de I_e , con un hueco de baja población cerca de $I_e = 0.3 M_J UA^2$, donde M_J es la masa de Júpiter. En sistemas de baja metalicidad, la concentración se encuentra sólo en el intervalo más alto de I_e , con una cola en valores bajos de I_e . Por lo tanto es posible que existan planetas alrededor de estrellas de secuencia principal en cúmulos globulares (Soker y Hershendorff 2007), aunque en pequeñas cantidades debido a la baja metalicidad. No sólo la metalicidad, sino también otras propiedades de la etapa de formación de los cúmulos globulares pudieran determinar la presencia de planetas (Soker y Hadar 2001).

8.1. Estructura y Distribución Interna en Cúmulos Globulares

La idea de experimentar la dinámica de encuentros estelares en esta región Galáctica es investigar si las nubes de Oort, los cinturones de Kuiper y los sistemas planetarios en general podrían sobrevivir en los cúmulos globulares. Para este propósito hemos realizado un cálculo a primer orden para estimar el tamaño del radio R de un disco sobre el cual ocurre un sólo encuentro estelar a un tiempo de 10^9 años (la quinta parte de la edad del Sol) como función de la distancia al centro del cúmulo.

Hemos realizado cálculos en una muestra de 9 cúmulos globulares galácticos con parámetros conocidos. En la Tabla 8.1 mostramos los parámetros dinámicos de los 9 cúmulos. La primera columna muestra el nombre del cúmulo, la segunda es la distancia al cúmulo, la tercera y la cuarta son el radio del núcleo en segundos de arco y en parsecs respectivamente, la quinta es la densidad central (ρ_0) y la última es la dispersión de velocidades típica (Beccari et al 2006, Pryor & Meylan 1993). Hemos decidido centrar nuestra atención al cúmulo globular M13, ya que se trata de un cúmulo globular viejo y bien estudiado. De la misma manera en que lo hicimos en el capítulo de los cúmulos abiertos, obtendremos una ley de dispersión de velocidades mediante el teorema del virial. La ley de dispersión depende de la densidad estelar volumétrica del cúmulo:

$$(v_{dispersion})^2 = \frac{Gmn}{2(r_{separacionpromedio})} \quad (8.1)$$

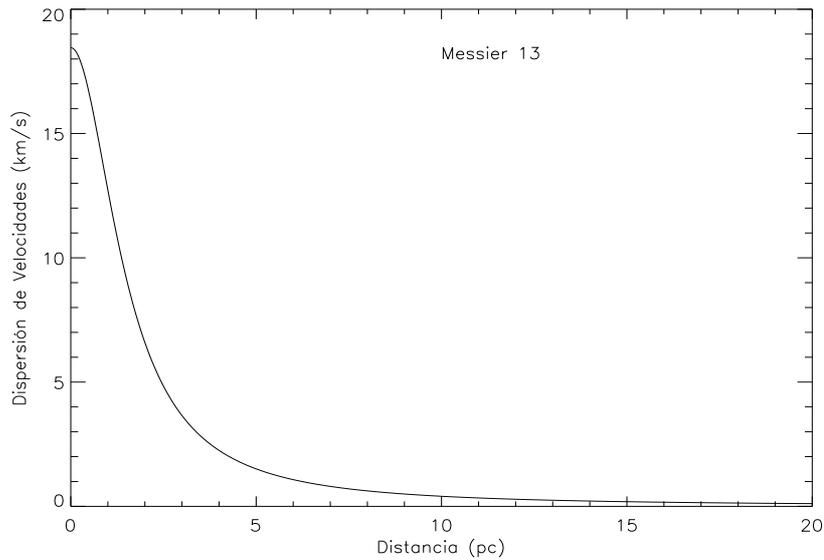
donde n es la ley de densidad estelar volumétrica, es decir, $n = \rho(r)$ y la separación promedio la calculamos mediante la expresión:

$$r_{separacionpromedio} = \left(\frac{1}{\rho(r)}\right)^{1/3} \quad (8.2)$$

En la Figura 8.5 mostramos la ley de dispersión de velocidades que hemos obtenido con el teorema del virial para Messier 13 como función de la posición en el cúmulo.

TABLA 8.1: Parámetros dinámicos de la muestra de cúmulos globulares galácticos que hemos estudiado.

Nombre del cúmulo	Distancia (kpc)	r_c (seg.arc)	r_c (pc)	$\log(\rho_0)(M_\odot pc^{-3})$	σ (km/s)
NGC 5272 (M3)	10.1	30	1.47	4.0	5
NGC 6205 (M13)	7.7	40	1.49	3.9	6.6
NGC 6093 (M80)	9.8	6.5	0.31	5.4	12.5
NGC 6254 (M10)	4.7	40	0.91	4.05	5.5
NGC 288	8.8	85	3.63	2.3	2.8
NGC 6341 (M92)	9.04	0.61	1.47	4.7	5
NGC 6266 (M62)	6.6	19	0.61	5.5	14
NGC 6752	10.1	4.3	5.7	5.6	4.5
NGC 104 (47 Tuc)	4.6	21	0.47	5.3	10


 FIGURA 8.5: Ley de dispersión de velocidades de Messier 13, obtenida mediante el teorema del virial. Hemos considerado que cada una de las estrellas de Messier 13 tiene $1 M_\odot$ y de que no existe interacción entre las estrellas. La dispersión de velocidades típica de los objetos de M67 se toma de 6.6 km/s

Para los cálculos numéricos, como en el caso de los cúmulos abiertos hemos empleado el caso particular de la ley de densidad generalizada de Schuster (Ninkovic 1998), la cual es una versión más simple que la del perfil de King con una frontera finita y que

se ajusta bien al perfil de King de cúmulos globulares donde el radio del núcleo y la ley de densidad central son conocidas.

En la Figura 8.6 mostramos la ley de densidad estelar como función de la posición en el cúmulo; los caminos libres medios obtenidos con la relación $\lambda = 1/(n\sigma_d)$, donde n es la densidad estelar volumétrica por número que obtenemos suponiendo que todas las estrella tienen $1 M_\odot$ y σ_d es una sección transversal de colisión que tomamos como $\sigma_d = \pi (2R)^2$, donde R es el radio obtenido de las simulaciones numéricas donde un sistema planetario es severamente perturbado, en este caso lo tomamos como $R = 200$ UA; los tiempos entre colisiones como función de la distancia al centro del cúmulo, este tiempo lo calculamos dividiendo el camino libre medio entre la dispersión de velocidades; el número de colisiones a distancias menores de 200 UA como función de su posición en el cúmulo a un tiempo de una quinta parte de la edad del Sol, es decir, 10^9 años.

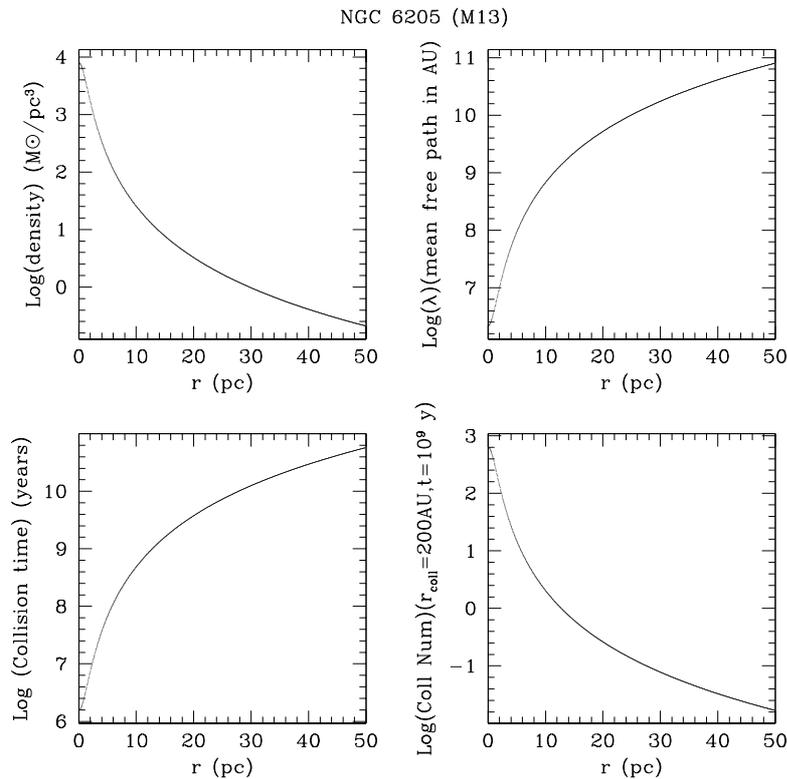


FIGURA 8.6: Cúmulo globular NGC 6205 (M13)

Como lo hicimos en el caso del cúmulo abierto Messier 67, calcularemos el valor del radio R de un disco sobre el cual ocurre un sólo encuentro estelar a un tiempo de 10^9 años, como función de su distancia al centro del cúmulo. Sin pérdida de generalidad utilizaremos la expresión matemática que derivamos para Messier 67, sustituyéndole los valores para M13, la expresión es

$$R = \sqrt{\frac{1}{4\pi * T_e * n * v}} \quad (8.3)$$

donde $T_e=10^9$ años es el tiempo al que calcularemos el radio al que ocurre un encuentro; n es la densidad estelar volumétrica de M13 en pc^{-3} , donde hemos supuesto que todas las estrellas tienen una masa Solar; v es la ley de dispersión de velocidades en pc/año . Con esas unidades de las variables, el radio R tendría unidades de pc, bastará con multiplicar la ecuación 8.3 por el factor 206265 para convertir a UA.

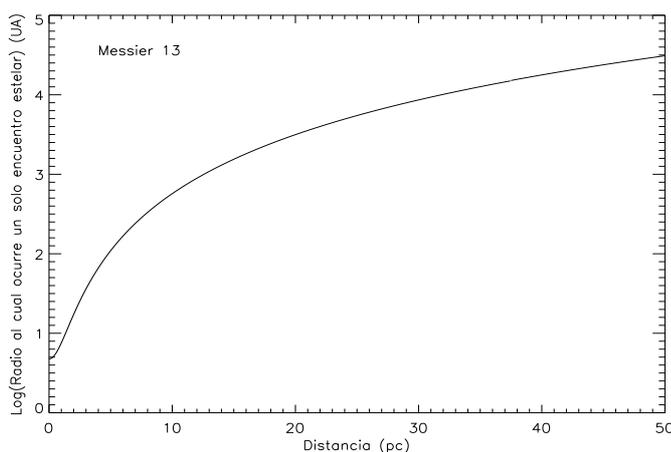


FIGURA 8.7: Valor del radio R del disco al cual ocurre un encuentro estelar a un tiempo de 10^9 años por cada una de las estrellas del cúmulo globular M13, como función de la distancia. Hemos considerado que cada una de las estrellas tienen $1 M_{\odot}$. Notamos que el valor del radio R es proporcional a la distancia, lo que significa que en las regiones internas del cúmulo los encuentros estelares son más cercanos que en la periferia.

En la Figura 8.7 mostramos el valor del radio R de un disco planetario en general sobre el cual ocurre un solo encuentro estelar a un tiempo de 10^9 años como función de su distancia al centro de M13. Para estos resultados hemos considerado órbitas circulares de las estrellas del cúmulo, ya que si incluimos la excentricidad de las estrellas, entonces el número de encuentros estelares sobre el disco planetario sería diferente, por lo que

obtendríamos resultados erróneos, ya que en la realidad muchas estrellas pasan a través del borde exterior así como por el núcleo varias veces.

De los resultados notamos que el valor de R aumenta proporcionalmente con la posición en el cúmulo, lo que significa que en las regiones centrales del cúmulo ocurren encuentros estelares muy cercanos, por ejemplo, en el centro del cúmulo cada estrella al tiempo de 10^9 años ha sufrido un encuentro estelar a una distancia de ≈ 4 UA, lo cual ocasionará efectos perturbativos severos sobre un disco planetario, existiendo la posibilidad de que la estrella pase por la zona de habitabilidad (que para una estrella tipo solar se encuentra entre 0.97 y 1.07 UA), lo cual pone en riesgo la habitabilidad de planetas. Esto es sólo cierto si las estrellas en el centro, están en el centro por todo su tiempo de vida, para lo que se requieren órbitas circulares con un semieje mayor muy pequeño. En la realidad es probable que existan pocas estrellas exactamente en el centro del cúmulo.

Para nuestro análisis, hemos considerado que las órbitas de cada una de las estrellas en el cúmulo son órbitas circulares y encontramos que a partir de una distancia de aproximadamente 7 pc del centro ocurren encuentros estelares con parámetros de impacto superiores a 200 UA, que es un parámetro de impacto a partir del cual comienzan los efectos perturbativos severos. Si incluiríamos la excentricidad de las estrellas de Messier 13, entonces los resultados cambiarían mucho. Ya que muchas estrellas que se encuentran a más de 50 pc pueden pasar a través del núcleo del cúmulo, pueden ser despojadas de discos planetarios.

8.2. Simulaciones Numéricas en el Cúmulo Globular M13

Para modelar encuentros estelares en el cúmulo globular M13 hemos considerado un disco de 5000 partículas localizadas a diferentes fases desde 0.5 hasta 100 UA, un tiempo total de integración de 10000 años, donde la estrella alcanza el parámetro de impacto en exactamente la mitad del tiempo.

Modelaremos un sistema planetario en general. Hemos considerado la ley de dispersión de velocidades obtenida mediante el teorema del virial y la masa de la estrella

pasajera la tomaremos de $1 M_{\odot}$.

Hemos escogido 5 posiciones con respecto al centro de M13 para realizar nuestras simulaciones numéricas: 0 pc (posición 1), 1 pc (posición 2), 2 pc (posición 3), 4 pc (posición 4), 8 pc (posición 5); para la posición 1 el valor de R es de 3.98 UA, por lo que tomaremos 1.33 UA (punto 1) y 2.65 UA (punto 2) como parámetros de impacto. Para la posición 2, el valor de R es de 7.94 UA y tomaremos 2.65 UA (punto 1) y 5.29 UA (punto 2) como parámetros de impacto; para la posición 3 el valor de R es de 15.85 UA, por lo que tomaremos 5.28 UA (punto 1) y 10.57 UA (punto 2) como parámetros de impacto, para la posición 4 el valor de R es de 63.10 UA, por lo que tomaremos 21.03 UA (punto 1) y 42.07 UA (punto 2) como parámetros de impacto y para la posición 5 el valor de R es de 316.23 UA, por lo que tomamos 105.41 UA (punto 1) y 210.82 UA (punto 2) como parámetros de impacto.

En la Figura 8.8 mostramos las posiciones resultantes de las partículas prueba durante un encuentro estelar. Se trata de un arreglo de 10 paneles; las columnas se refieren a cada uno de las cinco posiciones que hemos considerado, es decir, indican la ubicación de un sistema planetario a lo largo de Messier 13. Mientras que las filas indican los puntos 1 y 2, descritos previamente.

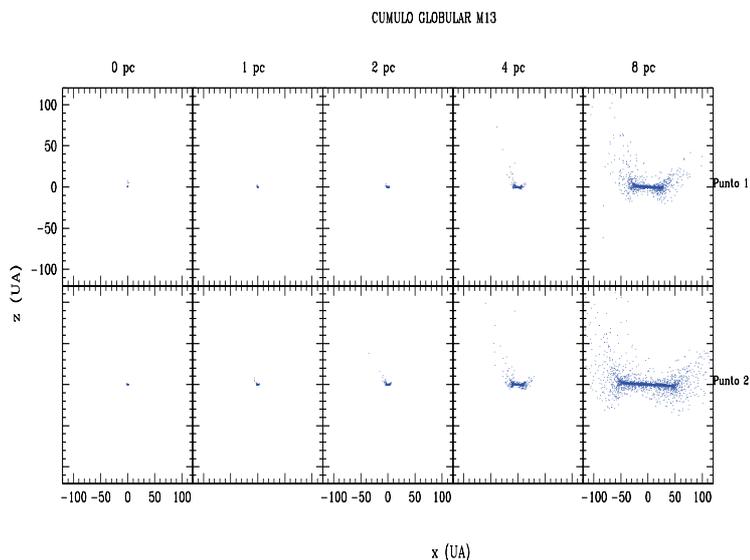


FIGURA 8.8: Posiciones resultantes en el cúmulo globular Messier 13. La densidad estelar central es suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos. Se muestran desde la perspectiva x - z . En las regiones internas del cúmulo, los discos se muestran más calentados dinámicamente que aquellos que se encontrarían en las regiones externas.

Los parámetros orbitales resultantes que vamos a obtener son excentricidad, inclinación, pericentro y apocentros. La dirección de la estrella pasajera la consideramos tomando en cuenta los valores de los ángulos involucrados en la geometría del encuentro estelar, para ello ponemos la situación más general en donde $\phi = 0^\circ$, $\alpha = 45^\circ$ y $\theta = 45^\circ$. Todos los parámetros dinámicos se mantienen fijos en esta simulación, el único parámetro que variaremos será el parámetro de impacto. En las Figuras 8.9 a 8.12 mostramos la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro. En cada una de las gráficas las columnas indican la posición del sistema planetario en el cúmulo y las filas indican al punto 1 y 2, descritos previamente.

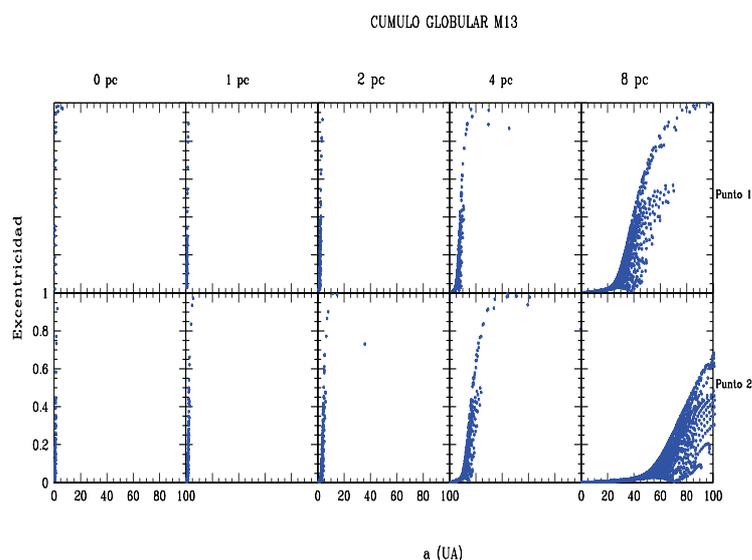


FIGURA 8.9: Excentricidad resultante. La densidad estelar central es suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

Ciertamente en las regiones centrales del cúmulo la densidad central es mayor que en las regiones externas, lo que implica que en el exterior del cúmulo es posible encontrar sistemas planetarios dinámicamente fríos, este resultado se debe a que no hemos considerado las excentricidades de las estrellas en el cúmulo, es decir, hemos supuesto que todas las estrellas tienen órbitas circulares. Si consideráramos las excentricidades de las estrellas, implicaría que las estrellas (y sus respectivos sistemas planetarios) que se encuentran en el exterior del cúmulo, tienen la posibilidad de introducirse a la región interna, en donde serían perturbados por la alta densidad que ahí existe. Si consideramos

la excentricidad, los resultados serían distintos.

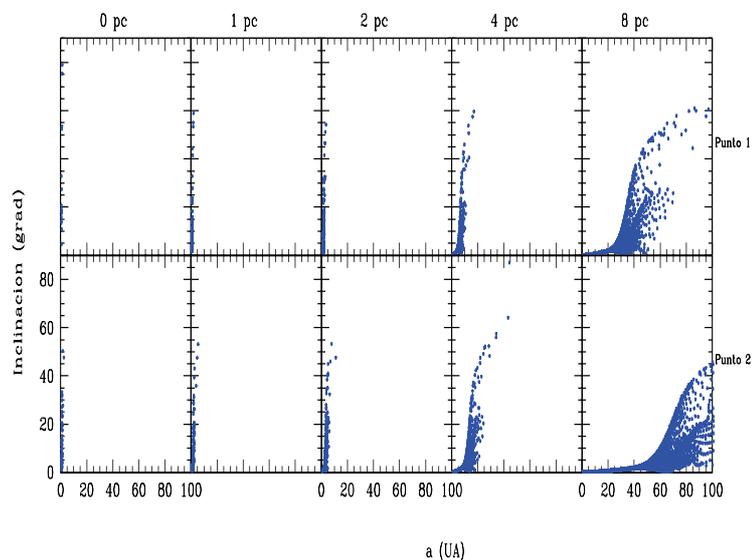


FIGURA 8.10: Inclinação resultante. La densidad estelar central es suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

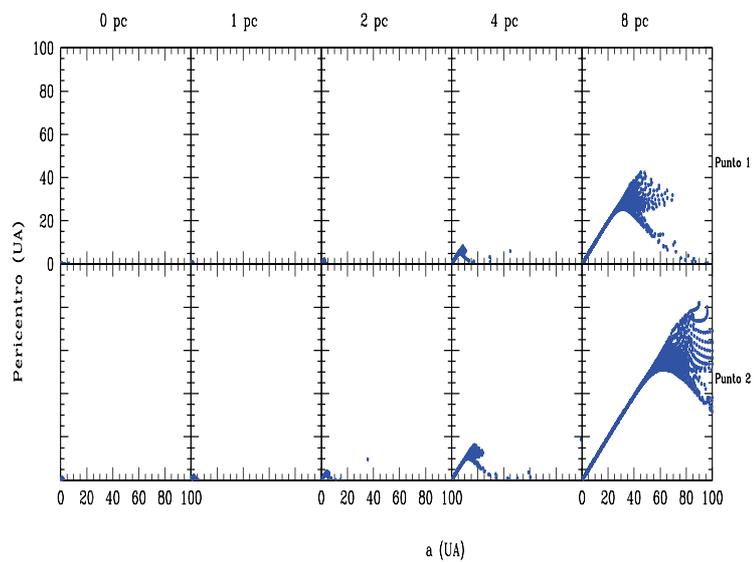


FIGURA 8.11: Pericentros resultantes. La densidad estelar central es suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

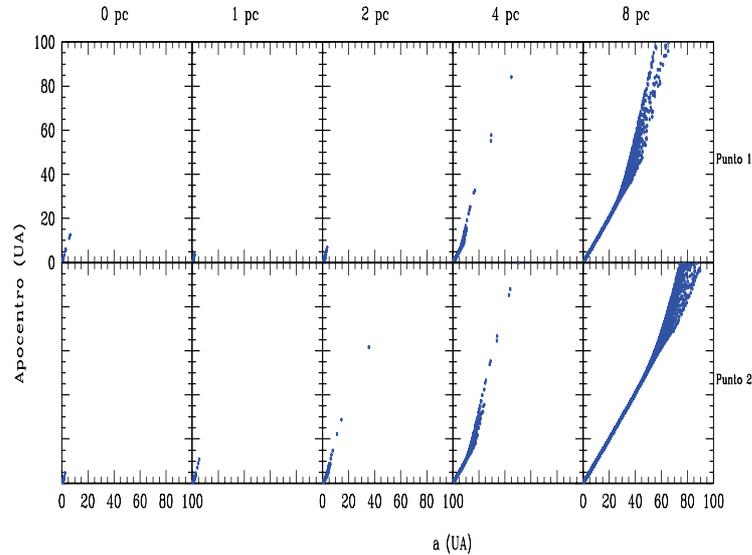


FIGURA 8.12: Apocentros resultantes. La densidad estelar central es suficientemente alta como para producir encuentros estelares severos.

Encontramos que en los casos de 0, 1 y 2 pc las excentricidades a semiejes mayores de 0 a 5 UA (semieje mayor de Júpiter) alcanzan valores de hasta 1 para cualquiera de los puntos 1 y 2. A 8 pc, la excentricidad comienza a aumentar desde 20 UA (semieje mayor de Urano) cuando el parámetro de impacto es de 105.41 UA (punto 1) y desde 40 UA (semieje mayor de Plutón) cuando el parámetro de impacto es de 210.82 UA (punto 2).

Debe tenerse en cuenta que este es sólo el efecto causado por un solo pasaje estelar. En las regiones centrales del cúmulo, es probable que los sistemas planetarios no puedan sobrevivir el tiempo suficiente como para desarrollar algún tipo de vida. Mientras que en las regiones externas del cúmulo es más probable encontrar sistemas planetarios dinámicamente fríos y por tanto planetas con órbitas circulares. Estas conclusiones las obtenemos suponiendo que todas las estrellas de M13 están en órbitas circulares, si incluíamos la excentricidad de las estrellas, los resultados cambiarían totalmente.

Las estrellas de M13 sufren, hasta al menos el radio a media masa del cúmulo, una cantidad de encuentros estelares que van desde miles hasta uno, que son suficientes para perturbar severamente las órbitas circulares estables. Esto significa que si existen planetas en las partes centrales y hasta al radio a media masa de los cúmulos globulares,

entonces son fuertemente perturbados dinámicamente, lo que implicaría órbitas muy excéntricas. Los planetas en órbitas elípticas entrarían y saldrían de la zona de habitabilidad circumestelar, lo que les provocaría variaciones muy severas en la temperatura superficial del planeta, dificultando de esta manera el desarrollo y evolución de la vida. Para Williams y Pollard (2002) el límite en excentricidad orbital para que un planeta con condiciones similares a las de Tierra pueda ser considerado habitable es de ~ 0.4 .

8.3. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Globular M13

Hemos calculado parámetros de impacto a una escala de tiempo de 10^9 años sobre un radio al cual ocurre un solo encuentro estelar. Los parámetros de impacto encontrados van desde 3.98 UA (en la región más interna del cúmulo, a 0 pc) hasta 31030.01 UA (en el borde exterior del cúmulo, a 50 pc); a 0 pc la velocidad es de 18.46 km/s, y a 50 pc vale 0.02 km/s, de acuerdo a la ley de dispersión de velocidades obtenida mediante el teorema del virial, por lo que el producto de los parámetros de impacto y la dispersión de velocidades se encuentra en el intervalo desde 87.71 UA*km/s hasta 508.22 UA*km/s. En la Figura 8.13 mostramos el producto de los parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición en el cúmulo.

A cualquier posición en el cúmulo el valor del producto del parámetro de impacto y la dispersión de velocidades es menor que 7100 UA*km/s, lo que implica claramente que los sistemas planetarios han sido despojados de sus nubes de Oort como consecuencia de los encuentros estelares. Para esta conclusión hemos considerado que cada una de las estrellas en el cúmulo tienen una masa solar.

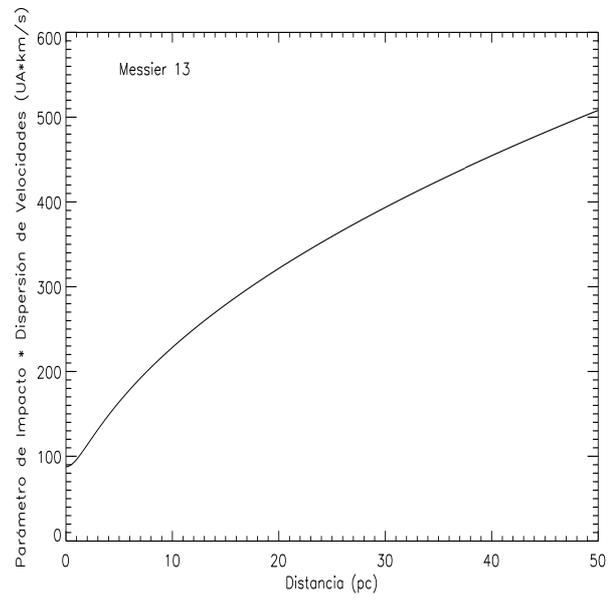


FIGURA 8.13: Producto de los parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición en el cúmulo M13. A cualquier posición, las nubes de Oort serían despojadas de sus componentes por los encuentros estelares.

Capítulo 9

Bulbo-Barra Galáctica

Con los ejemplos de otras galaxias, así como de los datos obtenidos de conteos de estrellas e información recogida de varios indicadores de distancias y análisis de abundancias, se ha construido un modelo de la estructura de la Vía Láctea. Sin embargo muchos detalles permanecen inciertos y podrían cambiar a medida que se obtenga más información. Las perspectivas frontal y de canto de la Galaxia se muestran en las Figuras 9.1 y 9.2, respectivamente.

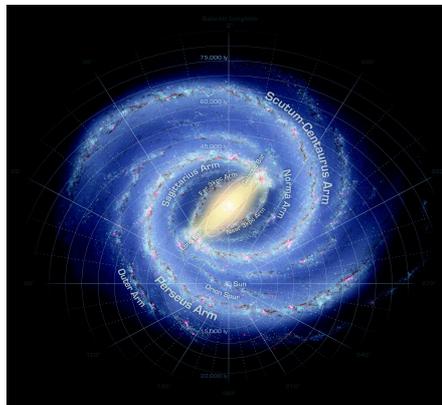


FIGURA 9.1: Perspectiva frontal de la Vía Láctea. Las formas de los brazos espirales y la longitud de la barra asociadas con el bulbo central están basados en los datos actualmente disponibles. En la figura se muestra la posición que ocupa el Sol sobre la Galaxia [NASA].

En la Tabla 9.1 mostramos los valores de los parámetros asociados con el bulbo-barra de la Galaxia que emplearemos para este capítulo.

TABLA 9.1: Valores de los parámetros asociados con el bulbo-barra empleados en este capítulo.

Parámetro	Valor	Referencia
M ($10^{10} M_{\odot}$)	2	Zhao (1996)
Forma	Elipsoide casi prolato	Freundenreich (1998)
Longitud de escala (kpc)	2.6	Freundenreich (1998)
Densidad Estelar	sech^2	Freundenreich (1998)
Dispersión de Velocidades	$c(r/r_0)^{\alpha}/(1+b(r/r_0)^{\beta}) + d/\sqrt{r/r_0}$	Tremaine et al. (2002)
Edad (Ga)	15	Ng (1998)

9.1. El Bulbo-Barra Galáctico

Aunque la escala de altura vertical del disco delgado es de ~ 350 pc en la vecindad del Sol, el valor se incrementa hacia las regiones internas de la Galaxia, donde el disco encuentra al bulbo-barra galáctico. El bulbo-barra no es una extensión del disco, es una componente independiente de la Galaxia. La masa del bulbo-barra es de $\sim 4.5 \pm 1.5 \times 10^9 M_{\odot}$ y su luminosidad en la banda B es $\sim 5 \pm 2 \times 10^9 L_{\odot}$. Esto proporciona una razón masa/luminosidad de $0.9 \pm 0.47 M_{\odot}/L_{\odot}$ (Binney y Tremaine 2007).

Una dificultad en la observación de las propiedades del bulbo-barra se debe a la gran cantidad de extinción a longitudes de onda en el visible por el polvo existente entre Sol y el centro galáctico. Sin embargo existen líneas de visión para las cuales la cantidad de extinción es mínima. La más conocida de estas es la **ventana de Baade**. Se encuentra a 3.9° debajo del centro galáctico y la línea de visión pasa a 550 pc del centro.

La estructura del bulbo-barra es evidente en la imagen del satélite COBE (Figura 9.2). Esa imagen fue producida combinando observaciones a $1.2 \mu\text{m}$, $2.2 \mu\text{m}$ y $3.4 \mu\text{m}$.

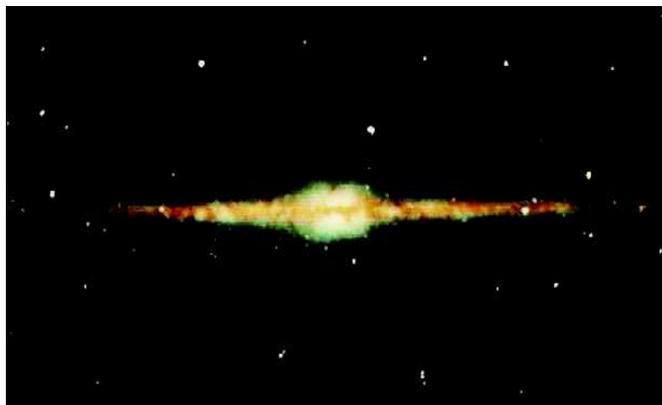


FIGURA 9.2: Imagen en infrarrojo de la Vía Láctea tomada por el COBE. La imagen fue producida de observaciones a $1.2 \mu\text{m}$, $2.2 \mu\text{m}$ y $3.4 \mu\text{m}$, y ampliada 96 grados cada lado del centro galáctico. (Cortesía de COBE Science Working Group y NASA's Goddard Space Flight Center.)

Se piensa que existen tres grupos distintos de edades en el bulbo-barra central. Un conjunto de estrellas parece ser muy joven, con edades $<200 \text{ Ma}$, un segundo conjunto tiene edades de entre 200 Ma hasta 7 Ga , y el tercer conjunto tiende a ser más viejo de entre 7 Ga hasta de 10 Ga o mayor. Además se nota una tendencia, las estrellas viejas en el bulbo-barra tienden a tener altas metalicidades, mientras que las estrellas más jóvenes tienen una distribución uniforme de metalicidades en el intervalo de -2 a 0.5 . Este patrón probablemente se deba a eventos de formación estelar masiva cuando la Galaxia era joven. Aparentemente el colapso de supernovas enriqueció al medio interestelar primigéneo en la vida del bulbo-barra implicando que generaciones subsecuentes de estrellas contengan elevada abundancia de elementos pesados.

Entre las investigaciones actuales del bulbo-barra, están aquellas referentes a su estructura y distribución espacial, el resultado es que aún no es claro si existen de manera independiente un bulbo y una barra o si se trata del mismo componente galáctico. Ahora mencionaremos algunas ideas referentes a la barra como elemento independiente del bulbo.

9.1.1. La Barra de la Vía Láctea

Entre los diferentes componentes estelares de la Galaxia están un disco delgado y un disco grueso, un halo, brazos espirales, posiblemente un anillo estelar y el bulbo/barra.

Los componentes del bulbo/barra (bulbo, barra o bulbo-barra) son quizás los más difíciles de separar de otros componentes debido a la extinción y a nuestra perspectiva de ellos debido a nuestra posición en el plano galáctico (Zhao 2000). Su morfología ha sido tópico de controversia reciente (Sevenster et al. 1999, Garzón 1999, Merrifield 2004).

La historia de la barra comenzó con el descubrimiento de grandes velocidades no circulares de 135 km/s a 3 kpc en los brazos espirales (Rougoor y Oort 1960; Rougoor 1964). De Vaucouleurs (1964) fue el primero en intentar explicar los movimientos de estos brazos en términos de un potencial no axisimétrico (barra) en el centro de la Galaxia. La hipótesis no axisimétrica no fue bien recibida por la comunidad, que favorecían el modelo de eyección de Oort (1977). Sin embargo, Kerr (1967) explicó los 3 kpc y 135 km/s en términos de la barra. Peters (1975) modeló la distribución de HI derivada de diagramas $l-v$ al interior de 4 kpc de la Galaxia en términos de órbitas elípticas concéntricas. Encontró que una orientación de 45° respecto al radio vector solar se ajustaba a las características en los diagramas $l-v$, incluyendo los brazos a 3 kpc y 135 km/s.

La propuesta de López-Corredoira et al. (2007) es que existen dos componentes independientes (Hammersley et al. 2001): *una barra larga* ($-14^\circ < l < +30^\circ$, $|b| \leq 1.5^\circ$) y un *bulbo triaxial* que es corto y mucho más ancho en latitud (observable a $|l| \leq 15^\circ$, $|b| \leq 10^\circ$). Sus ángulos de posición no deben de coincidir, aunque las últimas mediciones proporcionan valores que no difieren mucho: $43^\circ \pm 7^\circ$ para la barra larga (Hammersley et al. 2000) y $28^\circ \pm 8^\circ$ para el bulbo triaxial (López-Corredoira et al. 2005). La hipótesis de López-Corredoira et al. (2007) respecto a la existencia de una barra proviene de los datos de la investigación en el infrarrojo cercano (TGMS) (Garzón et al. 1993). Respecto a las poblaciones estelares, Ng (1998) encontró dos poblaciones hacia el centro: una vieja, que es rica en metales ($Z=0.005-0.08$, $t=13-15$ Ga), quizás el bulbo galáctico y una joven, pobre en metales ($Z=0.003-0.03$, $t=8-9$ Ga), quizás la barra galáctica. Cole y Weinberg (2002) mostraron una estructura no axisimétrica que debe ser más joven que 6 Ga.

Por otro lado, se piensa que las barras galácticas se forman como resultado de la inestabilidad en discos que rotan diferencialmente (Sellwood 1981), mientras que los bulbos son una componente galáctica primordial. Athanassoula (2005) argumenta que los bulbos son sólo una parte de la barra.

En la Tabla 9.2 mostramos algunos parámetros de la barra (López-Corredoira et al.

TABLA 9.2: Parámetros de la Barra Galáctica (López-Corredoira et al. 2007)

Parámetro	Valor
Ángulo del centro galáctico al eje del centro del Sol	43°
Longitud del semieje mayor	3900 pc
Grosor horizontal a $l=20^\circ$	1170 pc
Grosor vertical a $l=20^\circ$	200 pc
Densidad estelar a $l=20^\circ, b=0^\circ$, con $M_K < -6.1$	$7 \times 10^{-5} \text{pc}^{-3}$
Masa total (suponiendo población estelar del bulbo)	$6 \times 10^9 M_\odot$

2007). La longitud del semieje mayor, 3.9 kpc se obtiene de suponer que el final de la barra se encuentra a $l = 27^\circ$, que el ángulo de la barra es 43° , y que la distancia al centro galáctico es de $R_\odot = 8$ kpc, el grosor se estima de la dispersión en las estrellas rojas, con magnitud 0.5-0.6 mag (Benjamin et al. 2005, Cabrera-Lavers et al. 2006).

Debido a que aún no es claro si existen de manera independiente el bulbo y la barra o si se trata de una misma componente bulbo-barra, nosotros en la tesis analizaremos esta región galáctica como si se tratara de una sola componente, a la que llamaremos simplemente bulbo-barra galáctico. También sabemos que en esta componente galáctica la dinámica es compleja y no es semejante a la de cúmulos estelares.

En los cúmulos abiertos, la dispersión de velocidades no varía mucho con la posición, ya que las variaciones en la velocidad son pequeñas; para el bulbo-barra es distinto, tomaremos la ley de dispersiones de velocidad de Tremaine et al. (2002), quienes tienen mediciones de dispersiones de velocidad para objetos en el bulbo-barra desde 0.085 hasta 1284 pc del centro galáctico. Ese intervalo de distancias corresponde a la región interna del bulbo, ya que esta componente galáctica se extiende hasta ~ 3.5 kpc. La ley de densidad estelar volumétrica para el bulbo-barra la tomaremos del trabajo de Freudenreich (1998), que propuso una ley de densidad estelar del tipo de $sech^2$ directamente de las observaciones del telescopio *COBE*.

9.1.2. Planetas Extrasolares en el Bulbo-Barra Galáctico

A la fecha se han descubierto más de 320 planetas, la mayoría de ellos se localizan alrededor de estrellas cercanas y brillantes. Todas las detecciones por velocidad radial

y un gran número de las detecciones por tránsito planetario se encuentran confinadas a estrellas dentro de un radio de 200 pc, un pequeño número de detecciones por micro-lente gravitacional tienen estrellas tan lejos como 6 kpc (J. Schneider, Enciclopedia de Planetas Extrasolares 2008).

Además, las detecciones por velocidad radial han estado principalmente confinadas a estrellas similares al Sol (F-K), aunque se están haciendo estudios por velocidad radial con estrellas enanas M (Marcy, 2005; Butler et al. 2006; Bonfils et al. 2005). En contraste con los resultados por velocidad radial, mediante tránsito planetario se investigó al cúmulo globular 47 Tuc (Gilliland et al. 2000), y no se encontraron planetas tipo Júpiter en 34000 estrellas del cúmulo. Esta discrepancia fue tentativamente atribuida al entorno y a la baja metalicidad.

Existen varias preguntas referentes al estudio de los planetas extrasolares, ¿son abundantes en otras partes de la Galaxia?, ¿son igualmente numerosos alrededor de estrellas de baja masa?, ¿son comunes alrededor de poblaciones muy distintas?, ¿una alta abundancia en elementos favorece la formación planetaria en otras partes de la Galaxia?. Sahu et al. (2007) con el proyecto SWEEPS (Sagittarius Window Eclipsing Extrasolar Planets Search) intentaron afrontar estas preguntas. El bulbo-barra galáctico tiene una gran concentración de estrellas cuyo rango de metalicidades va de $-1.5 < \text{Fe}/\text{H} < +0.5$ (Rich y Origlia 2005; Zoccali et al. 2003; Fulbright et al. 2006), y por lo tanto es un sitio ideal para este estudio. Sahu et al. (2007) usaron el *Hubble Space Telescope* para monitorear aproximadamente 180,000 estrellas F, G, K y enanas M con $18.5 < V < 26$ en un campo estelar denso (3.3×3.3 arcmin) en el bulbo-barra galáctico para planetas transitantes sobre estas estrellas.

Sahu et al. (2007) descubrieron 16 candidatos a planetas extrasolares en tránsito con períodos de 0.6 a 4.2 días, incluyendo una nueva clase de planetas de período ultra corto (USPP) con períodos de menos de 1.2 días (Figura 9.3). Las magnitudes de las estrellas se encuentran en el rango de $V=18.8$ y 26.2 , que corresponden a masas estelares de 1.24 a $0.44 M_{\odot}$. Las observaciones de velocidad radial de dos de los candidatos más brillantes apoyan su naturaleza planetaria. Los resultados sugieren que la frecuencia de planetas aumenta con la metalicidad para las estrellas en el bulbo galáctico. Todas las estrellas anfitrionas de los planetas de período ultra corto son estrellas de baja masa, lo que hace pensar que los planetas cercanos alrededor de estrellas masivas son evaporados, o que

los planetas son capaces de migrar y sobrevivir en órbitas cercanas alrededor de tales estrellas viejas y de baja masa.



FIGURA 9.3: Representación artística de un planeta extrasolar en el bulbo-barra galáctico. Sahu et al. (2007) descubrieron 16 planetas extrasolares transitorios con períodos de 0.6 a 4.2 días, incluyendo una nueva clase de planetas de período ultra corto (USPP) con períodos de menos de 1.2 días

9.1.3. Densidad Estelar en el Bulbo-Barra Galáctico

La densidad estelar volumétrica que emplearemos para modelar encuentros estelares en esta región galáctica es la descrita por Freudenreich (1998). De la investigación del experimento DIRBE del COBE a longitudes de onda de 1.25, 2.2, 3.5 y 4.9 μm , Freudenreich (1998) derivó un modelo del disco estelar viejo y del bulbo-barra. Su modelo concuerda bien con los datos, excepto en las direcciones en las cuales la profundidad óptica en el infrarrojo cercano es alta. Entre sus conclusiones está que el Sol se encuentra localizado a ~ 16.5 pc sobre el punto medio del plano galáctico. Encuentra que el disco tiene un borde exterior a 4 kpc del Sol y un borde interior en el cual se encuentra al bulbo-barra, inclinada $\sim 14^\circ$ respecto a la línea entre el Sol y el centro galáctico. Su modelo consta de un disco estelar exponencial, un bulbo-barra y un disco exponencial de polvo difuso, no incluye un disco grueso.

Freudenreich (1998) modeló el bulbo-barra de la Galaxia con tres tipos de funciones matemáticas: propuso una ley de potencias, una función exponencial y una función $sech^2$. De estas, la función $sech^2$ proporciona el mejor ajuste, pero los tres modelos del bulbo-barra concuerdan en varios puntos, por ejemplo, el bulbo-barra tiene el mismo color que el disco, pero una escala de altura mayor; el bulbo-barra se encuentra en el

TABLA 9.3: Visión general de valores recientes de parámetros que describen el bulbo-barra de la Galaxia. Freudenreich (1998), Bissantz y Gerhard (2002) y Merrifield (2004) se refieren al bulbo triaxial de López-Corredoira.

Referencia	a_m [pc]	a_0 [pc]	$1 : \eta : \xi$	ϕ [grados]
Whitelock (1992)				45
Binney et al.(1997)	1900	100	1:0.6:0.4	20
Freudenreich (1998)	2600			
Bissantz y Gerhard (2002)	2800	100	1:(0.3-0.4):0.3	20-25
Merrifield (2004)			1:0.6:0.4	25
Babusiaux y Gilmore (2005)				22 ± 5.5
Groenewegen y Blommaert (2005)				43
López-Corredoira et al.(2007)				43

plano de la Galaxia y esta inclinada 9° - 15° respecto a la línea entre el Sol y el centro galáctico. El modelo matemático $sech^2$ del bulbo-barra, es el mejor modelo en términos de simplicidad, y de similitud con otras galaxias espirales barradas.

La ley de densidad estelar volumétrica $sech^2$ propuesta por Freudenreich (1998) y en la que nos basaremos para analizar los encuentros estelares en la tesis está dada por la expresión

$$\rho = \rho_0 sech^2(r/r_0) \quad (9.1)$$

donde ρ_0 es la densidad central, y r_0 es la escala de longitud de la barra ~ 2600 pc (Freudenreich 1998; Vanhollebeke et al. 2007). En la Tabla 9.3 mostramos una visión general de acuerdo con varias referencias de los parámetros que describen el bulbo-barra galáctico (Vanhollebeke et al. 2007).

Para poder emplear la expresión 9.1 es necesario que conozcamos la densidad central ρ_0 , y para conocerla hemos realizado una simple integral triple. Vamos a considerar que la barra tiene una masa de $2 \times 10^{10} M_\odot$ (Zhao 1996) y que de acuerdo a los modelos para la barra de Freudenreich (1998), la barra termina a $R \approx 3.5$ kpc. De la expresión general para la masa del bulbo

$$M_{Barras} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^R r^2 \sin\phi \rho_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{r}{r_0}\right) dr d\theta d\phi \quad (9.2)$$

despejamos la densidad central ρ_0 . Una vez conocida la densidad central ρ_0 y sin pérdida de generalidad, la expresión para la densidad estelar volumétrica queda de la siguiente forma

$$\rho = \frac{M_{Barras} * \operatorname{sech}^2(r/r_0)}{4\pi \int_0^{R/r_0} x^2 \operatorname{sech}^2 x dx} \quad (9.3)$$

La integral de la ecuación 9.3 es una integral numérica y hemos utilizado el programa de cómputo *Mathematica* para resolverla. Para estimar la densidad estelar volumétrica por número, vamos a suponer que cada una de las estrellas del bulbo tienen $1 M_\odot$, esta suposición la hacemos para simplificar los cálculos y además porque estamos interesados en sistemas planetarios semejantes al sistema Solar. La densidad estelar volumétrica se muestra en la Figura 9.4, hemos graficado hasta 1300 pc que es la región del bulbo-barra que analizaremos, ya que tenemos una ley de dispersión de velocidades (que utilizaremos más adelante) que cubre desde el centro galáctico hasta 1300 pc.

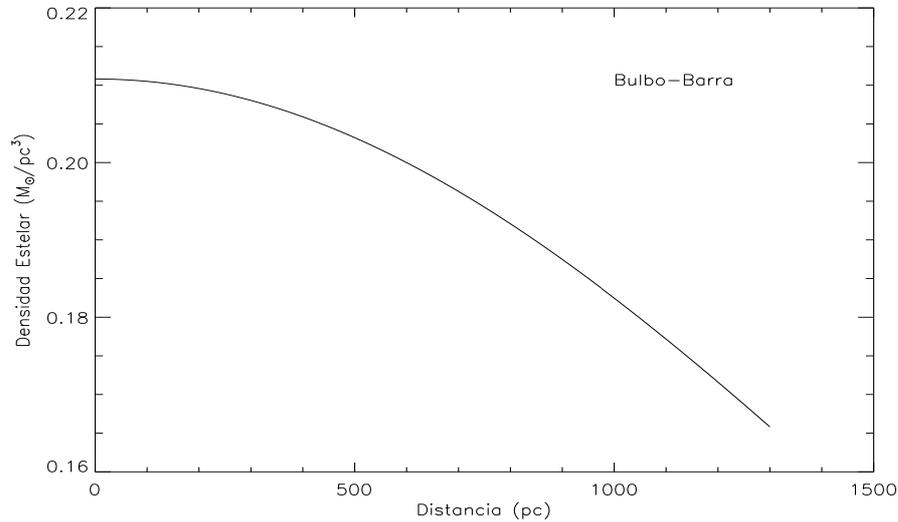


FIGURA 9.4: Densidad estelar por número sobre pc^3 del bulbo-barra. Por simplicidad de cálculos hemos considerado que cada una de las estrellas en el bulbo-barra tienen $1 M_\odot$. Hemos tomado la masa del bulbo de $2 \times 10^{10} M_\odot$, la longitud de escala de la barra de 2600 pc y que la barra termina a 3500 del centro galáctico. Esta ley de densidad estelar sech^2 es la mejor que ajusta a la barra de los modelos de Freudenreich (1998).

9.1.4. Dispersión de Velocidades de Estrellas en el Bulbo-Barra

Ahora analizaremos la dispersión de velocidades en el bulbo-barra como función de su distancia al centro galáctico. No es fácil obtener un mapeo de dispersiones de velocidad a lo largo de todo el bulbo-barra, ya que no se cuentan con suficientes datos al respecto. Tremaine et al. (2002) reportan mediciones de dispersiones de velocidad desde un radio de 0.085 hasta 1284 pc. Sus mediciones son tomadas de varias referencias: Genzel et al. (2000) investigaron la cinemática estelar a unos pocos parsecs del centro galáctico, las dispersiones de velocidad a distancias menores de 5 pc mostradas en la Tabla 9.4 son tomadas de la Tabla 4 de Genzel et al. (2000), a esas distancias las correcciones por rotación son despreciables. Las estrellas OH/IR son buenos trazadores de la cinemática del bulbo, por lo que Lindqvist et al. (1992) analizaron 133 estrellas OH/IR al interior de 1° o 140 pc del centro galáctico. Tremaine et al. (2002) dividieron estas estrellas en tres grupos iguales por distancia proyectada desde el centro y calcularon la dispersión de velocidades de cada grupo. A distancias mayores, Sevenster et al. (1997) localizaron y analizaron 307 estrellas OH/IR en la región $|l| < 10^\circ$, $|b| < 3^\circ$. Beaulieu et al. (1999) realizaron una investigación en $H\alpha$ para nebulosas planetarias nuevas y midieron las velocidades de muchas nebulosas planetarias ya conocidas. Sus bases de datos contienen 183 nebulosas planetarias al interior de 10° del centro galáctico. Tremaine et al. (2002) calcularon la distancia proyectada promedio y la dispersión. Beaulieu et al. (1999) estimaron que sus errores en velocidad eran de ± 11 km/s, que es despreciable. Blum et al. (1994, 1995) midieron la dispersión de muestras de gigantes M en cuatro campos entre 160 y 300 pc del centro galáctico. Terndrup et al. (1995) midieron la dispersión de gigantes K en la ventana de Baade (0.56 kpc del centro galáctico). Tremaine et al. (2002) incluyen sólo estrellas con $V > 16.0$, las cuales de acuerdo a Blum et al. (1994, 1995) restringe a las estrellas del bulbo y discrimina a las del disco.

En la Tabla 9.4 mostramos las dispersiones de velocidad medidas al interior del bulbo ($r < 1300$ pc) contra la distancia al centro de la Galaxia (Tremaine et al. 2002).

Las dispersiones de velocidad encontradas por Genzel et al. (2000) muestran una tendencia a disminuir con la distancia. A partir de 5 pc y hasta aproximadamente 160 pc se observa una tendencia en la dispersión de velocidades a aumentar; y a partir de 160 pc y hasta que termina la barra (≈ 3.5 kpc) la tendencia en la dispersión de

TABLA 9.4: Dispersiones de velocidad en el Bulbo-Barra

Distancia al centro galáctico (pc)	Dispersión de velocidades (km/s)	Referencia
0.085	195±34	1
0.33	164±74	1
0.34	102±8	1
0.39	99±10	1
0.67	72±5	1
0.78	85±15	1
1.2	68±13	1
3.9	54±6	1
15.3	70±7	2
38.5	101±1	2
117	126±14	3
160	156±18	4
171	128±14	4
288	129±14	4
299	148±19	4
314	130±14	3
527	101±11	3
562	110±10	5
612	117±12	6
789	88±9	6
851	102±12	3
989	100±10	6
1220	89±9	6
1284	79±8	3

Referencia (1): Genzel et al. (2000)

Referencia (2): Lindqvist et al. (1992)

Referencia (3): Sevenster et al. (1997)

Referencia (4): Blum et al. (1995)

Referencia (5): Terndrup et al. (1995)

Referencia (6): Beaulieu et al. (1999)

velocidad es a disminuir con la distancia. Tremaine et al. (2002) ajustaron los datos mostrados en la Tabla 9.4 a distancias mayores a 0.1 pc mediante la forma funcional siguiente

$$\langle V^2_{LOS} \rangle^{1/2} = c \frac{(r/r_0)^\alpha}{1 + b(r/r_0)^\beta} + d(r/r_0)^{-1/2} \quad (9.4)$$

Para $r_0=500$ pc, los mejores valores para el ajuste son $c = 633\text{km/s}$, $\alpha=0.67$, $\beta=1.14$, $b=4.64$ y $d=2.52$. Las características generales de esta curva (un mínimo en la dispersión cerca de 5 pc y un máximo de ≈ 130 km/s a unos pocos cientos de parsecs) no son nuevas (Kent 1992).

En la Figura 9.5 mostramos la forma funcional (Ecuación 9.4) de la dispersión de velocidades de las estrellas en el bulbo-barra contra la distancia, así como los puntos de la Tabla 9.4, hemos extrapolado la función hasta 1300 pc.

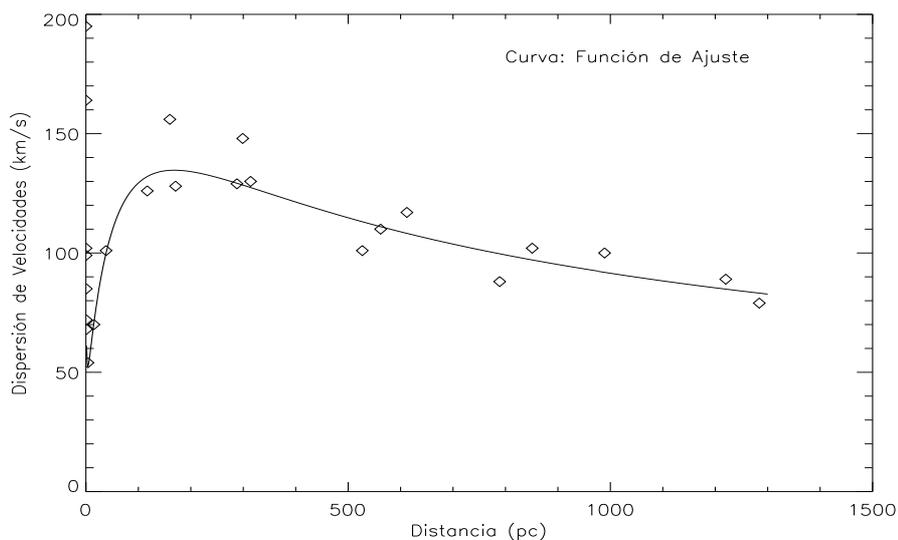


FIGURA 9.5: Dispersión de velocidades de estrellas en el bulbo-barra como función de la distancia. La forma funcional que ajusta los datos de dispersiones de velocidad de estrellas medidas al interior del bulbo ($r < 1300$ pc) es tomada de Tremaine et al. (2002). Hemos extrapolado la función hasta 1300 pc. También mostramos los datos de la Tabla 9.4.

9.1.5. Parámetros de Impacto de los Encuentros Estelares

Ahora estimaremos los parámetros para poder realizar las simulaciones numéricas, esto lo haremos de la misma forma que lo hicimos en los cúmulos estelares, sólo que en esta

ocasión en el bulbo-barra tenemos una ley de dispersiones de velocidad diferente. Para ello estimaremos el valor del radio R de un disco sobre el cual ocurre un solo encuentro estelar a un tiempo de 1.5×10^{10} años, que es la edad de las estrellas más viejas en el bulbo-barra (López-Corredoira et al. 2007; Ng 1998). Aplicamos la expresión que ya habíamos derivado previamente cuando analizamos el caso de Messier 67 y el del cúmulo globular M13:

$$R = \sqrt{\frac{1}{4\pi * T_e * D * V}}, \tag{9.5}$$

donde T_e es el tiempo total al que encontraremos el radio R , y lo ponemos en 1.5×10^{10} años; D es la densidad estelar volumétrica en pc^{-3} (Freundenreich 1998) y V es la ley de dispersión de velocidades en km/s ; por lo que el valor de R que se muestra en la ecuación 9.5 está dado en parsec, basta sólo con multiplicar esta expresión por un factor de 206264.806 para convertir el valor de R a unidades astronómicas.

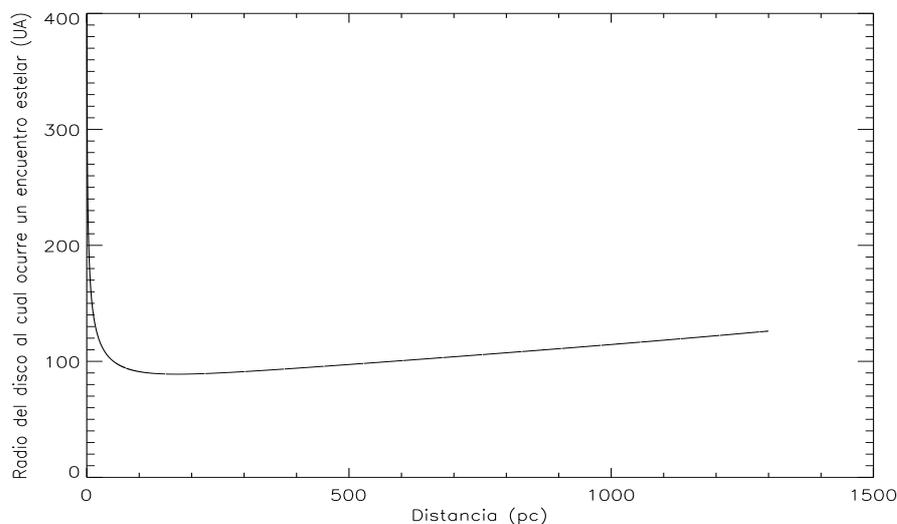


FIGURA 9.6: Valor del radio R de un disco planetario en general sobre el cual ocurre un encuentro estelar a un tiempo de 1.5×10^{10} años. Encontramos que existe un mínimo a una distancia de ~ 132.1 pc del centro galáctico, lo que significa que es la posición en la que las estrellas que ahí se encuentran han sufrido los encuentros estelares más cercanos.

En la Figura 9.6 mostramos el valor de R como función de la distancia al centro galáctico. La región más interna (0-1 pc) del bulbo-barra no nos interesa ya que esa región la analizaremos aparte en el capítulo al que llamamos núcleo galáctico. Notamos

que a distancias menores de 100 pc, la tendencia en R es a disminuir con la distancia al centro galáctico, mientras que a partir de 180 UA, la tendencia es a aumentar, mostrando en general un valor de ~ 100 UA. El valor mínimo que hemos encontrado de R es de ~ 88.3 UA a una distancia de 132.1 pc. Lo que significa que es la posición en la que las estrellas que ahí se encuentran han sufrido los encuentros estelares más cercanos. Por lo que la distancia a la cual localizamos un encuentro estelar es menor que en ninguna otra posición en el bulbo-barra.

Para nuestras simulaciones numéricas consideraremos 8 posiciones (punto X, parámetro de impacto característico en el punto X, dispersión de velocidades en el punto X) a lo largo del bulbo-barra para analizar. A 3.6 pc (punto 1: 141.13 UA, 52.53 km/s), a 164.1 pc (punto 2: 88.31 UA, 134.70 km/s), a 168.5 pc (punto 3: 88.32 UA, 134.71 km/s), a 260 pc (punto 4: 89.80 UA, 131.06 km/s), a 520 pc (punto 5: 97.93 UA, 113.52 km/s), a 780 pc (punto 6: 106.93 UA, 99.99 km/s), a 1040 pc (punto 7: 116.45 UA, 90.17 km/s) y a 1300 pc (punto 8: 126.80 UA, 82.74 km/s). Para todos los casos consideraremos que la masa de la estrella pasajera es de $1 M_{\odot}$, esto lo hacemos por simplicidad de cálculos y porque nos interesan sistemas planetarios con una masa solar. Los valores de los ángulos involucrados en la geometría del encuentro los ponemos $\phi=0^{\circ}$, $\theta=45^{\circ}$ y $\alpha=45^{\circ}$, que representan la situación más general. Los valores de estos ángulos se mantienen fijos durante todas las simulaciones.

9.2. Simulaciones Numéricas en el Bulbo-Barra de la Vía Láctea

Para modelar la dinámica de encuentros estelares en el bulbo-barra de la Galaxia consideramos un disco de 5000 partículas localizadas a diferentes fases desde 1 hasta 100 UA, tomaremos un tiempo total de integración de 10000 años, donde la estrella pasajera alcanza el parámetro de impacto en exactamente la mitad del tiempo. En la Figura 9.7 mostramos las posiciones de los discos planetarios perturbados en el bulbo-barra galáctico. Mostramos un arreglo de 8 paneles, en cada uno de ellos se indica la posición del sistema planetario en el bulbo-barra. Los discos se muestran desde la perspectiva x-z.

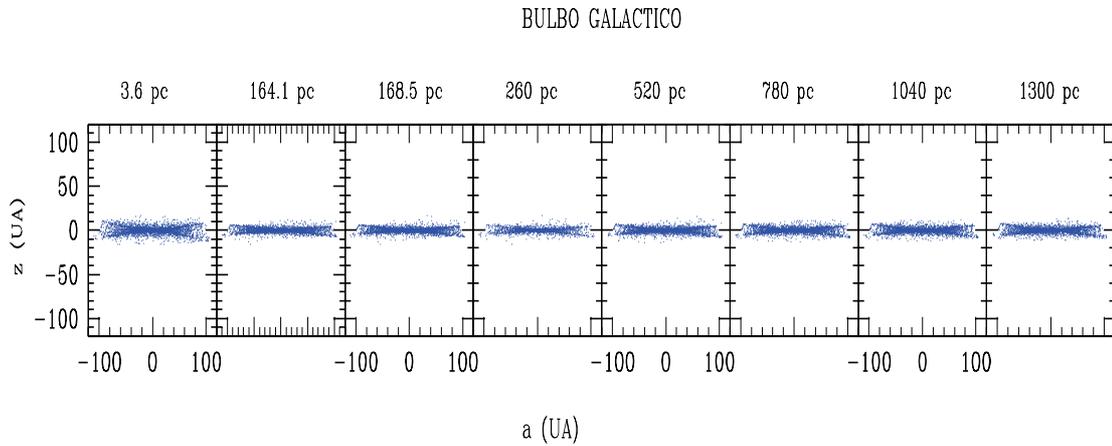


FIGURA 9.7: Posiciones de los discos calentados dinámicamente por un pasaje estelar. Las posiciones se muestran desde la perspectiva x-z. En cada panel se indica la posición del sistema planetario en el bulbo-barra. Hemos considerado que la masa de cada una de las estrellas del bulbo-barra sea de $1 M_{\odot}$ y cada una de las 8 posiciones se caracteriza por una densidad estelar y dispersión de velocidades propia.

Las dispersiones de velocidad características de cada una de las 8 posiciones que hemos considerado se encuentran en el intervalo $[52.53 \text{ km/s} - 134.71 \text{ km/s}]$ y los parámetros de impacto en el intervalo $[88.31 \text{ UA} - 141.13 \text{ UA}]$. Se trata de dispersiones de velocidad muy altas comparadas con las de una región de formación estelar y de cúmulos estelares; en donde los efectos perturbativos por los pasajes estelares son severos. Debido a esto, el efecto esperado es que los discos no son tan perturbados dinámicamente. Los parámetros de impacto si son de consideración, puesto que como ya mostramos previamente, si un encuentro ocurre con un parámetro de impacto menor de 300 UA sobre un disco planetario de radio 100 UA, entonces los efectos son de importancia.

En la Figura 9.8 mostramos la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentros resultantes. Se trata de un arreglo de 32 paneles en donde las columnas indican la posición del sistema planetario sobre el bulbo-barra, mientras que las filas se refieren a cada uno de los cuatro parámetros orbitales; de arriba a abajo, mostramos la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todos graficados contra el semieje mayor.

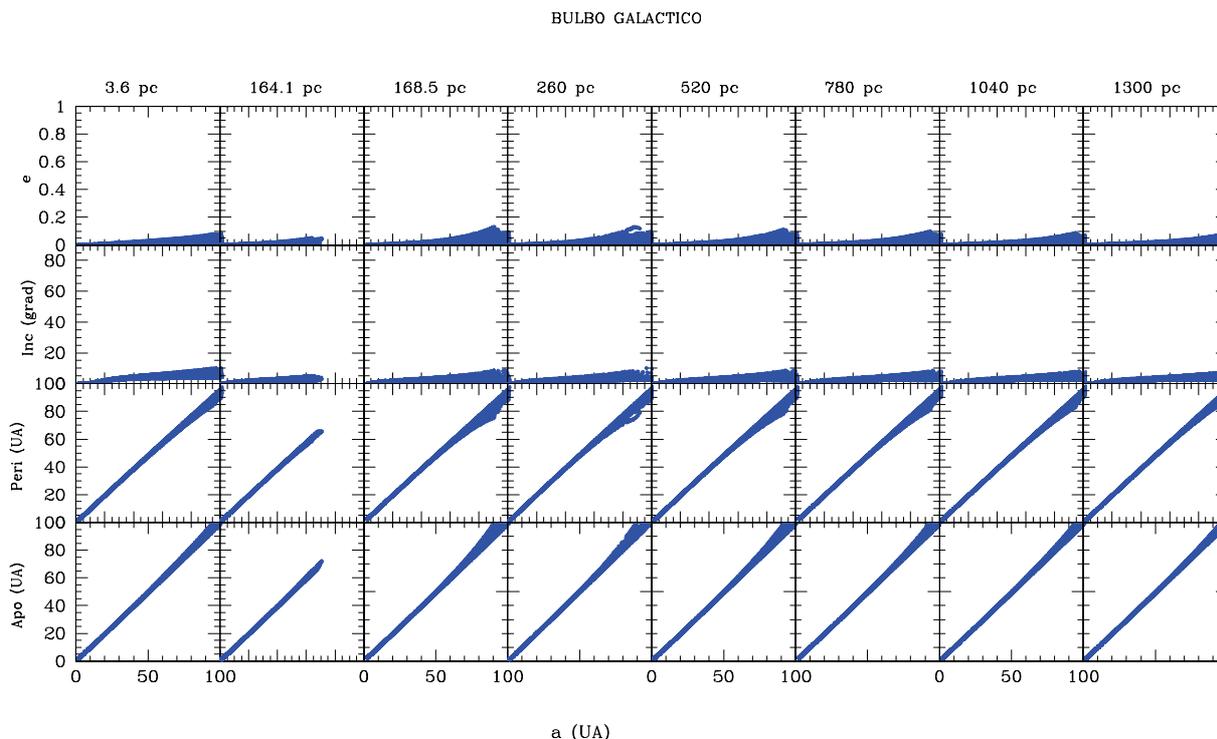


FIGURA 9.8: Parámetros orbitales resultantes. De arriba a abajo mostramos excentricidad, inclinación, pericentro y apocentros resultantes, todos graficados contra semieje mayor. Las columnas se refieren a la posición del sistema planetario en el bulbo-barra. Cada posición tiene una densidad estelar y una dispersión de velocidades característica.

El efecto obtenido, como era esperado, no fue tan severo, los sistemas planetarios a cualquier posición el bulbo-barra obtuvieron excentricidades inferiores de 0.2 e inclinaciones inferiores a 20° . Se trata de una región galáctica en la que las dispersiones de velocidad son muy altas (del orden de 100 km/s), por lo que el efecto esperado no debe ser tan severo. No debemos olvidar que este resultado se trata del efecto de un solo pasaje estelar, a un tiempo de 1.5×10^{10} años. No hemos considerado la situación realista de pasajes estelares múltiples.

9.3. Las Nubes de Oort en el Bulbo-Barra Galáctico

El descubrimiento de planetas extrasolares alrededor de estrellas localizadas en el bulbo-barra de la Vía Láctea nos ha motivado a simular numéricamente los efectos de encuentros estelares sobre discos planetarios y ahora veremos si es posible o no que sobrevivan

las nubes de Oort en estrellas en este ambiente galáctico. Hemos calculado parámetros de impacto de encuentros estelares a un tiempo de 1.5×10^{10} años, que es la edad de las estrellas más vieja encontradas en el bulbo-barra y tomado una ley de dispersiones de velocidad.

Hemos analizado la dinámica estelar desde 1 hasta 1300 pc de distancia al centro galáctico, y las dispersiones de velocidad encontradas van desde 52.53 km/s hasta 134.71 km/s y los parámetros de impacto desde 88.31 UA hasta 141.13 UA, por lo que el producto del parámetro de impacto por la dispersión de velocidades se encuentra en el intervalo 7413.86-11897.75 (UA)(km/s); si suponemos que cada una de las estrellas del bulbo-barra tienen una masa solar, entonces obtenemos que cada una de las estrellas del bulbo-barra cumpliría la condición ($bv > 7112.84 \text{ UA} \cdot \text{km/s}$) de que las nubes de Oort son capaces de sobrevivir, lo que significa que la dinámica de los encuentros estelares no destruiría las nubes de Oort que se encuentran en el bulbo-barra interno (<1300 pc). En la Figura 9.9 mostramos el producto de los parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición en el bulbo-barra interno (1300 pc).

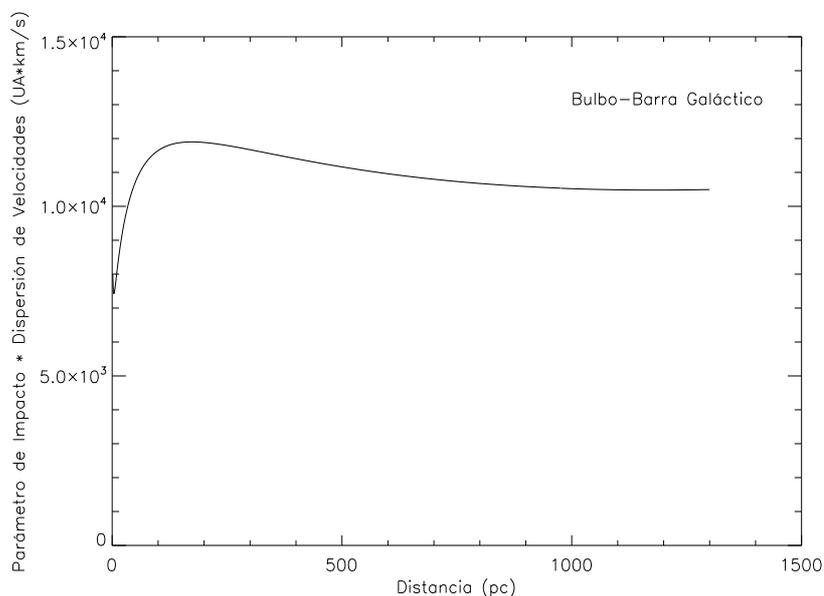


FIGURA 9.9: Parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición en el bulbo-barra galáctico. A cualquier posición, encontramos que se cumple la condición de que las nubes de Oort son capaces de sobrevivir. Para esa conclusión hemos considerado que cada una de las estrellas tienen una masa solar.

Se trata de un ambiente en el que las dispersiones de velocidad son altas comparadas a las de ambientes como regiones de formación estelar o de cúmulos estelares, por lo que el efecto esperado es menor que el ocurrido en esos ambientes galácticos; ese efecto esperado lo confirmamos ahora al aplicar la aproximación de impulso a los encuentros estelares para analizar si sobreviven las nubes de Oort en el bulbo-barra. Y aunque hemos encontrado que las nubes de Oort sí podrían sobrevivir a cualquier posición en el bulbo-barra este es un resultado aproximado, ya que hemos supuesto que cada una de las estrellas en el bulbo-barra tienen una masa solar y estamos considerando solamente un pasaje estelar, no incluimos la situación realista de pasajes estelares múltiples.

Capítulo 10

Núcleo Galáctico

La región interna del centro galáctico está compuesta de seis componentes principales que coexisten dentro del potencial central gravitacional de la Vía Láctea. Estos componentes son un agujero negro supermasivo (Sgr A*), el cúmulo envolvente de estrellas evolucionadas y jóvenes, un anillo de polvo, gas ionizado, gas caliente difuso y un remanente de supernova (Melia y Falcke 2001). Muchos de los fenómenos que ocurren en esta porción compleja de la Vía Láctea se pueden explicar por la interacción de estos seis componentes. Se han encontrado estructuras cerca de Sgr A* que sugieren formación estelar muy cerca del agujero negro supermasivo. A 0.04 pc de Sgr A* hay un cúmulo casi isotrópico de estrellas masivas tipo B, también llamadas estrellas S (Eisenhauer et al. 2005; Ghez et al. 2005), cuyo origen aún no es claro (Alexander 2005; Perets et al. 2007). Al exterior de este cúmulo (0.04-0.5 pc) hay un disco de estrellas jóvenes, con una población estelar claramente más joven que las estrellas S (Genzel et al. 2003; Paumard et al. 2006).

El centro galáctico es una de las regiones de la Galaxia más interesantes para nuestra tesis ya que encierra un entorno dinámicamente muy violento, además de la inusual formación estelar. Para nuestro estudio, estamos interesados solamente en la dinámica estelar por lo que el componente al que dirigiremos nuestra atención es el cúmulo de estrellas, al que en algunas ocasiones llamaremos el cúmulo nuclear o cúmulo estelar nuclear. Realizaremos nuestro estudio de la misma manera en que lo hicimos para el caso de los cúmulos abiertos y globulares así como en el bulbo-barra galácticos. A partir de una ley de densidad estelar volumétrica, una ley de dispersión de velocidades

y el tiempo al que queremos realizar la investigación, estimaremos los parámetros de impacto para realizar las simulaciones numéricas que representen la dinámica estelar. Mostraremos que debido a la enorme densidad estelar, es imposible la sobrevivencia de sistemas planetarios en esta región galáctica y por lo tanto la posibilidad de encontrar discos dinámicamente fríos es muy difícil.

10.1. Densidad Estelar Volumétrica en el Cúmulo Nuclear

Usando observaciones en el infrarrojo cercano, Genzel et al. (2003) mostraron que la densidad de estrellas en la región más interna ≈ 2 pc del centro galáctico se ajusta bien por un perfil de ley de potencias, presentada en la ecuación 10.1, donde $\alpha \approx 1.4$ para $R < 0.4$ pc y $\alpha \approx 2.0$ para $R > 0.4$ pc. Suponiendo que Sgr A* se encuentra a una distancia de 8 kpc (Ghez et al. 2005; Eisenhauer et al. 2005). Genzel et al. (2003) normalizaron el perfil de densidad suponiendo que la masa total de estrellas el interior de 1.9 pc de Sgr A* es aproximadamente $3.2 \times 10^6 M_{\odot}$, y que la distribución de masa sigue el mismo perfil de densidad que las estrellas observadas con una razón constante de masa a luminosidad. La ley de densidad estelar de Genzel et al. (2003) se ajusta bien a un intervalo de distancias de hasta aproximadamente 2 pc, sin embargo nosotros en esta tesis de Maestría solamente analizaremos hasta 0.8 pc, ya que como mencionaremos más adelante, la dispersión de velocidades de las estrellas en el cúmulo estelar nuclear se asemeja a una función de velocidades Kepleriana hasta aproximadamente 0.8 pc.

$$\rho(r) = \frac{1.2 \times 10^6 M_{\odot}}{\left[\frac{r}{0.4\text{pc}}\right]^{\alpha} \text{pc}^3}, \quad (10.1)$$

La densidad estelar volumétrica de Genzel et al. (2003) (ecuación 10.1) aumenta a distancias mayores del centro galáctico. En la Figura 10.1 mostramos la densidad estelar volumétrica en el cúmulo estelar nuclear como función de la distancia al centro galáctico. Notamos que la cantidad de estrellas por pc^3 es enorme para cualquier distancia. El cúmulo estelar nuclear, se trata de un ambiente galáctico muy denso y es poco probable que sobrevivan los sistemas planetarios en esta región debido a la enorme cantidad de encuentros estelares.

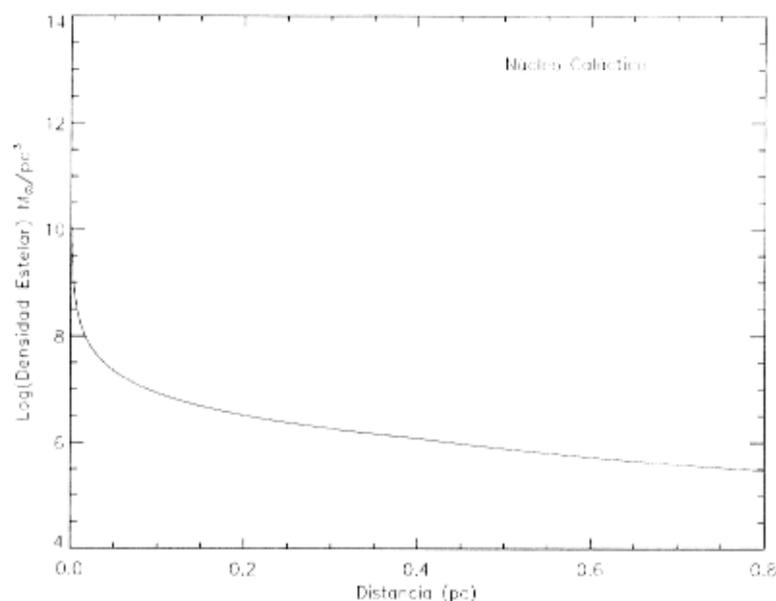


FIGURA 10.1: Densidad estelar volumétrica en el cúmulo nuclear como función de la distancia al centro galáctico (Genzel et al. 2003). La cantidad de estrellas por pc^3 es enorme a cualquier posición en el cúmulo nuclear. Lo que implica que es complicado encontrar sistemas planetarios en esta pequeña región galáctica.

En un entorno demasiado denso como el del cúmulo nuclear, los encuentros estelares y colisiones estelares directas pueden ocurrir y alterar la distribución estelar, dinámica y poblaciones cerca del agujero negro. Las estrellas gigantes pueden ser destruidas (Davies y Benz 1991; Rasio y Shapiro 1990; Davies et al. 1998; Alexander 1999) y así mismo se pueden formar estrellas exóticas (Thorne y Zytlow 1975).

10.2. Dispersión de Velocidades en el Cúmulo Nuclear

Las velocidades estelares promedio (o dispersiones de velocidad) en el cúmulo nuclear siguen una ley de Kepler ($\langle v^2 \rangle \propto R^{-1}$) desde ~ 0.1 seg.arc hasta ≥ 20 seg.arc (Genzel et al. 2000). Esta tendencia en las velocidades proporciona una fuerte evidencia de la presencia de un objeto central compacto masivo (Genzel et al. 1996, 1997, 2000; Eckart y Genzel 1996, 1997; Ghez et al. 1998), similar a como ocurre en el sistema solar, en donde el Sol es quien genera el campo de fuerza central dominante. Si consideramos que la distancia al centro galáctico es de 8 kpc, 0.1 seg.arc equivale a 0.004 pc y 20 seg.arc es igual a 0.8 pc. En este ambiente galáctico las dispersiones de velocidad son muy grandes

comparadas con la de los ambientes que hemos estudiado previamente; la vecindad Solar (~ 50 km/s), la nube de nacimiento del Sol (1-3 km/s), cúmulos abiertos (~ 1 km/s) y cúmulos globulares (~ 10 km/s); en el cúmulo nuclear tenemos velocidades desde 50 hasta 500 km/s, son velocidades superiores incluso a las encontradas en el bulbo-barra galáctico.

En la Figura 10.2 mostramos la dispersión de velocidades en el cúmulo nuclear. Graficamos desde 0 hasta 0.8 pc. La curva la hemos calibrado de tal forma que los valores de la velocidad coincidan con los datos reportados de Ghez et al. (1999). Ellos muestran valores de dispersiones de velocidad en el intervalo de 0-0.1 pc. Nosotros hemos extrapolado el intervalo hasta 0.8 pc. La dispersión de velocidades como función de la distancia al centro galáctico la hemos calibrado usando la forma funcional:

$$V \propto \sqrt{\frac{2GM}{r}} \quad (10.2)$$

donde M es la masa del agujero negro supermasivo ($2.6 \times 10^6 M_{\odot}$), y r es la distancia.

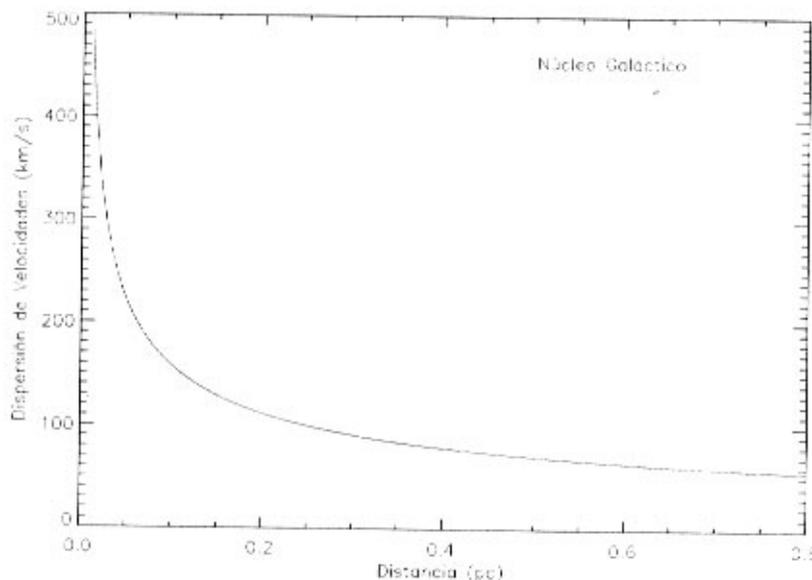


FIGURA 10.2: Dispersión de velocidades de objetos cercanos al centro galáctico como función de su distancia al centro, es consistente con el movimiento Kepleriano, lo que implica que el campo gravitacional está dominado por masa al interior de 0.01 pc (Ghez et al. 1999).

Una vez definidas las leyes de densidad estelar volumétrica y la de dispersiones de velocidad, estimaremos los parámetros de impacto para realizar las simulaciones que

caracterizen los encuentros estelares en esta región galáctica. Otra anotación importante que debemos hacer es que en nuestro análisis de esta región galáctica, no hemos considerado efectos relativistas. La velocidad máxima que encontramos de acuerdo a la ley de dispersión de velocidades es de ~ 500 km/s ($0.0017 c$), a esa velocidad los efectos relativistas no son importantes.

10.3. Simulaciones Numéricas de Encuentros Estelares en el Núcleo Galáctico

La densidad estelar en el cúmulo nuclear es muy grande a cualquier posición, por lo que podemos anticipar que debido a la enorme densidad, la cantidad de encuentros estelares ocasionaría que los sistemas planetarios no puedan sobrevivir a escalas de tiempo del orden de la edad del sistema solar. Y aunque la dispersión de velocidades en esta región es grande y por lo tanto el efecto esperado no sería tan severo sobre el sistema planetario, la cantidad de colisiones es tan enorme, que las estrellas chocan entre sí mismas. Lo que lo hace un ambiente muy hostil para el desarrollo de sistemas planetarios.

Para simular encuentros estelares en esta región galáctica hemos usado como parámetros dinámicos, una masa solar de la estrella pasajera, un disco de 5,000 partículas prueba localizadas a diferentes fases desde 1 hasta 100 UA, un tiempo total de integración de 10,000 años donde la estrella alcanza el parámetro de impacto en exactamente la mitad del tiempo.

Ahora encontraremos el valor del parámetro de impacto (R) como función de la distancia al centro galáctico. R es el valor del radio de un disco planetario en general sobre el cual ocurre un encuentro estelar a un tiempo determinado. Utilizaremos una escala de tiempo de 10^6 años. La cantidad de encuentros es enorme y no tiene sentido realizar análisis a escalas de tiempo de 10^9 años. Bastará con calcularlos en un tiempo mil veces menor para probar que incluso a un tiempo de 10^6 años, los encuentros estelares son muy cercanos. Utilizaremos la misma expresión derivada cuando estudiamos los cúmulos estelares y el bulbo-barra galáctico.

$$R = \sqrt{\frac{N_e}{4\pi * T_e * n * v}} \tag{10.3}$$

donde N_e es el número de encuentros que queremos analizar, $N_e=1$; $T_e=10^6$ años; n es la densidad estelar volumétrica (pc^{-3}); y v es la dispersión de velocidades (km/s). $N_e=1$, ya que estamos interesados en solamente un encuentro. Con estas unidades empleadas R estaría dada en parsecs, por lo que basta con multiplicar la ecuación 10.3 por un factor de 206265 para convertir a UA.

En la Figura 10.3 mostramos el valor de R (en UA) como función de la distancia al centro galáctico (en pc). Notamos que el valor de R es directamente proporcional a la distancia, lo que significa que a distancias pequeñas del centro galáctico, en un tiempo de 10^6 años cada estrella ha sufrido un encuentro estelar con un parámetro de impacto muy pequeño, con una gran probabilidad de colisión entre las estrellas.

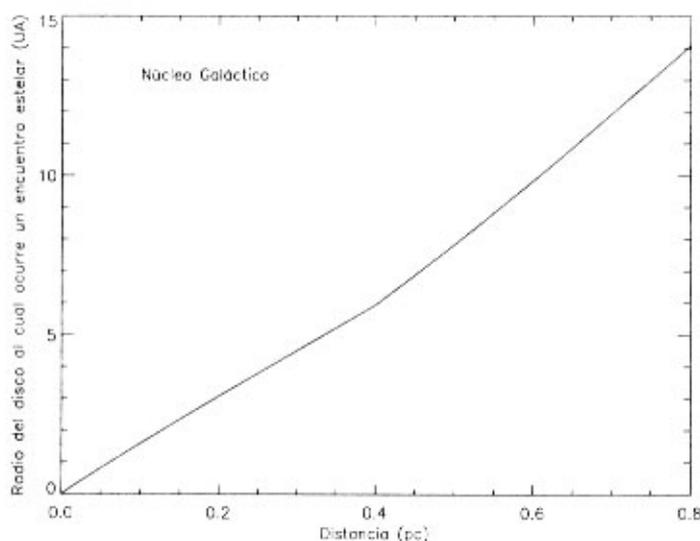


FIGURA 10.3: Valor de R como función de la distancia al centro galáctico. R es el radio de un disco en general sobre el cual a un tiempo de 10^6 años ha ocurrido un encuentro estelar. Hemos considerado que la estrella pasajera tiene una masa solar, y la dispersión de velocidades depende de la posición de la estrella en el cúmulo nuclear. El valor de R es directamente proporcional a la distancia, lo que significa que en las regiones centrales del cúmulo nuclear, los encuentros estelares son muy cercanos, existiendo la posibilidad de colisión entre las estrellas.

En la Figura 10.4 mostramos el valor de R (en UA) como función de la posición del sistema planetario en el cúmulo nuclear. En esta figura, mostramos el resultado para un tiempo T_e de 10^3 años. Notamos que los parámetros de impacto son mucho mayores

que cuando consideramos un tiempo T_e de 10^6 , la razón proviene de que a una escala de tiempo mayor, la cantidad de encuentros sobre el disco planetario es mucho mayor y por lo tanto es mucho menor el valor de R .

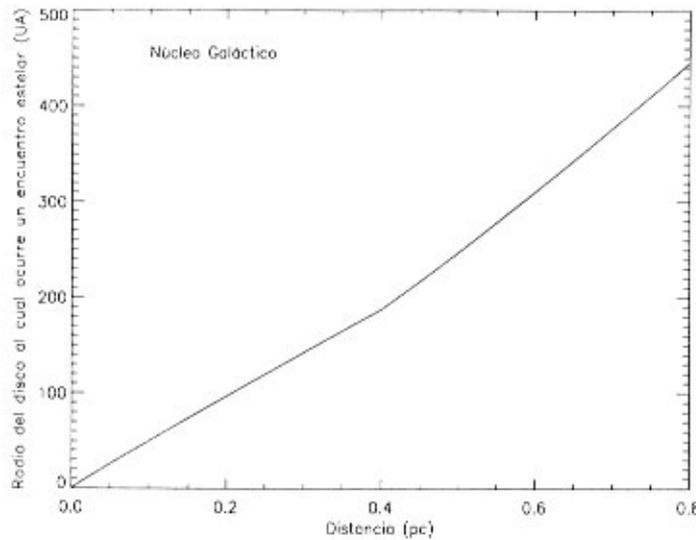


FIGURA 10.4: Valor de R como función de la distancia al centro galáctico. R es el radio de un disco en general sobre el cual a un tiempo de 10^3 años ha ocurrido un encuentro estelar. Hemos considerado que la estrella pasajera tiene una masa solar, y la dispersión de velocidades depende de la posición de la estrella en el cúmulo nuclear. El valor de R es directamente proporcional a la distancia.

10.3.1. Resultados para el Núcleo Galáctico

Como lo hemos hecho en las regiones estudiadas previamente, en este caso hemos considerado que las estrellas del cúmulo estelar del centro galáctico tienen órbitas circulares. Si incluiríamos la excentricidad de las estrellas, los resultados cambiarían totalmente.

Primero mostraremos los resultados de una simulación en la que hemos puesto de parámetro de impacto de 50 UA y una velocidad de la estrella perturbadora de 170 km/s; esto con la finalidad de mostrar que el efecto de que un solo pasaje estelar no tiene efectos tan severos sobre el disco planetario. En la Figura 10.5 mostramos el resultado de la perturbación por una estrella con $1 M_{\odot}$, y una dispersión de velocidades de 170 km/s. A 0.1 pc del centro galáctico, el número de encuentros es $\sim 1,000$ sobre una la sección eficaz de 200 UA, por lo que es muy probable una interacción con un parámetro de impacto de 50 UA.

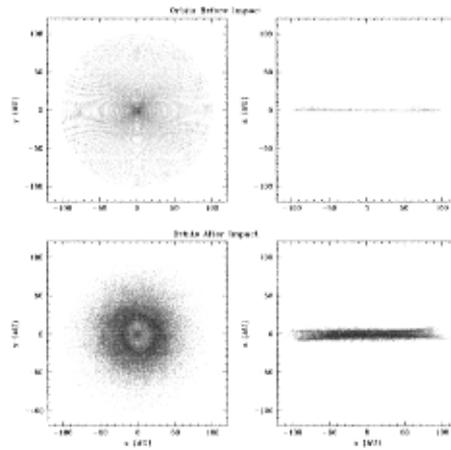


FIGURA 10.5: Disco calentado dinámicamente por una estrella perturbadora en el núcleo galáctico. Los marcos de la izquierda son las posiciones de las partículas en la perspectiva x-y, los de la derecha son las posiciones de las partículas en la perspectiva x-z. Los marcos superiores son las posiciones antes de alcanzar el parámetro de impacto y los inferiores son las posiciones después de alcanzar el parámetro de impacto. El parámetro de impacto es de 50 UA, la masa de la estrella pasajera es de $1 M_{\odot}$ y la velocidad fue de 170 km/s. Y aunque notamos un calentamiento dinámico en el disco, el efecto no es tan severo.

Ahora mostraremos los parámetros orbitales resultantes. En la Figura 10.6 mostramos la excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todas graficadas vs semieje mayor.

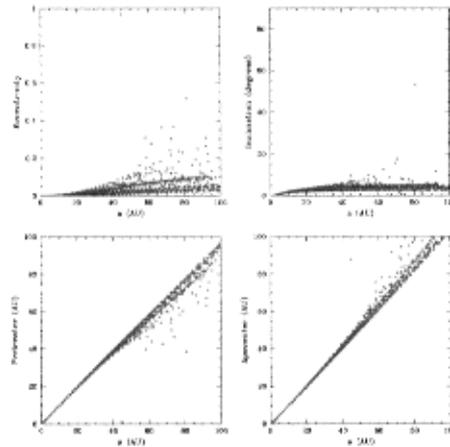


FIGURA 10.6: Parámetros orbitales resultantes: excentricidad, inclinación, pericentro y apocentro, todas graficadas contra semieje mayor. El parámetro de impacto es de 50 UA, la masa de la estrella pasajera es de $1 M_{\odot}$ y la velocidad fue de 170 km/s. Notamos que el efecto no es tan severo. Es un resultado que era esperado ya que se trata de una dispersión de velocidades muy grande.

La excentricidad se incrementa en las regiones externas del disco (a partir de 60 UA) alcanzando un valor máximo de ~ 0.4 . Mientras que la inclinación se encuentra acotada a un valor de $\sim 15^\circ$. Lo que significa que la alteración sobre los parámetros orbitales no es muy severa, la mayoría de las partículas se encuentran con excentricidades inferiores a 0.2, en la región externa del disco pocas partículas alcanzan excentricidades de 0.4. La inclinación de la mayoría de las partículas no exceden inclinaciones de 15° . Lo cual era de esperarse por la alta dispersión de velocidad en esta región galáctica. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que este es el resultado de una sola interacción, a una distancia de 0.1 pc del centro galáctico ocurren alrededor de 1,000 encuentros sobre secciones eficaces de 200 UA. Esta cantidad de encuentros es enorme, incluso existe la probabilidad de choque entre la estrella pasajera y la estrella central del sistema planetario. Esta cantidad enorme de interacciones estelares destruiría al disco planetario.

Hemos realizado simulaciones numéricas a lo largo del cúmulo nuclear. Realizamos simulaciones a 0.2 pc (102.08 UA, 100.32 km/s), 0.3 pc (150.04 UA, 81.91 km/s), 0.4 pc (197.20 UA, 70.94 km/s), 0.5 pc (260.65 UA, 63.45 km/s), 0.6 pc (327.36 UA, 57.92 km/s), 0.7 pc (396.93 UA, 53.63 km/s) y 0.8 pc (469.03 UA, 50.16 km/s). La masa de la estrella pasajera la tomamos de $1 M_\odot$, aunque las estrellas del cúmulo estelar nuclear son más masivas, sin pérdida de generalidad tomamos $1 M_\odot$ como límite inferior y los valores de los ángulos son de $\phi=0^\circ$, $\theta=45^\circ$ y $\alpha=45^\circ$, que representan la situación más general. Hemos considerado un disco de 5000 partículas distribuidas a diferentes fases desde 1 hasta 100 UA. Hemos integrado hasta un tiempo de 10^4 años.

En la Figura 10.7 mostramos los discos calentados dinámicamente por un pasaje estelar. Los discos se muestran desde la perspectiva x-z. En la Figura 10.8 mostramos los parámetros orbitales resultantes; excentricidad, inclinación, pericentros y apocentros. Se trata de un arreglo de 32 paneles, las columnas indican las posiciones de los sistemas planetarios en el cúmulo estelar nuclear; mientras que las filas se refieren a cada uno de los parámetros orbitales.

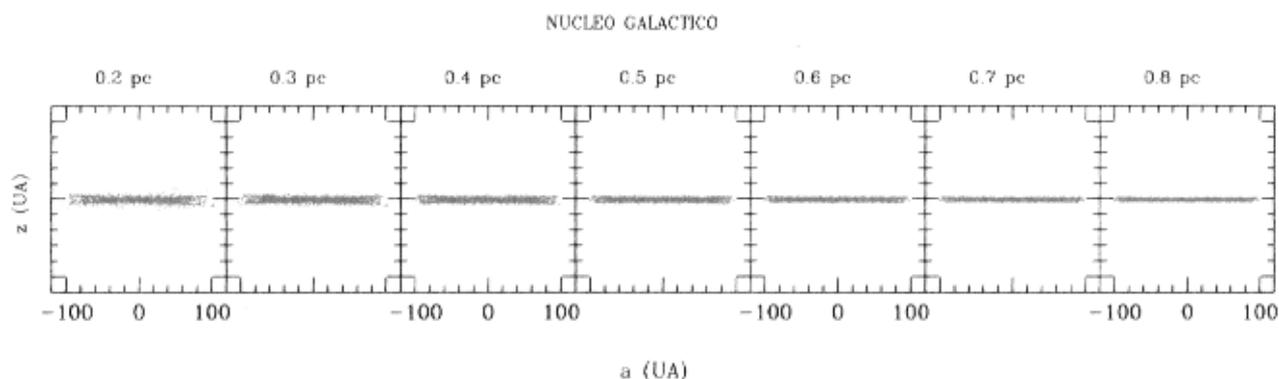


FIGURA 10.7: Posiciones resultantes de un encuentro estelar que caracteriza la dinámica estelar en el núcleo galáctico. Se indican las posiciones de los sistemas planetarios en el cúmulo estelar nuclear. Los discos calentados dinámicamente se muestran desde la perspectiva x-z.

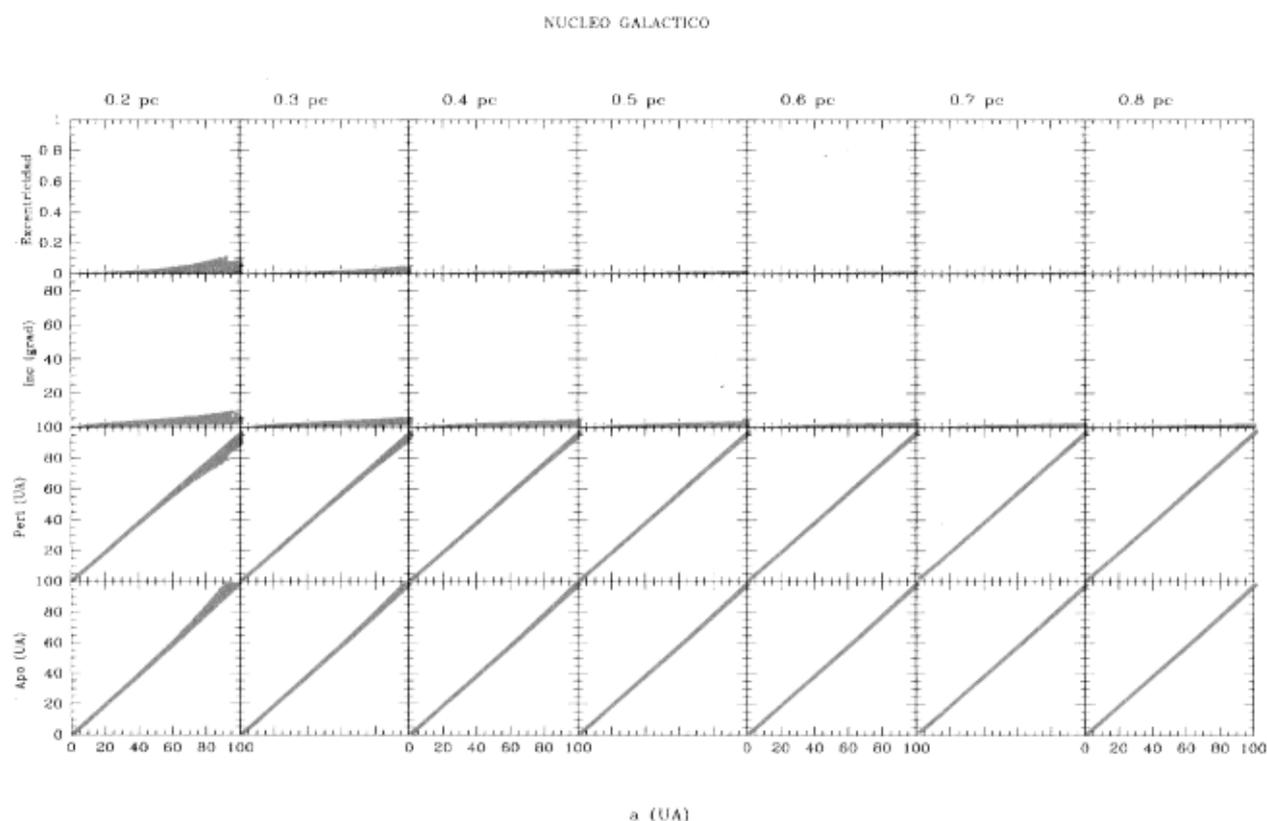


FIGURA 10.8: Parámetros orbitales resultantes de un encuentro estelar que caracteriza la dinámica estelar en el núcleo galáctico. Las columnas indican las posiciones de los sistemas planetarios en el cúmulo estelar nuclear, mientras que las filas se refieren a cada uno de los parámetros orbitales, todos ellos graficados contra semieje mayor.

Los efectos más severos ocurren a distancias pequeñas en el cúmulo nuclear. Puesto que la densidad decrece con la distancia, los efectos perturbadores también decrecen con la distancia. Sin embargo, esto sólo es el resultado de una sola interacción, la enorme cantidad de encuentros a escalas de tiempo de 10^9 años destruirá a los discos planetarios. En las Figuras 10.7 y 10.8 notamos que el efecto no es tan dramático debido principalmente a las altas dispersiones de velocidad y a los parámetros de impacto grandes.

10.4. Las Nubes de Oort en el Cúmulo Estelar del Centro Galáctico

Como ya mostramos, se trata de un entorno dinámicamente muy violento, la densidad estelar volumétrica es enorme a cualquier posición. Hemos realizado cálculos hasta 0.8 pc del centro galáctico. La dispersión de velocidades de los objetos sigue una ley de dispersión semejante a una Kepleriana, lo que significa que esa región está dominada por un objeto masivo. Desde 0 hasta 0.8 pc la velocidad de los objetos va desde 500 hasta 50 km/s. Encontramos que a un tiempo de 10^6 años, a 0.4 pc distancia al centro galáctico cada estrella ha sufrido un encuentro a una distancia inferior de 6 UA y a 0.8 pc cada estrella ha sufrido un encuentro a una distancia inferior de 15 UA.

En el cúmulo estelar nuclear la cantidad de encuentros estelares es enorme y a una escala de tiempo de $\sim 10^6$ años la posibilidad de que las estrellas colisiones entre sí es grande a cualquier posición del cúmulo nuclear. Esta cantidad enorme de encuentros estelares con posibilidad de choques estelares terminará destruyendo los sistemas planetarios.

Hemos calculado los productos de los parámetros de impacto por la dispersión de velocidades como función de la posición en el cúmulo estelar del centro galáctico. En la Figura 10.9 mostramos los resultados encontrados a un tiempo de 10^6 años.

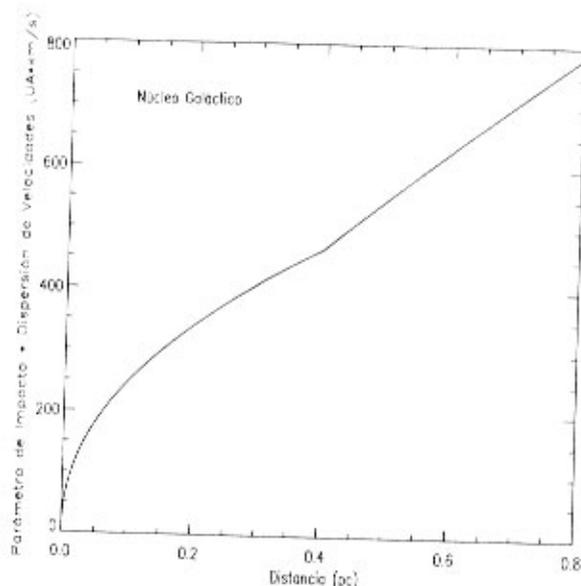


FIGURA 10.9: Producto de la dispersión de velocidades por los parámetros de impacto como función de la posición en el cúmulo estelar nuclear. A cualquier distancia, las nubes de Oort ya han sido despojadas, ya que hemos evaluado a un tiempo lo suficientemente grande (10^6 años).

Encontramos que en ninguna posición en el cúmulo nuclear es posible que sobrevivan las nubes de Oort a una escala de tiempo de 10^6 .

Ahora mostaremos los productos de la dispersión de velocidades por los parámetros de impacto como función de la posición en el cúmulo estelar nuclear. Ahora a un tiempo de evolución de 10^3 años. Lo hacemos para mostrar que la destrucción de las nubes de Oort depende de la evolución temporal.

Como notamos en la Figura 10.10 a un tiempo de 10^3 años es posible encontrar nubes de Oort a una distancia superior de ~ 0.1 pc en el cúmulo nuclear. Esto es consecuencia de que la cantidad de encuentros sobre un sistema planetario aumenta con el tiempo.

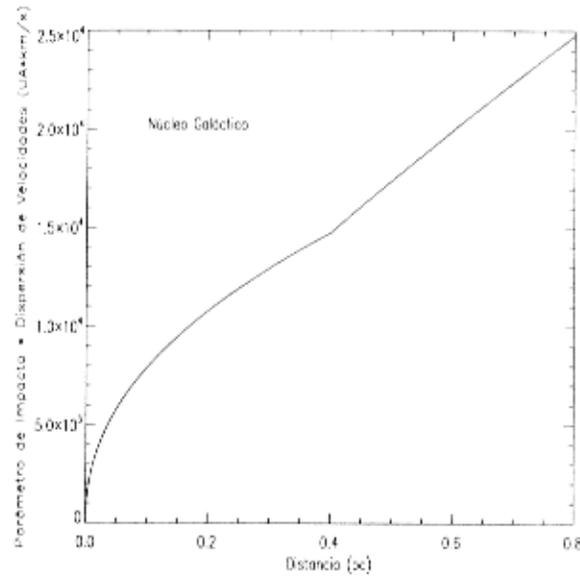


FIGURA 10.10: Producto de la dispersión de velocidades por los parámetros de impacto como función de la posición en el cúmulo estelar nuclear. Hemos realizado los cálculos a un tiempo de 10^3 años. Con la finalidad de mostrar que la destrucción de las nubes de Oort depende del tiempo. La línea punteada se refiere a la condición necesaria para que sobrevivan las nubes de Oort. Notamos que a una distancia inferior ~ 0.1 pc, las nubes de Oort ya han sido despojadas de sus componentes; a partir de esta distancia, el encuentro estelar no tiene las propiedades necesarias para despojar a las nubes de Oort.

Capítulo 11

Los Resultados Obtenidos de los Encuentros Estelares en los Distintos Ambientes Galácticos Aplicados a la Habitabilidad Planetaria

11.1. La Vecindad Solar

En el capítulo Simulaciones Numéricas y Experimentos encontramos que si ocurre un encuentro estelar con un parámetro de impacto superior de 300 UA, el efecto es prácticamente despreciable sobre el disco planetario cuyo radio es 100 UA, ya que a partir de 300 UA los efectos comienzan a notarse. Podemos decir que en aquellas regiones donde ocurran los encuentros estelares con parámetros de impactos distantes (mayores de 300 UA) entonces es probable encontrar sistemas planetarios dinámicamente fríos.

Una cuestión de interés general es saber si existe el peligro de que en el futuro una estrella de la vecindad solar pueda acercarse tanto al sistema solar de manera que logre perturbar la dinámica orbital de los planetas, el cinturón de Kuiper, el de asteroides y en general de cualquier componente. Se han hecho varios trabajos al respecto (García-sánchez et al. 1997; García-Sánchez et al. 1999; Matthews 1994) y se han encontrado estrellas que son perturbadores potenciales de la nube Oort. García-Sánchez et al. 1999 encontraron que existen 6 estrellas como principales perturbadores potencialas. La per-

turbación de la nube de Oort puede ocasionar una caída de cometas hacia la región interna del sistema solar, particularmente a la región de planetas, lo que pondría en peligro la habitabilidad planetaria. En esta tesis, como hemos mencionado la nube de Oort aunque es una componente muy importante del sistema solar, esta fuera de nuestro objetivo, por lo que no haremos énfasis al respecto. Empleamos la aproximación de impulso para investigar si alguna de las estrellas perturbadoras potenciales de la nube de Oort logrará despojarla de sus elementos y encontramos que ninguna de ellas lo hará.

Gliese 710 ($0.6 M_{\odot}$) es la estrella de la vecindad solar que tendrá el máximo acercamiento con el Sol a $\sim 70,000$ UA y con una velocidad de 13.9 km/s a un tiempo de 1.36×10^6 años. Encontramos que su efecto es prácticamente nulo ya que el disco resultante de nuestra simulación es un disco dinámicamente frío cuyas partículas tienen órbitas circulares e inclinaciones de 0° . Las demás cinco estrellas perturbadoras de la nube de Oort tampoco tendrán un efecto sobre el disco planetario de 100 UA de radio. Estos resultados los obtuvimos a escalas de tiempo del orden de 10^6 años. Por lo que podemos decir que las órbitas de las partículas que orbitan al Sol hasta una distancia de 100 UA no serán perturbadas orbitalmente y por lo tanto la habitabilidad planetaria de la Tierra no corre ningún peligro por un pasaje estelar a una escala de tiempo menor de 10^6 años.

11.2. La Nube de Nacimiento del Sol

El tiempo de vida de un cúmulo de formación estelar es $\sim 10^8$ años. En este período es probable que los discos planetarios sean severamente perturbados (o quizás destruidos) por los pasajes estelares cercanos que caracterizan las regiones de formación estelar. Sin embargo, del conjunto de experimentos que realizamos encontramos que con una estrella pasajera de $1 M_{\odot}$, un parámetro de impacto de 100 UA y una velocidad típica de una región de formación estelar de 3 km/s, logramos reproducir excentricidades observadas de objetos en el cinturón de Kuiper a semiejes mayores de 35 - 55 UA. En este experimento las excentricidades que encontramos a semiejes mayores desde 0 hasta 20 UA (semieje mayor de Urano) son menores de 0.05 . Por lo que la región interna del sistema solar no resultó perturbada por esta interacción estelar. Aunque las estrellas de la nube de nacimiento del Sol sufrieron interacciones dinámicas entre sí, no impidieron

el desarrollo y evolución de la vida en el sistema solar.

11.3. El Cúmulo Abierto Messier 67

Messier 67 es un cúmulo interesante ya que es uno de los cúmulos abiertos más viejos que se conocen, tiene una edad de $\sim 4 \times 10^9$ años, del orden de la del Sol y sus estrellas tienen metalicidades semejantes a la Solar.

De nuestros resultados, notamos que en las posiciones 1.91 pc, 2.77 pc y de 3.62 pc en el cúmulo, las excentricidades resultantes a semiejes mayores en intervalo de [0 - 10 UA (semieje mayor de Saturno)] no superan un valor de 0.05. Lo que significa que en esas posiciones las perturbaciones por pasajes estelares no son tan severas como para alterar las órbitas de los planetas en la zona habitable (que para un sistema cuya estrella central es de $1 M_{\odot}$ se encuentra entre 0.7 y 1.7 UA). En la región central de M67 (~ 1.06 pc) existe la posibilidad de un encuentro estelar con un parámetro de impacto de ~ 30 UA, que puede provocar una excentricidad orbital relativamente alta de los planetas internos, en este caso la excentricidad resultante a semiejes mayores de [0 a 10 UA] alcanza valores de hasta 0.4. Sin embargo, como ya mencionamos en la introducción de la tesis, un planeta puede ser habitable si sus condiciones de atmósfera y tamaño se lo permiten aunque tenga una excentricidad máxima de hasta 0.7.

Estos resultados solamente se refieren a un pasaje estelar. Una situación realista debería de considerar pasajes estelares múltiples. Además las órbitas de las estrellas en este cúmulo, las hemos tomado como circulares. Si consideráramos que fueran elípticas, entonces los resultados cambiarían totalmente ya que aquellos sistemas planetarios ubicados en la periferia del cúmulo entrarían a las regiones centrales en donde serían calentados severamente como consecuencia de la alta densidad estelar espacial.

11.4. El Cúmulo Globular M13

M13 es uno de los cúmulos más prominentes y conocidos del hemisferio norte celestial. Hacia el centro las estrellas se encuentran 500 veces más concentradas que en el vecindad solar; su edad es $\sim 14 \times 10^9$ años. Este cúmulo fue seleccionado para que le sea enviada una señal de radio con la finalidad de comunicación con civilizaciones extretarretres.

Una de las razones fue de que con una alta densidad estelar y con una edad superior o del mismo orden de la del Sol, las posibilidades de encontrar planetas con vida desarrollada serían grandes.

En los cúmulos globulares, hemos mostrado que en las regiones centrales la densidad estelar es muy grande, lo que implica que a un tiempo de 10^9 años (tiempo razonable para desarrollar vida sobre un planeta con condiciones adecuadas) tenemos una gran cantidad de encuentros estelares por estrella. En estos casos existe la probabilidad de que la estrella pasajera impacte directamente sobre la estrella central; el resultado es severo en excentricidad e inclinación. Si hay planetas en las regiones centrales y hasta aproximadamente el radio a media masa, esos planetas se encuentran altamente perturbados con órbitas muy elípticas. En M13 encontramos que desde 8 pc y hasta el radio de marea del cúmulo por cada estrella ha ocurrido un encuentro estelar con un parámetro superior de 300 UA. Desde 0 hasta 2 pc en el cúmulo la excentricidad alcanza valores de hasta de 1 a semiejes mayores de [0-5 UA (semieje mayor de Júpiter)], lo que significa que en esta porción central del cúmulo es improbable que existan planetas con órbitas circulares. Los parámetros de impacto como función de la posición en el cúmulo nos muestra que a partir de 5 pc los parámetros de impacto son superiores a 100 UA, por lo que a partir de esa posición los planetas ubicados en la zona de habitabilidad no tendrían ningún problema. Como el caso del cúmulo abierto M67, estos resultados se refieren a un pasaje estelar. No incluimos pasajes estelares múltiples. Y las órbitas de las estrellas de M13 las hemos tomado como circulares.

11.5. El Bulbo-Barra Galáctico

Con el descubrimiento de planetas extrasolares en el bulbo-barra se ha logrado avanzar en la búsqueda de planetas más allá de la vecindad solar.

De nuestras simulaciones numéricas encontramos que en las posiciones de [0-45 pc] y [600-1300 pc] los parámetros de impacto resultantes son mayores de 100 UA. Mientras que entre 45 y 600 pc, los parámetros de impacto se encuentran en el intervalo de [88-100 UA]. A 164.1 pc del centro galáctico es la posición en la que encontramos el menor parámetro de impacto de 88.31 UA. En la Figura 9.8 notamos que en general a cualquier posición en el bulbo-barra, la excentricidad resultante sobre semiejes mayores de hasta

40 UA (semieje mayor de Plutón) es inferior a 0.1. De acuerdo a estos resultados, se puede decir que a cualquier posición en el bulbo-barra, no parece haber problemas para las órbitas de planetas en la zona habitable. Las inclinaciones obtenidas son inferiores a 10° para cualquier posición.

Los resultados encontrados se refieren a un encuentro estelar y no incluimos la situación realista con pasajes estelares múltiples. Tampoco hemos considerado la elipticidad de las estrellas en el bulbo-barra, las hemos supuesto en órbitas circulares. También hemos tomado $1 M_\odot$ para cada una de las estrellas.

11.6. El Cúmulo Estelar del Núcleo Galáctico

Se trata de un ambiente galáctico dinámicamente muy violento. Modelamos encuentros estelares desde 0 hasta 0.8 pc del centro galáctico y encontramos que a cualquier posición en este cúmulo estelar la densidad estelar volumétrica es enorme. Los parámetros de impacto con los que ocurren los encuentros estelares a una escala de tiempo de 10^6 años son ~ 15 UA, por lo que existe la posibilidad de colisiones entre las estrellas. Los parámetros de impacto encontrados a una escala de tiempo de 10^9 años, son todavía mucho menores de 15 UA. Lo que significa que a una escala de tiempo razonable para el desarrollo y evolución de vida ($\sim 10^9$ años) la cantidad de encuentros estelares sobre un disco planetario de 100 UA es enorme a cualquier posición en este cúmulo estelar tal que terminarán destruyendo al sistema planetario.

El cúmulo estelar nuclear se trata de una región galáctica inapropiada para buscar sistemas planetarios evolucionados y por lo tanto vida. Aunque nuestro enfoque está basado en resultados dinámicos, es importante mencionar que existen además otros factores por los cuales el núcleo galáctico es un lugar inapropiado para la búsqueda de vida; por ejemplo, la presencia de rayos X, rayos γ , altas temperaturas, radiación ultravioleta, etc. Los encuentros estelares representan un factor más.

Capítulo 12

Conclusiones

En este trabajo hemos realizado un estudio con el propósito de comprender el efecto gravitacional que tiene un encuentro estelar sobre un disco de partículas prueba, que representa a un disco planetario, protoplanetario o un disco de escombros. En nuestro estudio, la dinámica estelar en cada una de las regiones Galácticas que hemos considerado depende principalmente de la densidad estelar volumétrica, la ley de dispersión de velocidades y el tiempo de evolución de cada una de las regiones.

Hemos realizamos un conjunto de experimentos para conocer el efecto que tiene cada uno de los parámetros involucrados durante un encuentro estelar, tales como la masa, velocidad y máximo acercamiento a la estrella central del sistema planetario por la estrella pasajera así como el tipo de interacción: prógrada o retrógrada.

El caso prógrada tiene efectos más severos sobre los parámetros orbitales (excentricidad e inclinación) de las partículas que componen el disco que el caso retrógrada, esto a consecuencia de la velocidad relativa entre la velocidad de la partícula prueba del disco y de la estrella pasajera.

El resultado encontrado del efecto de la velocidad de la estrella pasajera nos indica que a velocidades pequeñas de la estrella pasajera, mayor es la perturbación sobre la excentricidad e inclinación, esto debido a la baja velocidad del pasaje estelar que hace el encuentro más duradero y por tanto la perturbación más severa que a una velocidad alta. Modelamos encuentros con intervalos de velocidad de [0-10] km/s, ya que se trata de valores de dispersiones de velocidad típica de regiones Galácticas como las regiones de formación estelar ($\sim 1-3$ km/s), cúmulos estelares abiertos (~ 1 km/s) y cúmulos

globulares (~ 10 km/s).

Respecto al efecto perturbador de la masa de la estrella pasajera, encontramos que la variación sobre la excentricidad e inclinación depende directamente del valor de la masa. Un encuentro estelar con una estrella de $3 M_J$ prácticamente no tiene ningún efecto sobre los parámetros orbitales de las partículas. A partir de $0.5 M_\odot$ los efectos comienzan a ser de consideración. Realizamos simulaciones con masas de $3 M_J$ hasta $4 M_\odot$, ya que son intervalos de masa razonables para los ambientes Galácticos.

El efecto perturbador que tiene la distancia de máxima aproximación entre las estrellas sobre las propiedades orbitales de las partículas nos muestra que mientras más cercano ocurra el encuentro mayor será la perturbación. En aquellas regiones Galácticas donde la densidad estelar sea alta, existe la posibilidad de que ocurran encuentros estelares muy cercanos y por lo tanto, los discos planetarios podrían ser destruidos en estos ambientes.

Respecto al efecto que tiene cada uno de los tres ángulos involucrados en la geometría del encuentro encontramos que el ángulo azimutal ϕ no tiene efecto alguno, es decir, no importa el valor que este ángulo tenga ya que el efecto es el mismo, esto es simplemente debido a la geometría del problema. Al incrementar el valor del ángulo polar θ va disminuyendo el efecto perturbador sobre el disco; la perturbación es inversamente proporcional al valor de θ . Al aumentar el valor del ángulo que forman el eje vertical perpendicular al disco y la estrella pasajera (el ángulo α) el efecto va disminuyendo.

Para las diferentes regiones Galácticas tenemos. En la vecindad solar encontramos que a un tiempo de 1.36×10^6 años hacia el futuro la estrella Gliese 710 (HIP89825) se acercará a una distancia de 0.34 pc ($\sim 70,000$ UA). El acercamiento a esta distancia significa la incrustación directa de Gliese 710 a la nube de Oort. Esta estrella tiene una masa de $\sim 0.6 M_\odot$, actualmente se encuentra a una distancia de 19.3 pc del Sol y la velocidad de máximo acercamiento que encontramos es de 14 km/s. Aunque la nube de Oort está fuera del objetivo de nuestra tesis, es importante mencionar que Gliese 710 es el perturbador más severo de la nube de Oort. Encontramos que el efecto de Gliese 710 sobre el disco planetario de radio 100 UA es prácticamente nulo, ya que las órbitas resultantes de las partículas tienen excentricidades de 0 al igual que las inclinaciones. Hemos realizado sin embargo, experimentos para conocer a qué distancia tendría que acercarse Gliese 710 para ocasionar efectos sobre el disco de partículas.

Encontramos que a una distancia de ~ 300 UA comienzan a notarse efectos ligeros. En este caso se nota un ligero calentamiento del disco así como excentricidades de 0-0.1 a semiejes mayores de 60-100 UA e inclinaciones de 0 a 10° a semiejes mayores de 40-100 UA. Por lo que una estrella pasajera de $1 M_\odot$ con un parámetro de impacto de 200 UA ocasionaría perturbaciones severas sobre el disco. Empleamos la aproximación de impulso para explorar si alguna de las estrellas de la vecindad solar tuvo (o tendrá) efectos tan severos sobre el sistema solar tal que sea capaz de despojar al Sol de la nube de Oort y encontramos que ninguna de ellas lo hizo (o lo hará). Por lo que en el ambiente Galáctico actual en el que se encuentra el Sol, no habrá problemas para la habitabilidad planetaria al menos a una escala de tiempo del orden de 10^6 años. Por supuesto, vale la pena mencionar que solo estamos hablando de las estrellas de las que se conocen todos sus parámetros en tres dimensiones.

Para el cúmulo de nacimiento del Sol realizamos simulaciones numéricas para intentar reproducir el calentamiento dinámico observado en el cinturón de Kuiper. Observacionalmente se sabe que entre 42 y 48 UA existen objetos con excentricidades en el intervalo de 0 a 0.4. En uno de nuestros experimentos realizados tomamos una estrella pasajera de $1 M_\odot$, una velocidad de 3 km/s y un parámetro de impacto de 100 UA y obtuvimos excentricidades de 0 a 0.1 a semiejes mayores entre 0-40 UA, excentricidades de 0 a 1 a semiejes mayores entre 40 y 65 UA y de 65-100 UA obtenemos muy pocas partículas para llevar a cabo una estadística. Con este experimento notamos que es posible reproducir excentricidades de entre 0 y 0.4 en el intervalo de 42 y 48 UA, que es lo que se observa. Aplicando la aproximación de impulso encontramos que en regiones de formación estelar como la nube de nacimiento del Sol es probable que las nubes de Oort sean destruidas, ya que la dispersión de velocidades de las estrellas en estos ambientes es demasiado baja y a que existe la posibilidad de tener encuentros estelares con parámetros de impacto inferiores a 200 UA. Y aunque las estrellas de la nube de nacimiento del Sol sufrieron interacciones dinámicas entre sí, sabemos que no impidieron el desarrollo y evolución de la vida en el sistema solar ni la destrucción de la nube de Oort indicando que la nube de Oort actual fue probablemente generada en su mayor parte después de la disolución del cúmulo.

Para el cúmulo estelar abierto Messier 67, encontramos que en la región central (a 1.06 pc del centro) por cada estrella ha ocurrido un encuentro estelar con un parámetro

de impacto menor de 130 UA, a una posición intermedia (a 2.34 pc) el encuentro que ocurre por estrella tiene un parámetro de impacto menor de 300 UA y en la periferia (a 3.62 pc) el encuentro ocurre con un parámetro de impacto menor de 1100 UA; por lo que la distancia mínima sobre el sistema planetario al cual ocurre un solo encuentro estelar a un tiempo de 4×10^9 años es directamente proporcional a la posición a la que se encuentra el sistema planetario en el cúmulo, lo que significa que en las regiones centrales de M67 los sistemas planetarios son más perturbados que en la periferia. Debido a que los valores de la ley de dispersión de velocidades es muy baja, un solo encuentro estelar tiene efectos muy severos sobre las propiedades orbitales de las partículas. Si suponemos que cada una de las estrellas de Messier 67 tienen $1 M_{\odot}$ y aplicamos la aproximación de impulso para investigar si las nubes de Oort son destruidas, encontramos que a cualquier posición a lo largo de Messier 67, las nubes de Oort sí serían destruidas a la escala de tiempo de la edad del cúmulo. En la región central de M67 (~ 1.06 pc) existe la posibilidad de un encuentro estelar con un parámetro de impacto de ~ 30 UA, que puede provocar una excentricidad orbital relativamente alta de los planetas internos, en este caso la excentricidad resultante a semiejes mayores de [0 a 10 UA (semieje mayor de Saturno)] alcanza valores de hasta 0.4. Sin embargo, como ya mencionamos en la introducción de la tesis, un planeta puede ser habitable si sus condiciones de atmósfera y tamaño se lo permiten aunque tenga una excentricidad de hasta 0.7.

En el cúmulo globular M13, similar que en los cúmulos abiertos, en las regiones centrales los sistemas planetarios se encuentran a densidades estelares altas y por lo tanto los encuentros estelares son muy cercanos. Respecto a si las nubes de Oort serían despojadas o no de sus sistemas planetarios como consecuencia de los encuentros estelares, aplicando la aproximación de impulso encontramos que las nubes de Oort serían destruidas a cualquier posición en el cúmulo M13 a una escala de tiempo de una quinta parte de la edad del Sol (10^9 años). Los parámetros de impacto como función de la posición en el cúmulo, nos muestran que a partir de 5 pc los parámetros de impacto son superiores a 100 UA. Si hay planetas en las regiones centrales y hasta aproximadamente el radio a media masa, esos planetas se encuentran altamente perturbados con órbitas muy elípticas. Desde 8 pc y hasta el radio de marea del cúmulo por cada estrella ha ocurrido un encuentro estelar con un parámetro superior de 300 UA. Desde 0 hasta 2 pc, la excentricidad alcanza valores de hasta de 1 a semiejes mayores de [0-5 UA

(semieje mayor de Júpiter)], lo que significa que en esta porción central del cúmulo es improbable que existan planetas con órbitas circulares.

Para el bulbo-barra encontramos una dinámica distinta a la de los cúmulos estelares. A posiciones de [0-45 pc] y [600-1300 pc] los parámetros de impacto encontrados son mayores de 100 UA. Y en el intervalo de [40-600 pc] los parámetros de impacto se encuentran en el intervalo de [88-100 UA]. Se trata de un ambiente en el que las dispersiones de velocidad son altas comparadas a las de ambientes como regiones de formación estelar o de cúmulos estelares, por lo que el efecto esperado es menor que el ocurrido en aquellos ambientes galácticos. Aplicando la aproximación de impulso y la condición necesaria para que sobrevivan las nubes de Oort que hemos construido, encontramos que las nubes de Oort sí podrían sobrevivir a cualquier posición en el bulbo-barra Galáctico a una escala de tiempo de 1.5×10^{10} años. Encontramos que a cualquier posición en el bulbo-barra, la excentricidad resultante hasta semiejes mayores de 10 UA (semieje mayor de Saturno) es inferior a 0.05. Por lo que a cualquier posición en el Bulbo-Barra, no parece haber problemas para las órbitas de planetas en la zona habitable (que para un sistema planetario cuya estrella anfitriona tienen $1 M_{\odot}$ está a ~ 1 UA). Las inclinaciones obtenidas son inferiores a 5° para cualquier posición en el Bulbo-Barra. En este ambiente galáctico es quizás posible encontrar planetas con órbitas circulares y por lo tanto con semieje mayor dentro de la zona habitable, sin olvidar que hemos hecho suposiciones simples; cada una de las estrellas tiene una masa solar y no hemos considerado pasajes estelares múltiples.

En el cúmulo estelar del centro galáctico encontramos que la densidad estelar es enorme a cualquier posición. Analizamos la región más interna en el cúmulo nuclear, desde 0 hasta 0.8 pc del centro galáctico, ya que hasta esta distancia aproximadamente se observa una tendencia Kepleriana de la dispersión de velocidades de las estrellas. Encontramos que a una escala de tiempo de 10^6 años la cantidad de encuentros ha sido tan grande que las distancias de máximo acercamiento entre las estrellas es inferior de 15 UA a cualquier posición en el cúmulo, existiendo la posibilidad de colisión directa entre las estrellas. De hecho se piensa que la razón por la que las estrellas del cúmulo estelar del núcleo son azules es que son masivas como consecuencia de las colisiones estelares. Por lo que es difícil encontrar sistemas planetarios dinámicamente fríos y evolucionados a escalas de tiempo de 10^9 años. Esto demuestra que se trata de un

entorno dinámicamente violento. Y aunque la alta dispersión de velocidades implica que los efectos de los encuentros estelares sean ligeros sobre el disco planetario, la cantidad de encuentros es suficientemente alta para perturbar severamente al disco y destruirlo a lo largo del tiempo. Cuando aplicamos la aproximación de impulso para analizar si las nubes de Oort son capaces de sobrevivir a un solo encuentro estelar, encontramos que en ninguna posición en el cúmulo nuclear es posible que sobrevivan estas nubes de Oort a una escala de tiempo de 10^6 años. A una escala de tiempo de 10^3 años, es posible encontrar nubes de Oort, a una posición de 0.1 pc o mayor, ya que a ese tiempo la cantidad de encuentros estelares no ha sido lo suficientemente alta para tener un encuentro estelar tal que despoje a las nubes de Oort. Respecto a la habitabilidad planetaria, podemos decir que debido a muchos factores más (como por ejemplo, rayos X, radiación ultravioleta, altas temperaturas, etc.) es prácticamente imposible el desarrollo y evolución de algún sistema planetario y por lo tanto de vida.

Parte IV

APÉNDICES

Apéndice A

El Potencial Axisimétrico

Para reproducir la curva de rotación, la fuerza perpendicular al plano y otros parámetros conocidos, como la velocidad de escape local y las constantes de Oort, hemos elegido el potencial tridimensional de Allen y Santillán (1991) como potencial axisimétrico, debido a su simplicidad matemática y a su aproximación a las propiedades Galácticas.

Este potencial es analítico y continuo en todo punto, al igual que sus derivadas. Consiste de un bulbo central y un disco, ambos de la forma propuesta por Miyamoto y Nagai (1975) y un halo masivo esférico.

La distribución de masa central tiene un potencial de la forma,

$$\Phi_1(R, z) = -\frac{M_1}{(R^2 + z^2 + b_1^2)^{1/2}}, \quad (\text{A.1})$$

y la densidad correspondiente,

$$\rho_1(R, z) = \frac{3b_1^2 M_1}{4\pi(R^2 + z^2 + b_1^2)^{5/2}}, \quad (\text{A.2})$$

donde $M_1=606.0$ y $b_1=0.3873$. Las unidades son las llamadas “unidades Galácticas” (con $G = 1$) y son kpc para longitud, 10 km/s para velocidad y $2.32 \times 10^7 M_\odot$ para masa. La masa de esta componente es $1.41 \times 10^{10} M_\odot$.

La componente de disco se modela de la siguiente forma:

$$\Phi_2(R, z) = -\frac{M_2}{(R^2 + [a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2)^{1/2}}, \quad (\text{A.3})$$

$$\rho_2(R, z) = \left(\frac{b_2^2 M_2}{4\pi}\right) \left(\frac{a_2 R^2 + [a_2 + 3(z^2 + b_2^2)^{1/2}][a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2}{\{R^2 + [a_2 + (z^2 + b_2^2)^{1/2}]^2\}^{5/2} (z^2 + b_2^2)^{3/2}}\right), \quad (\text{A.4})$$

donde $M_2=3690.0$, $a_2=5.3178$ y $b_2=0.2500$. Con una masa del disco de $8.56 \times 10^{10} M_\odot$.

Finalmente el halo masivo esférico, con $r = \sqrt{R^2 + z^2} \leq r_{max} = 100$ kpc,

$$\Phi_3(r) = -\frac{M(r)}{r} - \frac{M_3}{1,02a_3} \left[-\frac{1,02}{1 + (r/a_3)^{1,02}} + \ln\{1 + (r/a_3)^{1,02}\}\right]_r^{100}, \quad (\text{A.5})$$

$$\rho_3(r) = \frac{M_3}{4\pi a_3 r^2} (r/a_3)^{1,02} \frac{[2,02 + (r/a_3)^{1,02}]}{[1 + (r/a_3)^{1,02}]^2}, \quad (\text{A.6})$$

donde $M(r) = \frac{M_3(r/a_3)^{2,02}}{1+(r/a_3)^{1,02}}$, $M_3=4615.0$ y $a_3=12.0$. La masa del halo a 100 kpc es $8.002 \times 10^{11} M_\odot$

La masa total del modelo es $9 \times 10^{11} M_\odot$.

Entre las restricciones observacionales tomadas, como la curva de rotación (Figura A.1) y la fuerza perpendicular en z, adoptamos los siguientes parámetros; $R_0 = 8$ kpc como la distancia Galactocéntrica del Sol y $V_0(R_0) = 220$ km s⁻¹ como la velocidad circular en la posición solar. El halo tiene un radio de 100 kpc. La curva de rotación se aplana aproximadamente a una velocidad de 200 km s⁻¹. La velocidad de escape local es de aproximadamente 550 km s⁻¹. La densidad de masa total en la vecindad solar es $\rho = 0.15 M_\odot pc^{-3}$. Los valores obtenidos para las constantes de la rotación Galáctica (constantes de Oort) son $A = 12.95$ km s⁻¹ kpc⁻¹ y $B = -12.93$ km s⁻¹ kpc⁻¹.

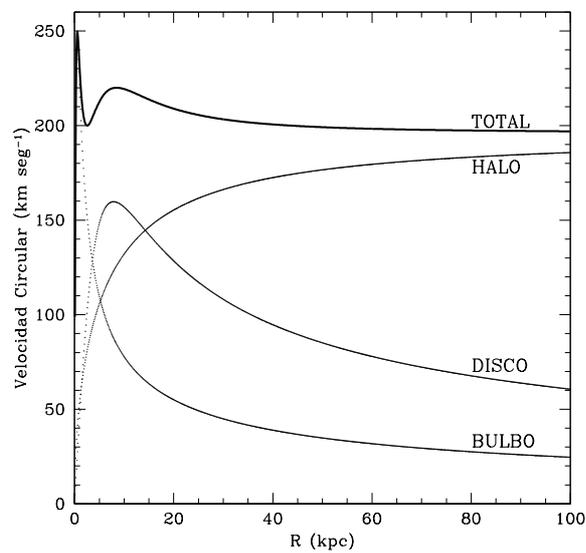


FIGURA A.1: Contribución de las tres componentes principales de masa a la curva de rotación (líneas punteadas) y la curva de rotación total (línea continua).

Apéndice B

Los Métodos de Integración y las Técnicas

En este apéndice describimos el integrador usados para la solución de las ecuaciones de movimiento de las partículas sometidas a un potencial que incluye a la estrella central del sistema planetario, a la estrella pasajera y la fuerza que siente la estrella central del sistema planetario debido a la estrella perturbadora. Este integrador es el conocido como *Bulirsh-Stoer* (Press et al. 1992).

B.1. El Método de Bulirsh-Stoer para la Integración de Orbitas

Este es uno de los mejores métodos de obtención de soluciones de alta precisión para ecuaciones diferenciales ordinarias con esfuerzos computacionales mínimos (Press et al. 1992).

El método consiste de tres ideas principales. La primera de éstas es el *acercamiento diferido al límite* de Richardson, que consiste en considerar la respuesta final de un cálculo numérico como una función analítica de un parámetro ajustable, como el tamaño de paso, h . Esta función analítica puede ser probada ejecutando los cálculos con varios valores de h , ninguno de ellos siendo necesariamente suficientemente pequeño para proporcionar la precisión deseada. Cuando se conoce suficiente acerca de la función,

se le ajusta alguna forma analítica, y de esta forma se puede evaluar la función en el punto “imposible” $h=0$ (Fig. B.1).

La segunda idea tiene que ver con el tipo de ajuste de la función utilizado. Debido al poder de la extrapolación de funciones racionales, Bulirsh y Stoer las eligieron en las aplicaciones tipo Richardson (Press et al. 1992). El poder radica en el aumento del limitado intervalo de convergencia de las series de potencias. Las funciones racionales pueden ajustarse bastante bien a funciones analíticas aún después de varios términos, en las potencias de h , de magnitud comparable.

La tercera idea es el uso de un método cuya función de error sea estrictamente par, permitiendo que la función racional o aproximación polinomial esté en términos de la variable h^2 en lugar de sólo h .

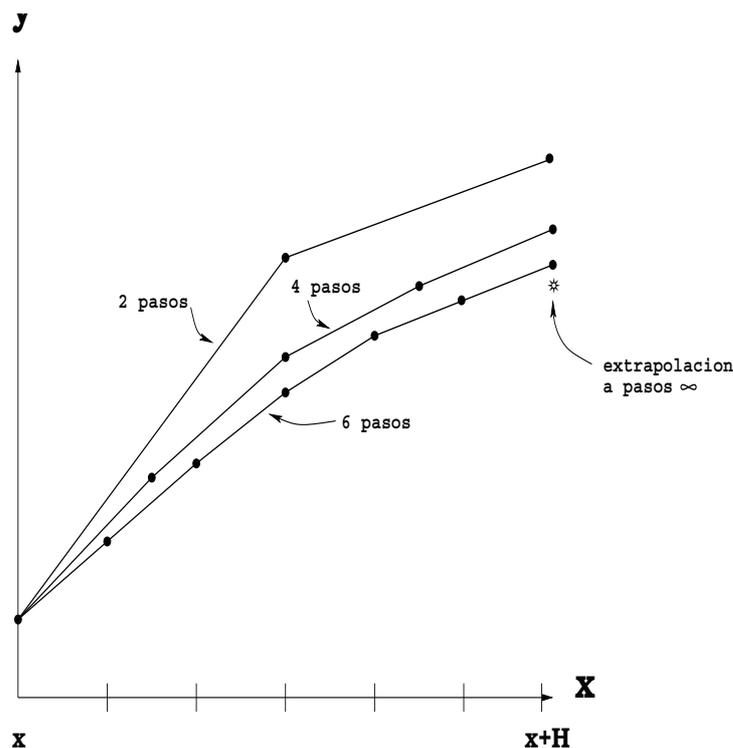


FIGURA B.1: Extrapolación de Richardson usada en el método de Bulirsh-Stoer. Un intervalo grande H es subdividido por diferentes secuencias de subintervalos cada vez más finos. Los resultados son extrapolados a una respuesta que se supone corresponderá a un número infinito de subintervalos. En el método de Bulirsh-Stoer, las integraciones son hechas con el método modificado del punto medio y la técnica de extrapolación es una función racional o una extrapolación polinomial.

Con estas ideas juntas describimos el programa que consiste de tres rutinas principales, BSSTEP (*stepper*), MMID (método de punto medio modificado) y ODEINT (*driver*).

El método funciona de la siguiente forma: BSSTEP incrementa el valor en el tiempo una cantidad H y evalúa las variables iniciales y_i al tiempo $t+H$, subdivide este intervalo H en dos subintervalos de longitud $h=H/2$, evalúa las y_i en los extremos de esos dos subintervalos, uno de éstos le da un nuevo valor a la función al tiempo $t+h$. Entonces el intervalo H se subdivide otra vez en más intervalos y se evalúa otra vez (cada evaluación es hecha usando MMID). La secuencia del número de subdivisiones es predeterminada y en este caso particular es $n = 2, 4, 6, 8, 10, \dots, n_j = 2j$. Cada vez que una n sucesiva es intentada, se realiza una extrapolación polinomial (a $H/n=0$ o $n=\infty$) que devuelve, además de los valores extrapolados de la función, las estimaciones del error. En caso de que los errores no sean satisfactorios, se toma un valor más alto en n . Si son satisfactorios se irá a un siguiente paso más grande de H y se comenzará nuevamente con el n más pequeño. Si el intervalo H ha sido subdividido en 12 subintervalos y la extrapolación todavía no resulta satisfactoria, BSSTEP reducirá el tamaño de H en lugar de continuar incrementando el número de subintervalos. Esto significa que el paso de tiempo es variable. En regiones donde la función no varía mucho, los pasos de tiempo, H , son grandes y se requiere un número pequeño de subdivisiones para obtener la convergencia deseada. Por otra parte, en lugares donde la función es altamente variable, el tamaño de paso, H , se hace pequeño y la secuencia de subdivisiones usualmente crece. Para ejecutar la extrapolación polinomial después de cada n intentada, BSSTEP llama a la rutina PZEXTR (Press et al. 1992).

Finalmente, para la ejecución de BSSTEP se requiere un “manejador” (*driver*) el cual funciona como interfase con el usuario, para este efecto usamos la subrutina ODEINT. Esta subrutina comienza y termina la integración y guarda los resultados intermedios, es decir devuelve la lista de valores entre $t=0$ y t_f para las variables involucradas en el problema. Ya que el paso temporal no es fijo, ODEINT requiere un paso temporal mínimo tal que sólo si éste es más largo que el mínimo en BSSTEP, los valores de las variables serán guardados. Esto evita tener muchos valores salvados en lugares donde la función cambia rápidamente y el paso temporal es pequeño.

Apéndice C

Otros Cálculos Interesantes: Colisiones en el Cinturón de Kuiper y en la Nube de Oort

Cuando analizamos los ambientes Galácticos de cúmulos abiertos, cúmulos globulares, bulbo-barra y el núcleo Galácticos, nos propusimos encontrar el radio de un disco planetario sobre el que ha ocurrido un encuentro estelar a un tiempo dado. Generalmente este tiempo lo tomamos como la edad del cúmulo o una escala de tiempo del orden de la del sistema Solar. Ahora en este apéndice en lugar de aplicar la definición de camino libre medio para conocer la dinámica estelar, la aplicaremos a los objetos del cinturón de Kuiper y a cometas que forman la nube de Oort. Calcularemos la escala de tiempo entre colisiones sucesivas entre objetos del cinturón de Kuiper y también de cometas de la nube de Oort. Esto lo hacemos con la finalidad de conocer la dinámica colisional del cinturón de Kuiper y de la nube de Oort. Mostraremos que dinámicamente hablando, el cinturón de Kuiper ha sido más colisional que la nube de Oort. Estos cálculos son de utilidad ya que las colisiones físicas representan un proceso importante de modificación estructural y orbital a lo largo de la historia del cinturón de Kuiper y de la nube de Oort (Leinhardt et al 2007).

Existen observaciones que respaldan la evidencia de colisiones en el cinturón de Kuiper. Las naves espaciales *Pioneer* y *Voyager* observaron partículas de polvo interplanetario. Se concluyó que el cinturón de Kuiper debe ser una región fuente de polvo.

La distribución de tamaños de los objetos del cinturón de Kuiper tiene al menos una ruptura en una ley de potencias alrededor de diámetros de 10 km, lo cual es consistente con los modelos de equilibrio colisional entre los objetos más pequeños. El descubrimiento de una posible familia dinámica de objetos en el cinturón de Kuiper implica condiciones que producen al menos una colisión catastrófica de uno de los objetos más grandes del cinturón de Kuiper. Los modelos de acreción de los objetos más grandes del cinturón de Kuiper demuestran que la masa del cinturón de Kuiper primigenio debe haber sido mucho mayor que la que se le observa hoy en día. El déficit total de masa de $> 90 \%$, fue llevado a cabo por una combinación de perturbaciones dinámicas y colisiones destructivas. Las observaciones mencionadas indican que las colisiones son un factor importante en la evolución dinámica del cinturón de Kuiper. Las observaciones que nos muestran la gama de resultados por colisión son las siguientes. El estado dinámico del cinturón de Kuiper ha cambiado dramáticamente con el tiempo (Morbidelli et al. 2007), de ahí que las velocidades de colisión de los objetos del cinturón de Kuiper han variado con el tiempo. En el cinturón de Kuiper moderno, las velocidades de colisión son de ~ 1 km/s (Trujillo et al 2001) para los objetos del cinturón de Kuiper clásico, y ligeramente mayor para las demás poblaciones (Gladman et al 2007). Para estas velocidades de impacto, la mayoría de los cuerpos menores de 100 km han sufrido desbaratamientos, mientras que los cuerpos más grandes han sobrevivido.

C.1. Colisiones en el Cinturón de Kuiper y la Nube de Oort

Existen 3 cantidades independientes entre sí que determinan la importancia relativa de las colisiones para la evolución de un sistema de N partículas: (1) la relacionada con el tamaño físico de las partículas que componen el sistema; (2) la relacionada con el esparcimiento entre los componentes del sistema; y (3) la relacionada con el tamaño físico del sistema. El primer parámetro es r_0 , que coincide con el diámetro físico de las partículas. El segundo parámetro es $\langle L \rangle$, la separación promedio entre las partículas. Y el último parámetro es la longitud física del sistema.

La separación promedio entre las partículas la denotamos de la siguiente forma,

$$\langle L \rangle = n, \quad (\text{C.1})$$

donde n es la densidad por número de partículas. Una longitud de interés es L_{col} que es la trayectoria libre media entre colisiones

$$L_{col} = 1/nb \quad (\text{C.2})$$

donde b , la sección transversal colisional, se puede calcular como la sección transversal geométrica.

$$b = \pi r_0^2, \quad (\text{C.3})$$

C.1.1. Densidades de Población y Tiempos Colisionales en el Cinturón de Kuiper y en la Nube de Oort

Para conocer la dinámica colisional del cinturón de Kuiper y de la nube de Oort necesitamos las densidades de objetos por unidad de volumen y las dispersiones de velocidades típicas. Para el cinturón de Kuiper, se tiene un estimado de 10^6 objetos, entre 40 y 50 AU de semieje mayor. La altura vertical del cinturón de Kuiper en este rango es de ~ 1 AU, ya que esos objetos tienen inclinaciones muy pequeñas. Para conocer el volumen de esta sección del cinturón de Kuiper consideraremos un anillo de radio inferior de 40 UA y un radio exterior de 50 UA y una altura de ~ 1 UA. Con esta simple geometría podemos conocer el volumen del cinturón de Kuiper entre 40 y 50 AU. Definimos dos volúmenes

$$V_1(R_1, z) = 2\pi R_1^2 z, \quad (\text{C.4})$$

$$V_2(R_2, z) = 2\pi R_2^2 z, \quad (\text{C.5})$$

Donde R_1 vale 40 AU y R_2 , 50 AU. El valor de la altura z es el mismo para ambos y vale 1 AU. Entonces el volumen de esta porción de cinturón de Kuiper es

$$V_{total} = V_2(R_2, z) - V_1(R_1, z) = 200\pi AU^3, \quad (\text{C.6})$$

Una vez conocido el volumen del cinturón de Kuiper y sabiendo el número de objetos que existen en este volumen, podemos conocer la densidad en número por unidad de volumen.

$$\rho = 10^{10}/200\pi = 1,6 \times 10^7 \text{objetos/AU}^3 = 5 \times 10^{-18} \text{objetos/km}^3 \quad (\text{C.7})$$

Por lo que en promedio un objeto del cinturón de Kuiper se encuentra en un volumen de $9.54 \times 10^{17} \text{ km}^3$, suponiendo que es un volumen esférico, podemos conocer un radio, mismo que caracteriza la distancia promedio entre objetos, este radio vale $r = 5.31 \times 10^5 \text{ km}$. Que es equivalente a 1.5 veces la distancia entre la Tierra y la Luna.

Ahora, calculamos el tiempo medio entre colisiones en el cinturón de Kuiper, para ello es necesario el valor de la dispersión de velocidad en el cinturón de Kuiper, un valor típico es de aproximadamente 1.2 km/s. Consideraremos una sección eficaz de colisión de los objetos del cinturón de Kuiper de 2 km en promedio. Entonces el tiempo medio entre colisiones sucesivas es

$$t = \frac{1}{(1.2\text{km/s})(5 \times 10^{-18}/\text{km}^3)(4\pi\text{km})} = 4 \times 10^8 \text{yr} \quad (\text{C.8})$$

Este tiempo de 4×10^8 años equivale al 8 % de la edad del Sol.

Ahora aplicamos esta misma idea para calcular el tiempo medio entre colisiones sucesivas para los objetos de la nube de Oort. Sabemos que la nube de Oort es una inmensa esfera con un radio de $\sim 10^5 \text{ AU}$, en la que se estima que existen un total de 10^{13} objetos. La dispersión de velocidades típica de los cometas de la nube de Oort es de $\sim 0.2 \text{ km/s}$. Sin pérdida de generalidad, encontramos que el tiempo medio entre colisiones sucesivas en la nube de Oort es de $t = 6.6 \times 10^{26} = 2 \times 10^{19}$ años. Este es un valor enorme. Por lo que dinámicamente hablando, el cinturón de Kuiper es colisional mientras que la nube de Oort no lo es. El tiempo entre colisiones sucesivas en la nube de Oort, según este simple cálculo, sería mayor que la edad del Universo, mientras que el tiempo entre colisiones sucesivas de objetos en el cinturón de Kuiper equivale al 8 % de la edad del Sol.

Bibliografía

- [1] Aaronson, M., Schommer, R., Olszewski, E., 1984, ApJ, 276, 221
- [2] Aarseth S., 2003, *Gravitational N-Body Simulations. pp.430. Cambridge University Press*, 2003
- [3] Adams F., Myers P., 2001, ApJ, 553, 744
- [4] Adams F., Prozkow E., Fatuzzo M., Myers P., 2006, ApJ, 641, 504
- [5] Alexander T., 1999, ApJ, 527, 835
- [6] Alekander T., 2005, Physics Reports, 419, 65
- [7] Allen, R., Bernstein, G., Malhotra, R., 2001, AJ, 549, 124-144
- [8] Allen L., Megeath S., Gutermuth R., Myers P., Wolk S., Adams F., Muzerolle J., Young E., Pipher J., 2007, in Reipurth B., Jewitt D., Keil K., eds, Protostars and Planets V The Structure and Evolution of Young Stellar Clusters. pp 361-376
- [9] Allen, C., Santillán, A., 1991, RMxAA, 22, 256-263
- [10] Antonov, V., Latyshev, I., 1972, en *The Motion, Evolution of Orbits and Origin of Comets*, ed. G. Chebotarev, E. Kazimirschak-polonskaya, B., Marsden (Dordrecht:Reidel), 341
- [11] Athanassoula E., 2005, MNRAS, 358, 1477
- [12] Babusiaux C., Gilmore G., 2005, MNRAS, 358, 1309
- [13] Backer D., 1993, in Phillips J. A., Thorsett S. E., Kulkarni S. R., eds, Planets around Pulsars, ASP Conf. Ser.Vol.36, Planets around Pulsars. Astron.Soc.Pac., San Francisco, p.11
- [14] Beaulieu S., Dopita M., Freeman K., 1999, ApJ, 515, 610
- [15] Beccari G., Ferraro F., Possenti A., Valenti E., Origlia L., Rood R., 2006, AJ, 131, 2551
- [16] Beer M., King A., Livio M., Pringle J., 2004, MNRAS, 354, 763-768
- [17] Benjamin R., et al., 2005, ApJ, 630, L149
- [18] Biermann, L., Huebner, W., Lust, R., 1983, Proc.Natl.Acad.Sci.,80, 5151
- [19] Binney J., Gerhard O., Spiegel D., 1997, MNRAS, 288, 365
- [20] Binney J., Tremaine S., 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press
- [21] Binney, J., Tremaine, S., 2007, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press
- [22] Bissantz N., Gerhard O., 2002, MNRAS, 330, 591
- [23] Blum R., Carr J., Depoy D., Sellgren K., Terndrup D., 1994, ApJ, 422, 111
- [24] Blum R., Carr J., Sellgren K., Terndrup D., 1995, ApJ, 449, 623
- [25] Bonatto C., Bica E., 2003, A&A, 405, 525-530
- [26] Bonfils X., et al., 2005, A&A, 443, L15
- [27] Butler R., Wright J., Marcy G., Fischer D., Vogt S., Tinney C., Jones H., Carter B., Johnson J., McCarthy C., Penny A., 2006, ApJ, 646, 505B
- [28] Cabrera-Lavers A., Garzón F., Hammersley P., Vicente B., González-Fernández C., 2006, A&A, 453, 371
- [29] Cameron A., Truran J., 1977, Icarus, 30, 447
- [30] Carpenter J., 2000, ApJ, 538, L151

- [31] Carrol, B., Ostile, D., 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison Wesley
- [32] Clark P., Bonnel J., Zinnecker H., Bate M., 2005, MNRAS, 359, 809
- [33] Cole A., Weinberg M., 2002, ApJ, 574, L43
- [34] Davies M., Benz W., 1991, ApJ, 381, 449
- [35] Davies M., Blackwell R., Bailey V., Sigurdsson S., 1998, MNRAS, 301, 745
- [36] de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R., 1997, A&A, 326, L21
- [37] de Pater I., Lassauer J., 2001, *Planetary Sciences*, Cambridge University Press
- [38] de Vaucouleurs G., 1964, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, ed.F.Kerr & A.Rodgers, 195
- [39] Duncan M., Quinn T., Tremaine S., 1988, ApJ, 328, L69-L73
- [40] Durda, D., Stern, S., 2000, Icarus, 45, 220-229
- [41] Eckart A., Genzel R., 1996, Nature, 383, 412
- [42] Eckart A., Genzel R., 1997, MNRAS, 284, 576
- [43] Eisenhauer F., Genzel R., Alexander T., et al., 2005, ApJ, 628, 246
- [44] Farinella P., Davis D., Stern A., 2000, prpl.conf, 1255F
- [45] Fernández J., 1980, MNRAS, 192:481-91
- [46] Fischer D., Valenti J., Marcy G., 2004, in Dupree A., ed., ASP Conf.Ser.,IAU Symposium 219:Stars as Sun:Activity, Evolution and Planets. Astron.Soc.Pac., San Francisco
- [47] Francic S., 1989, AJ, 98:888
- [48] Franck S., von Bloh W., Bounama C., Steffen M., Schonberner D., Schellnhuber H., 2000, JGR, 105, 1651-1658
- [49] Freudenreich H., 1998, ApJ, 492:495-510
- [50] Friel E., 1995, ARA&A, 33, 381-414
- [51] Fulbright J., McWilliam A., Rich R., 2006, 636, 821
- [52] García-Sánchez J., Preston R., Jones D., Weissman P., Lestrade J., Latham P., Stefanik R., 1997, ESASP, 402, 617G
- [53] García-Sánchez, J., Preston, R., Jones, D., Weissman P., Lestrade J., Latham D., Stefanik R., 1999, AJ, 117, 1042-1055
- [54] García-Sánchez J., Weissman P., Preston R., Jones D., Lestrade J., Latham D., Stefanik R., Paredes J., 2001, A&A, 379, 634-659
- [55] Garzón F., Hammersley P., Mahoney T., Calbet X., Selby M., Hepburn I., 1993, MNRAS, 264, 773
- [56] Garzón F., 1999, in ASP Conf.Ser. 187, The Evolution of Galaxies on Cosmological Timescales, ed.J.E.Beckham & T.J.Mahoney, 31
- [57] Genzel R., Pichon C., Eckart A., Gerhard O., Ott T., 2000, MNRAS, 317, 348
- [58] Genzel R., Thatte N., Krabbe A., Kroker H., Tacconi-Garman L., 1996, ApJ, 472, 153
- [59] Genzel R., Eckart A., Ott T., Eisenhauer F., 1997, MNRAS, 291, 219
- [60] Genzel R., Schodel R., Ott T., Eisenhauer F., Hofmann R., Lehnert M., Eckart A., Alexander T., Sternberg A., Lenzen R., Clenet Y., Lacombe F., Rouan D., Rizzi A., Tacconi-Garman L. E., 2003, ApJ, 594, 812
- [61] Ghez A., Klein B., Morris M., Becklin E., 1998, ApJ, 509, 678
- [62] Ghez A., Morris M., Becklin E., 1999, ASPC, 186, 18
- [63] Ghez A., Salim S., Hornstein S., Tanner A., Lu J., Morris M., Becklin E., Duchene G., 2005, ApJ, 620, 744
- [64] Gilliland R., Brown T., 1992, AJ, 103, 1945
- [65] Gilliland R., et al., 2000, ApJ, 545, L47
- [66] Girard, T., Grundy, W., López, C., van Altena, W., 1989, AJ, 98, 227G
- [67] Gladman B., Kavelaars J., Petit J., Morbidelli A., Holman M., Loredó T., 2001, AJ, 122, 2, 1051-1066

- [68] Gliese, W., Jahreiss, H., 1991, Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars, no publicado
- [69] González G., 1998, A&A 334, 221
- [70] González G., Wallerstein G., Saar S., 1999, ApJ, 511, L111
- [71] Goswami J., Vanhala H., 2000, in Protostars and Planets IV, ed. V.Mannings, A.P.Boss, & S.S.Russell, 963
- [72] Groenewegen M., Blommaert J., 2005, A&A, 443, 143
- [73] Hall S., Clarke C., Pringle J., 1996, MNRAS, 278, 303-320
- [74] Hammersley P., Garzón F., Mahoney T., López-Corredoira M., Torres M., 2000, MNRAS, 317, L45 (H00)
- [75] Hammersley P., López-Corredoira M., Garzón F., 2001, in ASP Conf.Ser.231, Tetons 4: Galactic Structure, Stars, and the Interstellar Medium, ed.C.E.Woodward, M.D.Bicay, & J.M.Shull, 81
- [76] Harris W., 1991, ARA&A, 29, 543
- [77] Hart M., 1979, Icarus, 37, 351-357
- [78] Heggie D., Rasio F., 1996, MNRAS, 282, 1064
- [79] Hester J., Desch J, Healy K., Leshin L., 2004, Science, 304, 1116
- [80] Hills, J., 1981, AJ, 86, 1730
- [81] Holman, M., Wiegert, P., 1999, AJ, 117, 621
- [82] Huang S., 1959, AmSci, 47, 392-402
- [83] Hurley, J., Shara, M., 2002, ApJ, 565, 1251
- [84] Hurley, J., Tout, C., Aarseth, S., 2000, ASP Conference Series, 198
- [85] Ida, S., Bryden, G., Lin, D., Tanaka, H., 2000, AJ, 534, 428-445 (a)
- [86] Ida, S., Larwood, J., Burkert, A., 2000, AJ, 528, 351-356 (b)
- [87] Inman, R., Carney, B., 1987, AJ, 93, 1166
- [88] Janes K, Adler D., 1982, ApJ, 49:425
- [89] Janes K., Phelps R., 1994, AJ, 108:1773
- [90] Janes K., Tilley C., Lynga G., 1988, AJ, 95:771
- [91] Jewitt, D., Luu, J., 1993, Nature, 362, 730-732
- [92] Jewitt, D., Luu, J., Trujillo, C., 1998, AJ, 115, 2125-35
- [93] Jiang Ing-Guey., Duncan M., Lin D., 2006, RevMexAA(SC), 21,217
- [94] Jones, M., Lambourne, R., *An Introduction to Galaxies and Cosmology*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003
- [95] Kaluzny J., Udalsky A., 1992, AcA, 42, 1, 29-47
- [96] Kasting J., Whitmire D., Reynolds R., 1993, Icarus, 101, 108-128
- [97] Kent S., 1992, ApJ, 387, 181
- [98] Kerr F., 1967, in IAU Symo 31, Radio Astronomy and the Galactic System, ed. H. van Woerden, 239
- [99] Kharchenko N., Piskunov A., Roser S., Schilbach E., Scholz R., 2005, A&A, 438, 1163
- [100] Kenyon, S., Bromley, B., 2004, Nature, vol.432
- [101] King I., 1962, AJ, 67:471
- [102] Kobayashi H., Ida S., 2001, Icarus, 153, 2, 416-429
- [103] Kuiper G., 1951, PNAS, 37, 1K
- [104] Lada C., Lada E., 2003, ARA&A, 41, 57
- [105] Lamers H., Gieles M., 2006, A&A, 455, L17
- [106] Laughlin, G., Adams, F., 1998, ApJ, 508, L171
- [107] Lee T., Papanastassiou D., Wasserburg G., 1977, ApJ, 211, L107
- [108] Leinhardt, Z., Stewart, S., Schultz, P., 2007, *The Solar System Beyond Neptune*, University of Arizona Press, Tucson, 592 pp., p.195-211
- [109] Leonard P., 1988, Astron. J. 95:108

- [110] Levison H., Duncan M., 1997, *Icarus*, 127, 1, 13-32
- [111] Levison H., Morbidelli A., 2003, *Nature*, 426, 419-421
- [112] Levison H., Morbidelli A., Luke D., 2004, *AJ*, 128, 2553L
- [113] Lindqvist M., Winnberg A., Habing H., Matthews H., 1992, *A&AS*, 92, 43
- [114] Looney L., Tobin J., Fields B., 2006, *AJ*, 652, 2, 1755-1762
- [115] López-Corredoira M., Cabrera-Lavers A., Gerhard O., 2005, *A&A*, 439, 107
- [116] López-Corredoira M., Cabrera-Lavers A., Mahoney T., Hammersley P., Garzón F., González-Fernández C., 2007, *AJ*, 133:154-161
- [117] Lucas P., Roche P., Allard F., Hauschildt P., 2001, *MNRAS*, 326, 695
- [118] Lynga G., 1982, *A&A*, 109, 2, 213-222
- [119] Madore, B., Freedman, W., 1989, *ApJ*, 340, 812
- [120] Malhotra, R., 1995, *AJ*, 110, 420-429
- [121] Malmberg, D., De Angeli, F., Davies, M., Church, R., Mackey, D., Wilkinson m., 2007, *MNRAS*, 378, 1207-1216
- [122] Marcy G., 2005, *Prog.in The.Phys.Suppl.* 158, 24
- [123] Marcy G., Butler R., Fischer D., Vogt S., Wright J., Tinney C., Jones H., 2005, *PThPS*, 158, 24M
- [124] Martin, C., Mignard, F., 1998, *A&A*, 330, 585
- [125] Mathieu R., 1984. *ApJ*. 284:643
- [126] Mathieu R., Latham d., 1986, *AJ*, 92:1364
- [127] Matthews R., 1994, *QJRAS*, 35, 1, 1
- [128] Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, 378, 355M
- [129] McNamara, B., Sanders, W., 1978, *A&A*, 62, 259-260
- [130] Melia F., Falcke H., 2001, *ARA&A*, 39, 309-352
- [131] Melita M., Larwood J., Collander-Brown S., Fitzsimmons A., Williams I., Brunini A., 2002, *ESASP*, 500, 305-308
- [132] Menou, K., Tabachnik, S., 2002, *AJ*, 583, 473-488
- [133] Merrifield M., 2004, in *ASP Conf. Ser.* 317, *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy*, ed D. Clements, R.Shah, & T.Brainerd, 289
- [134] Meyer B., Clayton D., 2000, *Space Sci. Rev.*, 92, 133
- [135] Meylan G., Mayor M., Duquennoy A., Dubath P., 1994, *BAAS*, 26, 956
- [136] Meylan G., Mayor M., Duquennoy A., Dubath P., 1995, *A&A*, 303, 761
- [137] Montgomery K., Marschall L., Janes K., 1993, *AJ*, 106:181
- [138] Morbidelli, A., Levison, H., Gomes, R., 2007, *The Solar System Beyond Neptune*, University of Arizona Press, Tucson, 592 pp., p.275-292
- [139] Moro-Martín, A., Wyatt, M., Malhotra, R., Trilling, D., 2007, *The Solar System Beyond Neptune*, University of Arizona Press, Tucson, 592 pp., p.465-480
- [140] Mostefaoui S., Lugmair G., Hoppe P., 2005, *ApJ*, 625, 271
- [141] Mullari, A., Orlov, V., 1996, *Earth Moon Planets*, 72, 19
- [142] Ninkovic S., 1998, *SerAJ*, 158, 15
- [143] Nissen P., Twarog B., Crawford D., 1987, *AJ*, 93, 634
- [144] Ng Y. K. 1998, *IAU Symp.184, La región central de la Galaxia y galaxias*, ed Y. Sofue, 27
- [145] O'Leary R., Loeb A., 2007, *MNRAS*, 383, 86-92
- [146] Oort, J., *Bull.Astron.Inst.Neth*, 1950, 11, 91-110
- [147] Oort J., 1977, *ARA&A*, 15, 295
- [148] Perets H., Hopman C., Alexander T., 2007, *ApJ*, 656, 709
- [149] Peters W., III. 1975, *ApJ*, 195, 617

- [150] Pfahl E., 2005, ApJ, 635, 1, L89-L92
- [151] Pfahl, E., Muterspaugh, M., 2006, ApJ, 652, 1694
- [152] Pollard D., Thompson S., 1995, Glob.Planet Change 10, 129
- [153] Porras A., Christopher M., Allen L., Di Francesco J., Megeath S., Myers P., 2003, AJ, 126, 1916
- [154] Porteguis Zwart S., McMillan S., 2005, AJ, 633, 2, L141-L144
- [155] Press W., Teukolsky S., Vetterling W., Flannery B., 1992, Cambridge University Press, 2nd ed
- [156] Pryor, C., Meylan, G., 1993, ASPC, 50
- [157] Rabl, G., Dvorak, R., 1988, A&, 191, 385
- [158] Rasio F., Shapiro S., 1990, ApJ, 354, 201
- [159] Reid I., 2002, PASP, 114, 306
- [160] Rich R., Origlia L., 2005, ApJ, 634, 1293
- [161] Paumard T., Genzel R., Martins F., Nayakshin S., Beloborodov A., Levin Y., Trippe S., Eisenhauer F., Ott T., Gillessen S., Abuter R., Cuadra J., Alexander T., Sternberg A., 2006, ApJ, 643, 1011
- [162] Rougoor G., 1964, Bull.Astron.Inst.Netherlands, 17, 381
- [163] Rougoor G., Oort J., 1960, Proc. Nat. Acad. sci., 46, 1
- [164] Safronov V., *Evolution of the Small Bodies in the Solar System*, 217-226, 1987
- [165] Sahu K., Casertano S., Livio M., Gilliland R., Panagia N., Albrow M., Potter M., 2001, Nature, 411, 1022
- [166] Sahu K., Casertano S., Valenti J., Bond H., Brown T., Smith T., Clarkson W., Minniti D., Zoccali M., Livio M., Renzini A., Rich R., Panagia N., Lubow S., Brown T., Piskunov N., 2007, Extreme Solar Systems, ASP Conference Series, Vol. 398, proceedings of the conference held 25-29 June, 2007, at Santorini Island, Greece. p.93
- [167] Santos N., Israelian G., Mayor M., Rebolo R., Udry S., 2003, A&A, 398, 363
- [168] Schneider J., 2008, *The Extrasolar Planets Encyclopedia*
- [169] Sellwood J., 1981, A&A, 99, 362
- [170] Selsis F., Kasting J., Levrard B., Paillet J., Ribas I., Delfosse X., 2007, A&A, 476, 1373-1387
- [171] Sevenster M., Chapman J., Habing H., Killeen N., Lindqvist M., 1997, A&AS, 122, 79
- [172] Sevenster M., Prasenjit, S., Valls-Gabaud D., Fux R., 1999, MNRAS, 307, 3, 584-594
- [173] Shu F., Adams F., Lizano S., 1987, ARA&, 25, 23-81
- [174] Sigurdsson S., 1992, 399, L95-L97
- [175] Smith K., Bonnel I., 2001, MNRAS, 322, L1
- [176] Smoluchowski, R., Torbett, M., 1984, Nature, 311, 38
- [177] Soker N., Hadar R., 2001, MNRAS, 324, 213
- [178] Soker N., Hershenhorn A., 2007, MNRAS, 381, 334-340
- [179] Sparke L., Gallagher J., 2007, *Galaxies in the Universe*, Cambridge University Press
- [180] Spitzer L., 1958, ApJ, 127:17
- [181] Spitzer L., Harm R., 1958, ApJ, 127:544
- [182] Spurzem, R., Giersz, M., Heggie, D., Lin, D., 2006, ApJ, astro-ph/0612757
- [183] Stern, A., 2003, Nature, vol.242
- [184] Stern, S., 1988, Icarus, 73, 499-507
- [185] Stern, S., Weissmann, P., 2001, Nature, 401, 589-591
- [186] Tachibana S., Huss G., 2003, ApJ, 588, L41
- [187] Terlevich E., 1987, MNRAS, 224:193
- [188] Terndrup D., Sadler E., Rich R., 1995, AJ, 110, 1774
- [189] Thompson S., Pollard D., 1997, J.Climate 10, 871
- [190] Thorne K., Zytkow A., 1975, ApJ, 199, L19

- [191] Thorsett S., Arzoumanian Z., Camilo F., Lyne A., 1999, *ApJ*, 523, 763
- [192] Tremaine S., Gebhardt K., Bender R., Bower G., Dressler A., Faber S., Filippenko A., Green R., Grillmair C., Ho L., Kormendy J., Lauer T., Magorrian J., Pinkney J., Richstone D., 2002, *AJ*, 574:740-753
- [193] Trujillo C., Brown M., Margot J., Bertoldi F., 2002, *DPS*, 34, 849
- [194] Trujillo, C., Luu, J., Bosh, A., Elliot, J., 2001, *AJ*, 122, 2740-2748
- [195] van den Bergh S., Sher D., 1960, *PDDO*, 2, 7, 203-251
- [196] van der Bergh S., 1993, in *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ASP Conference Series Vol. 50, eds. Djorgovski S.G. & Meylan G, 1
- [197] Vanhollebeke E., Groenewegen M., Girardi L., 2007, *ASPC*, 378, 404
- [198] Vogt E., 1996, *Am. J. Phys.* 64 (4)
- [199] Wadhwa M., Amelin Y., Davis A., Lugmair G., Meyer B., Gounelle M., Desch S., 2006, in *Protostars and Planets V*, ed.B.Reipurth, D. Jewitt & K. Keil, in press
- [200] Weissman, P., 1996, *Earth Moon Planets*, 72, 25
- [201] Whitelock P., 1992, in *Variable Stars and Galaxies*, in honor of M.W. Feast on his retirement, ed.B.Warner, *ASP Conf.Ser.*, 30, 11
- [202] Wielen R., 1977, *A&A*, 60, 2, 263-275
- [203] Williams D., Kasting J., 1997, *Icarus*, 129, 254
- [204] Williams D., Pollard D., 2002, *IJAsB*, 1, 1, 61-69
- [205] Zapatero-Osorio M., Bejar V., Martín E., Rebolo R., Barrado Y Navascus D., Bailer-Jones C., Mundt R., 2000, *Science*, 290, 5489, 103-107
- [206] Zhao H., 1996, *MNRAS*, 278, 488
- [207] Zhao H., 2000, *MNRAS*, 316, 418
- [208] Zinn R., 1985, *ApJ*, 293, 424-444
- [209] Zoccali M., et al., 2003, *A&A*, 399, 931